



**HAL**  
open science

# Méthodologie de conception des modules de puissance étude électrothermique de l'association parallèle

Stéphane Raël

► **To cite this version:**

Stéphane Raël. Méthodologie de conception des modules de puissance étude électrothermique de l'association parallèle. Energie électrique. Institut National Polytechnique Grenoble (INPG), 1996. Français. NNT: . tel-01874123

**HAL Id: tel-01874123**

**<https://hal.science/tel-01874123>**

Submitted on 14 Sep 2018

**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.



T. 503

**THESE**

présentée par

**Stéphane RAËL**  
**Ingénieur ENSIEG**pour obtenir le grade de **DOCTEUR**de l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : Génie Electrique)

---

**Méthodologie de conception des modules de puissance :****étude électrothermique de l'association parallèle**

---

Date de soutenance : **30 Mai 1996**

composition du Jury

Monsieur	Ph. LETURCQ	Président et Rapporteur
Monsieur	J.P. DOM	Rapporteur
Madame	D. WAGNER	Examineur
Messieurs	B. RIVET	Examineur
	R. PERRET	Examineur
	Ch. SCHAEFFER	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble



# THESE

présentée par

**Stéphane RAËL**  
**Ingénieur ENSIEG**

pour obtenir le grade de **DOCTEUR**

de l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : Génie Electrique)

---

**Méthodologie de conception des modules de puissance :**

**étude électrothermique de l'association parallèle**

---

Date de soutenance : **30 Mai 1996**

composition du Jury

Monsieur	Ph. LETURCQ	Président et Rapporteur
Monsieur	J.P. DOM	Rapporteur
Madame	D. WAGNER	Examineur
Messieurs	B. RIVET	Examineur
	R. PERRET	Examineur
	Ch. SCHAEFFER	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

RAËL  
1996



# REMERCIEMENTS



## Remerciements

Je tiens en premier lieu à exprimer mes sincères remerciements à Messieurs Jean-Claude Sabonnadière, Robert Perret et Christian Schaeffer, pour leur accueil chaleureux au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, ainsi qu'aux membres du jury non précédemment cités, Madame Diane Wagner et Messieurs Philippe Leturcq, Jean-Paul Dom et Bertrand Rivet, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Je souhaite en second lieu exprimer des remerciements plus que chaleureux et ma profonde reconnaissance aux personnes qui m'ont, d'une façon ou d'une autre, techniquement assisté, "travailleuses et travailleurs" de l'ombre sans qui aucune réelle activité de recherche appliquée n'est possible :

Marie-Thérèse Loubinoux, Etienne Callegher, Jacqueline Delaye, Sylvie Pelletier, Josiane Verna, Patrick Guillot, Bruno Mallet, Claude Brun, Jacques Davoine, Daniel Ogier, Jean Barbaroux, Eric Gentil et Stéphane Catellani.

Je rend ici particulièrement hommage :

- à Josiane, qui s'est cognée, qu'on me passe l'expression, la frappe de la quasi-totalité du texte de ce mémoire,
- à Bruno et Claude, maîtres d'oeuvre incontournables et incontournés en matière de refroidissement des dispositifs semiconducteurs de l'électronique de puissance,
- et à tous pour ce léger, et en apparence anodin, mouvement de la bouche et des yeux [1], qui facilite et embellit tant les relations humaines.

Je remercie enfin, pour leur soutien et leur aide, Jean-Paul Ferrieux, Jacques Arnould, Yves Maréchal, Patrice Labie, Edith, Luc, Son et Christophe, à nouveau Robert et Christian qui m'ont fait don d'une certaine et appréciable liberté d'action, Dominique, et enfin, enfin... Lolita.

## Références bibliographiques

- [1] Dictionnaire encyclopédique  
Edition HACHETTE, Paris, 1994





TABLE DES MATIERES



**Table des matières**

<b><u>Introduction générale</u></b> .....	5
<b><u>Chapitre 1 : Généralités sur la thermique des C.E.P.</u></b> .....	7
<b>Introduction</b> .....	7
<b>1.1 : Notions de conduction thermique</b> .....	7
1.1.1 : Définitions .....	7
1.1.2 : Loi de Fourier .....	9
1.1.3 : Equation de la conduction thermique .....	10
<b>1.2 : Conditions aux limites</b> .....	13
1.2.1 : Convection .....	14
1.2.2 : Rayonnement .....	16
1.2.3 : Conclusion .....	17
<b>1.3 : Méthodes de résolution</b> .....	17
1.3.1 : Méthodes analogiques .....	18
1.3.2 : Méthodes analytiques .....	18
1.3.3 : Méthodes numériques .....	20
1.3.4 : Méthodes mixtes .....	28
<b>1.4 : Architecture des modules hybrides de puissance</b> .....	30
<b><u>Chapitre2 : Outils classiques d'analyse des transferts thermiques dans les C.E.P.</u></b> .....	35
<b>Introduction</b> .....	35
<b>2.1 : Analogie thermo-électrique</b> .....	35
2.1.1 : Résistance thermique .....	36
2.1.2 : Capacité thermique .....	37
2.1.3 : Impédance thermique .....	39
2.1.3.1 : Histoire de notations .....	40
2.1.3.2 : Impédances thermiques unidimensionnelles .....	41
2.1.3.3 : Conclusion .....	46
<b>2.2 : Extension de l'analogie thermo-électrique aux régimes 3D</b> .....	46
2.2.1 : Définitions .....	47
2.2.2 : Cadre d'application .....	49

2.2.3 : Résistance thermique "3D" .....	49
2.2.4 : Impédances thermiques "3D" .....	54
2.2.5 : Conclusion .....	58
<b>2.3 : Régimes transitoires des structures multicouches : modèles 1D approchés .....</b>	<b>59</b>
2.3.1 : Calculs préliminaires .....	60
2.3.2 : Approche de W.E. NEWELL .....	61
2.3.2.1 : <i>Diagramme d'un mur monocouche</i> .....	61
2.3.2.2 : <i>Diagramme d'un mur multicouches</i> .....	63
2.3.2.3 : <i>Conclusion</i> .....	65
2.3.3 : Approche de A. FILLATRE .....	65
2.3.3.1 : <i>Modèle simplifié du mur semi-infini</i> .....	66
2.3.3.2 : <i>Modèle simplifié du mur monocouche</i> .....	67
2.3.3.3 : <i>Modèle simplifié du mur multicouches</i> .....	67
2.3.3.4 : <i>Applications</i> .....	70
2.3.4 : Conclusion .....	72
<b>2.4 : Interfaces et résistance thermique "3D" .....</b>	<b>72</b>
2.4.1 : Interfaces .....	73
2.4.2 : Effet diffuseur .....	74
2.4.3 : Interfaces et diffusion 3D .....	76
2.4.3.1 : <i>Définitions et notations</i> .....	76
2.4.3.2 : <i>Pouvoir diffusant d'un matériau</i> .....	78
2.4.4 : Conclusion .....	81
<b><u>Chapitre 3 : Caractérisation électrothermique des C.E.P</u> .....</b>	<b>83</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>83</b>
<b>3.1 : Température de jonction .....</b>	<b>85</b>
3.1.1 : Thermométrie en électronique de puissance .....	85
3.1.1.1 : <i>Méthodes directes</i> .....	85
3.1.1.2 : <i>Méthodes indirectes</i> .....	86
3.1.1.3 : <i>Conclusion</i> .....	90
3.1.2 : Définitions de la température de jonction .....	90
3.1.2.1 : <i>Définitions mathématiques</i> .....	92
3.1.2.2 : <i>Définitions PTS</i> .....	93
3.1.2.3 : <i>Conclusion</i> .....	97
3.1.3 : Etude du paramètre thermosensible $V_f$ .....	97
3.1.3.1 : <i>Etalonnage</i> .....	97
3.1.3.2 : <i>Bancs de mesures thermométriques</i> .....	98
3.1.3.3 : <i>Thermométrie PTS généralisée</i> .....	100
3.1.4 : Conclusion .....	102

<b>3.2 : Modélisation électrothermique des pertes</b> .....	102
3.2.1 : Pertes statiques .....	103
3.2.1.1 : <i>Modélisation statique</i> .....	103
3.2.1.2 : <i>Caractérisation statique</i> .....	105
3.2.2 : Pertes dynamiques .....	107
3.2.2.1 : <i>Modélisation dynamique</i> .....	107
3.2.2.2 : <i>Caractérisation dynamique</i> .....	111
<b>3.3 : Modélisation globale du couplage électrothermique</b> .....	114
3.3.1 : Caractérisation thermique .....	114
3.3.2 : Couplage électrothermique en conduction continue .....	115
3.3.2.1 : <i>Modélisation</i> .....	115
3.3.2.2 : <i>Validation expérimentale</i> .....	116
3.3.2.3 : <i>Exploitation</i> .....	117
3.3.3 : Couplage électrothermique en fonctionnement hacheur .....	118
3.3.3.1 : <i>Modélisation</i> .....	118
3.3.3.2 : <i>Validation expérimentale</i> .....	120
3.3.3.3 : <i>Exploitation</i> .....	121
<b>Conclusion</b> .....	122
<b><u>Chapitre 4 : Couplage électrothermique et tenue en courant</u></b> .....	125
<b>Introduction</b> .....	125
<b>4.1 : Approche "R<sub>th</sub>" de la tenue en courant</b> .....	127
4.1.1 : Modélisation électrothermique "R <sub>th</sub> " de la mise en parallèle .....	127
4.1.2 : Applications .....	130
4.1.2.1 : <i>Tenue en courant permanent et appairage électrique</i> .....	130
4.1.2.2 : <i>Atténuation des effets du couplage électrothermique négatif</i> .....	132
4.1.3 : Limites de l'approche "R <sub>th</sub> " .....	136
<b>4.2 : Présentation de FLUX-CHIP</b> .....	136
4.2.1 : Principe de la simulation thermique .....	136
4.2.2 : Principe de la simulation électrothermique .....	137
<b>4.3 : Validations expérimentales</b> .....	139
4.3.1 : Composants IRGPC50 .....	139
4.3.2 : Diodes en boîtier ISOTOP .....	141
<b>4.4 : Exploitation</b> .....	144
4.4.1 : Tenue en courant et appairage en V <sub>F</sub> .....	144
4.4.2 : Qualité des brasures de report .....	146
4.4.3 : Dispositifs "large puce" en boîtier ISOTOP .....	147
4.4.4 : Injection non uniforme de puissance .....	149
<b>Conclusion</b> .....	153

<b><u>Conclusion générale</u></b> .....	155
<b><u>Annexes</u></b> .....	157
Annexe 1 : Equation unidimensionnelle de la conduction thermique dans l'espace de Laplace .....	157
Annexe 2 : Représentation quadripolaire d'une couche .....	159
Annexe 3 : Fonctions erf, erfc, i <sup>n</sup> erfc .....	161
<b><u>Nomenclature générale</u></b> .....	163
<b><u>Références bibliographiques</u></b> .....	167

INTRODUCTION      GENERALE





**Introduction générale**

La fonction interrupteur est l'élément de base de tous les convertisseurs statiques. De ses caractéristiques électriques et thermiques dépend l'essentiel des performances de la structure de puissance, et si de nombreux concepts de conversion ont été définis dans le passé, c'est désormais surtout du côté des technologies qu'il faut attendre les améliorations.

Au milieu des années 80 est né un composant alliant la bicommandabilité électrostatique du transistor MOS et la possibilité de modulation de résistivité propre aux composants de type bipolaire. Cet interrupteur, le transistor bipolaire à grille isolée, plus connu sous l'abréviation anglo-saxonne IGBT (insulated gate bipolar transistor), s'est rapidement imposé dans le domaine de la moyenne puissance. Et il ne s'agit pas là d'un effet de mode. Car si l'IGBT présente certains inconvénients (qu'en outre les constructeurs tendent à réduire par divers procédés technologiques), ses qualités sont nombreuses et alléchantes : commande électrostatique (donc "simple" et peu dissipative), faible chute de tension à l'état passant (comparable à celle d'un transistor bipolaire), rapidité de commutation, comportement électrothermique propice à la mise en parallèle.

L'évolution future de l'IGBT est tournée vers les puissances plus élevées, typiques de la traction ferroviaire. Ce domaine appartient pour le moment au thyristor GTO (thyristor ouvrable par la gâchette) dont l'utilisation n'est pas sans poser quelques problèmes structurels et stratégiques :

- la commande, qui se doit d'être "musclée", étant donnée l'importance des courants nécessaires pour une ouverture efficace,
- le contrôle quasi inexistant des courants de court-circuit,
- la grande surface de la pastille de silicium, qui confère à cet interrupteur un rendement de production déplorable, et donc un coût élevé,
- une application trop ciblée, et donc un nombre relativement faible, puisque pratiquement réduit à l'unité, de fournisseurs.

Une alternative au thyristor GTO serait le module hybride de puissance à technologie IGBT, c'est à dire un produit de l'intégration de puissance, un macro-composant constitué de puces élémentaires, associées pour le moment en parallèle.

La problématique est la suivante : concevoir des fonctions interrupteurs spécifiques (en particulier pour le domaine de la traction ferroviaire), qui n'utilisent néanmoins que des constituants standards de l'industrie. Ceci permettra de réduire les coûts de production, de diversifier les sources d'approvisionnement, et de bénéficier des avantages fonctionnels des dispositifs électroniques de la moyenne puissance, le transistor bipolaire à grille isolée principalement.

Aussi les travaux présentés dans ce mémoire, réalisés au sein de l'équipe "Electronique de Puissance" du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, s'inscrivent-ils dans le cadre général de l'intégration en

électronique de puissance, et portent plus particulièrement sur un des volets de ce vaste domaine : la conception thermique des composants multipuces.

Dans un contexte général d'intégration de plus en plus poussée (réduction de l'encombrement, augmentation des puissances commandées et des fréquences de fonctionnement), les problèmes de conception relatifs à l'évacuation de la chaleur générée dans les composants électroniques de puissance (CEP) se sont accentués, en raison de densités volumiques de puissance dissipée accrues et des échauffements élevés qu'elles peuvent induire. Les effets de ces échauffements sont nombreux, et rarement synonymes de bon fonctionnement ou de fiabilité. Citons à ce propos le phénomène de dilatation différentielle que les interfaces de l'architecture sont amenées à subir (c'est en partie leur rôle), qui se traduit par une lente dégradation du dispositif connue sous le nom de fatigue thermique. On imagine aisément, au moins qualitativement, une corrélation directe entre température et durée de vie.

Le fonctionnement même des CEP est indissociable de leur état thermique, du fait de la dépendance de nombreux paramètres vis-à-vis de la température :

- les conditions d'échange, en particulier la radiation et la convection libre,
- les caractéristiques thermiques des matériaux,
- les caractéristiques électriques des conducteurs,
- les caractéristiques semiconductrices des puces.

Le problème à résoudre est par conséquent fortement non linéaire. Il convient pourtant de le résoudre, ne serait-ce que grossièrement, pour introduire les notions de courant nominal et de rendement ; pour, dans une analyse plus fine, prévoir les phénomènes de "points chauds" et (par extension aux modules multipuces) de "puces chaudes" ; pour améliorer les performances des radiateurs, optimiser la géométrie et le choix des matériaux.

La conception d'une fonction interrupteur de puissance fiable et performante nécessite le recours à ce que nous appellerons "la thermique des CEP", c'est-à-dire la thermique appliquée aux particularités des composants électroniques de puissance : particularités géométriques et structurelles, et nature semiconductrice des sources de dissipation. Après un bref exposé des données de base sur les transferts de chaleur et l'architecture générale des interrupteurs de puissance, nous porterons un regard critique sur les outils classiques d'analyse des transferts thermiques dans les CEP, outils dont un usage éclairé est à même de rendre d'incalculables services. Nous procéderons ensuite, dans les deux dernières sections de ce mémoire, à la prise en compte systématique des phénomènes électrothermiques régissant la dissipation de puissance dans les puces semiconductrices, afin, en définitive, d'appréhender finement la corrélation entre température et tenue en courant des macro-composants constitués de puces élémentaires associées en parallèle.

# CHAPITRE 1

## GENERALITES SUR LA THERMIQUE DES C.E.P.



**Chapitre 1**  
**Généralités sur la thermique des C.E.P.**

## **Introduction**

L'analyse des transferts de chaleur dans les composants de l'électronique de puissance, que nous appellerons "thermique des CEP", repose bien évidemment sur les lois fondamentales de la théorie générale des transferts de chaleur. Ses particularités résident essentiellement dans la géométrie et la structure des dispositifs, et dans les sources de chaleur (notamment par les non-linéarités qu'elles introduisent).

On retrouvera par conséquent un certain nombre de notions appartenant à la thermique générale, relatives aux modes de transfert, aux conditions aux limites, aux méthodes de résolution.

Côté "CEP", nous n'appréhenderons dans ce chapitre que les particularités d'ordre géométrique et structurel des architectures hybrides de puissance.

## **1.1 Notions de conduction thermique**

On peut définir le transfert thermique entre deux corps comme le transfert d'énergie résultant d'une différence de température entre ces deux corps. On distingue habituellement trois modes différents de transmission : la conduction, le rayonnement et la convection (qui, strictement parlant, n'est pas un mode fondamental de transmission de chaleur puisqu'elle combine conduction et transfert de matière).

L'écoulement de la chaleur dans les composants électroniques étant essentiellement de type conductif (les deux autres modes interviennent surtout dans les échanges avec l'environnement extérieur), on ne peut se lancer dans la thermique des CEP sans un développement particulier sur la conduction thermique.

### **1.1.1 : Définitions**

La conduction est le mode de transmission de la chaleur provoqué par la différence de température entre deux régions d'un milieu matériel, ou entre deux milieux matériels en contact physique, sans déplacement appréciable des molécules. C'est J. FOURIER qui, en 1822, publia la loi fondamentale de

la conduction. Son énoncé nécessite auparavant quelques définitions.

### Champ de température

En chaque point d'un milieu, on définit une température, fonction scalaire des coordonnées du point et du temps. Ceci conduit au concept de champ de température, défini mathématiquement par une équation du type :

$$T = f(x, y, z, t) \quad (1.1).$$

Ce champ peut être instationnaire (ou variable), ou stationnaire (ou permanent), selon qu'il dépend ou non du temps ; uniforme, unidimensionnel, bidimensionnel ou tridimensionnel selon le nombre de variables spatiales à prendre en compte.

### Surfaces isothermes

L'équation (1.2) ci-dessous, formulation particulière de l'équation (1.1) pour un instant  $t_1$  et une température  $T_1$  donnés, définit (dans la mesure où il existe une solution) une surface isotherme, lieu des points ayant à l'instant  $t_1$  la même température  $T_1$  :

$$f(x, y, z, t_1) = T_1 \quad (1.2).$$

Mobiles en régime variable, et invariantes en régime permanent, les surfaces isothermes ont la propriété bien connue de ne jamais se couper. Notons également que la normale à l'une de ces surfaces a pour vecteur directeur  $\text{grad}(T)$ .

### Flux thermique (ou flux de chaleur ou flux)

On appelle flux thermique  $\phi$  la quantité de chaleur traversant une surface par unité de temps. Cette grandeur peut être décrite par une relation du type :

$$\phi = \frac{dQ}{dt} \quad (1.3),$$

où  $dQ$  est la quantité d'énergie thermique traversant la surface considérée pendant le laps de temps  $dt$ . Son unité est donc le Watt.

### Densité de flux thermique (ou densité de flux de chaleur ou densité de flux)

La théorie de la conduction suppose que, de même que le courant électrique, le flux thermique se

propage en décrivant certaines lignes de courant. Ce qui mène à la définition d'un vecteur densité de flux thermique  $\vec{\phi}$ , de direction et de sens ceux de la propagation locale de l'énergie thermique et de module la valeur locale du flux thermique par unité de surface.  $|\vec{\phi}|$ , module de  $\vec{\phi}$ , s'exprime en  $W.m^{-2}$ , et le flux thermique à travers une surface  $S$  est donné par :

$$\phi = \iint_S \vec{\phi} \cdot \vec{n} \, dS \quad (1.4).$$

Ce vecteur (plus exactement champ de vecteurs) est fondamental : il caractérise en chaque point la direction, le sens et l'intensité du flux de chaleur. A ce stade, la tentation d'une analogie avec la densité de courant électrique est grande.

### 1.1.2 : Loi de Fourier

La loi fondamentale de la conduction thermique, établie par Fourier sur la base de certaines expériences, s'exprime mathématiquement par la proportionnalité, en tout point d'un corps isotrope, de la densité de flux au gradient de température :

$$\vec{\phi} = -k \, \text{grad}(T) \quad (1.5).$$

Cette loi traduit le fait que l'énergie thermique se propage des points les plus chauds vers les points les plus froids en suivant les lignes de plus grande pente de la température, et que le flux est d'autant plus intense que l'écart de température par unité de longueur est grand.

Le coefficient de proportionnalité  $k$  est la conductivité thermique du corps considéré, et s'exprime en  $W.m^{-1}.K^{-1}$ . Elle peut varier d'un point à l'autre du corps, de façon explicite dans le cas d'un corps non homogène, ou de façon implicite dans le cas d'un corps dont la conductivité dépend de la température.

Pour les milieux anisotropes, la loi de Fourier s'exprime non plus à l'aide d'un scalaire  $k$ , mais au moyen d'une matrice symétrique de dimension trois  $[k]$ , de la façon suivante :

$$\vec{\phi} = -[k] \cdot \text{grad}(T) \quad (1.6).$$

On trouve dans certains ouvrages [1, 2] des développements sur la conduction thermique anisotrope. Nous nous limiterons cependant aux matrices proportionnelles à la matrice unité.

Nous nous contenterons donc de l'équation (1.5) et de son simple scalaire, faussement simple d'ailleurs, car la connaissance de la conductivité thermique des matériaux reste un problème majeur. Cette grandeur dépend en effet d'un certain nombre de paramètres, à commencer, ce n'est pas une



surprise, par la nature chimique du matériau. Ce qui peut nous amener à connaître le degré de pureté d'un métal simple (par exemple, selon A.B. DE VRIENDT [3], des traces d'arsenic dans le cuivre pur peuvent faire chuter sa conductivité thermique de 400 à 140  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), la composition précise d'un alliage métallique (à 20°C, le cuivre pur présente une conductivité thermique de 400  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  et un bronze d'aluminium 95Cu-5Al de 83  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), le taux d'humidité (pour l'air et le bois par exemple). La conductivité thermique dépend ensuite de la nature de la phase considérée (solide, liquide, gazeuse), de la pression (pour les gaz), du sens de laminage ou des fibres, du procédé de fabrication (en particulier pour de nombreux matériaux isolants dont la faible conductivité est surtout due à leur inhomogénéité).

Globalement, on peut classer les divers matériaux dans l'ordre décroissant de leur conductivité thermique comme suit : métaux purs, métaux liquides et alliages métalliques, solides non métalliques, liquides non métalliques, gaz. Ce qui souffre de nombreuses exceptions.

Enfin, ajoutons un peu plus de piquant au dossier "conductivité thermique" : ce paramètre dépend de la température. En d'autres termes, la loi de Fourier est non linéaire. En faisant abstraction des très basses températures pour lesquelles l'emploi d'une échelle semi-logarithmique est nécessaire, tant les variations sont énormes, on trouve aux températures usuelles (disons au-delà de 0°C) divers comportements : des courbes  $k(T)$  monotones, plus ou moins linéairement croissantes ou décroissantes ; et des courbes présentant des extréma. Pour de nombreux solides, on pourra cependant adopter, dans un intervalle de température limité, une loi linéaire de variation de la conductivité en fonction de la température, ou plus simplement une conductivité constante judicieusement choisie.

Notons pour conclure que la loi de Fourier ne tient pas compte de la structure moléculaire ou atomique de la matière (qu'elle assimile a priori à un milieu continu), et que, de fait, elle n'est plus valable pour les gaz raréfiés. Cette même loi ne fait pas non plus intervenir explicitement le temps : elle postule une réponse instantanée en tout point d'un milieu à une perturbation thermique, hypothèse valable tant que les échelles de temps considérées sont grandes devant celles caractérisant le transfert par collision de particules.

### 1.1.3 : Equation de la conduction thermique

L'équation de la conduction thermique s'obtient en appliquant le premier principe de la thermodynamique à un élément de volume indéformable et au repos (on néglige donc a priori le travail des forces extérieures). On supposera de surcroît que la transformation thermodynamique est à pression constante, hypothèse non restrictive dans le cas des solides pour lesquels chaleurs massiques à pression constante et à volume constant sont très semblables.

Dès lors, la variation d'énergie interne du système est égale à l'énergie thermique entrant dans le volume au travers de la surface limite, ajoutée de la chaleur dégagée par les sources internes. Si l'on note :

$\mathcal{V}$	: volume du système	(unité : m <sup>3</sup> ),
$S$	: surface limite du système, de normale sortante $\vec{n}$	(unité : m <sup>2</sup> ),
$dU$	: variation d'énergie interne pendant un temps $dt$	(unité : J),
$\rho$	: masse volumique du corps	(unité : kg.m <sup>-3</sup> ),
$c_p$	: chaleur massique à pression constante du corps	(unité : J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ),
$\delta Q_1$	: énergie thermique reçue pendant $dt$	(unité : J),
$\delta Q_2$	: énergie thermique générée pendant $dt$	(unité : J),
$q$	: densité volumique de sources internes	(unité : W.m <sup>-3</sup> ),

on a :

$$dU = \delta Q_1 + \delta Q_2 \quad (1.7),$$

$$dU = dt \cdot \iiint_{\mathcal{V}} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} d\mathcal{V} \quad (1.8),$$

$$\delta Q_1 = - dt \cdot \iint_S \vec{\varphi} \cdot \vec{n} dS \quad (1.9),$$

$$\delta Q_2 = dt \cdot \iiint_{\mathcal{V}} q \cdot d\mathcal{V} \quad (1.10).$$

Le théorème de Gauß nous permet d'écrire  $\delta Q_1$  sous la forme d'une intégrale de volume :

$$\iint_S \vec{\varphi} \cdot \vec{n} dS = \iiint_{\mathcal{V}} \text{div}(\vec{\varphi}) \cdot d\mathcal{V} \quad (1.11),$$

de sorte que l'on aboutit, sous forme différentielle, à :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = - \text{div}(\vec{\varphi}) + q \quad (1.12).$$

En utilisant la loi de Fourier, on obtient finalement l'équation de la conduction thermique pour un corps isotrope :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k \text{ grad}(T)) + q \quad (1.13).$$

Dans le cas particulier d'un corps homogène et de conductivité indépendante de la température, l'équation de la conduction devient :

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + \frac{q}{k} \quad (1.14),$$

avec :

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p} \quad (1.15).$$

La quantité  $\alpha$ , appelée diffusivité thermique (unité :  $m^2.s^{-1}$ ), est une grandeur essentielle à la description des phénomènes instationnaires : elle caractérise la vitesse de diffusion de la chaleur dans le matériau.

Nous n'utiliserons, dans les calculs analytiques à venir, exclusivement que l'équation (1.14), avec l'hypothèse supplémentaire d'une diffusivité constante. Il conviendra d'ailleurs de ne pas oublier toutes les hypothèses posées, ainsi que les limites de validité de la loi de Fourier. Pour illustration, soit un solide semi-infini, isotrope et homogène, à propriétés thermiques ( $k$ ,  $\rho$ ,  $c_p$ ) constantes, initialement à une température uniforme  $T_0$ , soumis à  $t=0$  à un saut de température  $T_P - T_0$  sur sa paroi. La température en tout point de ce mur et à tout instant est alors donnée, après résolution de l'équation (1.14), par :

$$\frac{T(x, t) - T_0}{T_P - T_0} = \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \quad (1.16).$$

Ceci conduit au constat mathématique suivant :

$$(\forall t \in \mathcal{R}^{+*}) (\forall x \in \mathcal{R}^+) (T(x, t) - T_0 > 0) \quad (1.17).$$

Par conséquent, après une très brève durée, l'écart de température  $T(x, t) - T_0$  est, en tout point du mur, strictement positif, même à très grande distance. Ce qui suppose, conclusion physiquement fautive, une vitesse de propagation de l'onde de température infinie. De même, la densité de flux en  $x=0$ , donnée par :

$$\varphi = \frac{k (T_P - T_0)}{\sqrt{\pi \alpha t}} \quad (1.18),$$

est infinie à l'instant initial, ce qui n'est pas physiquement plus acceptable. L'erreur commise est inhérente à la loi de Fourier qui, comme déjà dit, ne fait pas intervenir le temps. Il faut dès lors faire appel à une loi de Fourier généralisée, afin qu'apparaisse un temps (dit temps de relaxation) caractéristique de l'établissement du flux de chaleur, ou une vitesse associée à la célérité de l'onde de chaleur. Cette opération peut s'avérer nécessaire dans certains cas très particuliers (gaz raréfiés, certains matériaux à très basse température) ; et dans tous les cas pour l'étude des effets thermiques sur des temps très courts, comparables aux temps de relaxation (généralement inférieurs à la nanoseconde).

## 1.2 Conditions aux limites

La solution analytique d'un problème de conduction s'exprime par une certaine fonction  $T(x, y, z, t)$ , variable d'état qui devra satisfaire à l'équation différentielle propre au problème. Cette équation différentielle ne décrit que les variations spatiale et temporelle de la variable d'état. Aussi, pour que le phénomène soit entièrement déterminé, il est nécessaire que la solution trouvée satisfasse de surcroît à certaines conditions, dites aux limites.

On distingue deux types de conditions aux limites :

- les conditions initiales qui, pour les problèmes instationnaires, décrivent la distribution spatiale de température à un instant donné (pris pour origine des temps),
- les conditions spatiales qui caractérisent les échanges thermiques avec l'environnement.

Ces dernières affectent donc les surfaces frontières, et il est d'usage de les classer en cinq catégories : conditions de Dirichlet, de Neumann, de Fourier, de continuité, autres.

### Condition de Dirichlet (ou du premier type)

On impose, sur une surface frontière, une distribution de température fonction des coordonnées de l'espace et du temps :

$$T(M, t) = f_1(M, t) \quad (1.19),$$

$M$  étant un point quelconque de cette surface. Cette condition est également connue sous les noms de "radiateur infini" ou "radiateur parfait", noms quelque peu représentatifs de la difficulté à réaliser pratiquement une telle condition.

### Condition de Neumann (ou du deuxième type)

On impose, sur une surface frontière, une densité de flux fonction des coordonnées de l'espace et du temps :

$$-k \frac{\partial T}{\partial n}(M, t) = f_2(M, t) \quad (1.20),$$

$M$  étant un point quelconque de cette surface, et  $\vec{n}$  sa normale en  $M$ . Nous utiliserons par la suite cette condition essentiellement sous sa forme constante, et en particulier sous sa forme homogène (qui traduit l'isolation thermique parfaite).

### Condition de Fourier (ou du troisième type)

On impose, entre température et densité de flux d'une surface frontière, une relation linéaire fonction

des coordonnées de l'espace et du temps :

$$-k \frac{\partial T}{\partial n}(M, t) = h \cdot T(M, t) + f_3(M, t) \quad (1.21),$$

M étant un point quelconque de cette surface, et  $\vec{n}$  sa normale en M. C'est la condition générale des échanges convectifs forcés.

Condition de continuité (ou du quatrième type)

Il s'agit des relations de passage d'un milieu à un autre, relations qui s'expriment au niveau de la surface de contact par la conservation de la densité de flux, et par la conservation de la température (contact parfait) ou par un saut de température (contact imparfait) :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_1(M, t) = \vec{\varphi}_2(M, t) \\ -k_1 \frac{\partial T_1}{\partial n}(M, t) = \frac{1}{R_c} (T_1(M, t) - T_2(M, t)) \end{cases} \quad (1.22),$$

M étant un point quelconque de cette surface,  $\vec{n}$  sa normale en M et  $R_c$  une résistance thermique par unité de surface caractérisant la qualité du contact entre les deux milieux (indités 1 et 2 ci-dessus). Notons à ce propos que le contact parfait n'est pas qu'un concept visant à idéaliser un joint d'excellente qualité. On peut en effet être amené, et on le sera, à diviser un milieu en plusieurs régions, en particulier pour décrire une fonction densité volumique de sources internes définie par morceau. Les contacts entre ces différentes régions seront alors parfaits.

Autres conditions aux limites

Cette rubrique regroupe, on s'en doute, toutes les conditions n'ayant pu être classées dans l'une des quatre précédentes catégories. Parmi elles, citons les conditions d'échange par rayonnement thermique et par convection naturelle, qui, écrites sous la forme de conditions de Fourier, présentent des coefficients d'échange dépendant de la température.

**1.2.1 : Convection**

Les transferts thermiques interviennent évidemment quel que soit l'état du milieu considéré, solide, liquide ou gazeux. Néanmoins, dans ces deux derniers cas, la possibilité de déformation importante qu'ont les fluides confère à ces milieux une aptitude particulière au transfert d'énergie par mouvement macroscopique, que l'on appelle convection. Il est d'usage de distinguer deux types de phénomènes convectifs, suivant l'origine du mouvement permettant le transport d'énergie d'une région de l'espace à une autre :

- la convection naturelle, ou libre, pour laquelle le mouvement provient de l'action simultanée de différences de température existant au sein du milieu, et d'un champ de force massique,
- la convection forcée, pour laquelle le mouvement est imposé par une action extérieure (pompe, ventilateur, ...).

Résoudre complètement un problème de convection revient à déterminer, en tout point et à tout instant, les grandeurs caractéristiques du fluide, soit donc :

- le champ de vitesse  $\vec{v}$ ,
- la masse volumique  $\rho$ ,
- la pression  $p$ ,
- la température  $T$ .

On dispose, pour calculer ces six fonctions, de cinq équations scalaires de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie totale), ainsi que d'une relation décrivant l'état du fluide.

L'équation de la thermique s'obtient à partir d'une équation bilan secondaire du fluide, celle de l'énergie interne. Elle s'écrit [4] :

$$\begin{cases} \rho c_p \frac{dT}{dt} = -\operatorname{div}(\vec{\phi}) + q + q_\mu + q_p \\ \frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \operatorname{grad}(T) \end{cases} \quad (1.23),$$

avec :

- $\rho c_p \vec{v} \cdot \operatorname{grad}(T)$  : terme de chaleur convectée,
- $-\operatorname{div}(\vec{\phi})$  : terme de chaleur conduite et/ou rayonnée
- $q$  : terme de création interne de chaleur,
- $q_\mu$  : terme de dissipation visqueuse (dégradation irréversible d'énergie cinétique en chaleur par frottements visqueux au sein du fluide), souvent négligeable et généralement négligé,
- $q_p$  : terme réversible associé à l'effet de la pression, négligeable en écoulement incompressible.

Pour un écoulement incompressible, on écrira donc le plus souvent l'équation de la thermique comme suit :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho c_p T \vec{v}) = -\operatorname{div}(\vec{\phi}) + q \quad (1.24),$$

équation analogue à celle décrivant la conduction thermique dans les solides, avec toutefois un terme supplémentaire associé au transport d'énergie par mouvement macroscopique, et reposant sur la connaissance du champ de vitesse.

La représentation exacte des processus de transfert par convection pose des problèmes de mécanique des fluides souvent très difficile à résoudre directement. Cependant, comme on ne s'intéresse en

général qu'à la quantité de chaleur échangée entre le fluide et une paroi solide, on introduit un coefficient d'échange superficiel  $h$  tel que la densité de flux de chaleur  $\varphi$ , à travers un élément de surface de la paroi, soit proportionnelle à la différence entre la température  $T$  de cet élément et une température moyenne du fluide  $T_a$  :

$$\varphi = h.(T - T_a) \quad (1.25).$$

Le coefficient  $h$  sera déterminé par une corrélation d'échange adaptée à la nature du problème traité, et fonction :

- du type de convection : forcée, naturelle, mixte,
- du type d'écoulement : laminaire ou turbulent, interne ou externe,
- de la géométrie de l'écoulement,
- des régimes d'établissement des profils de vitesse et de température,
- des propriétés thermophysiques du fluide, en particulier de sa viscosité qui, dans certains cas, peut varier considérablement avec la température,
- des conditions adoptées au niveau de la paroi : généralement température constante, ou densité de flux constante.

On trouvera, dans l'ouvrage de J.TAINE et J.P.PETIT [4], et dans celui de J.F.SACADURA [5], les corrélation d'échange les plus usuelles.

### 1.2.2 : Rayonnement

Le rayonnement thermique est le mode de transmission à distance de la chaleur. Il s'agit d'un rayonnement électromagnétique, limité aux longueurs d'onde du rayonnement thermique. La loi fondamentale de ce phénomène, appelée loi de Stefan-Boltzmann, exprime la densité de flux d'énergie émise par une surface idéale, dite noire, en fonction de sa température absolue :

$$\varphi = \sigma.T^4 \quad (1.26),$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann ( $5,67.10^{-8}W.m^{-2}K^{-4}$ ). L'équation d'échange, dans le cas particulier d'un corps noir à la température absolue  $T$ , plongé dans une enceinte noire à la température absolue  $T_a$ , s'écrit :

$$\varphi = \sigma.(T^4 - T_a^4) \quad (1.27).$$

En pratique, on tiendra compte de la géométrie du système par l'introduction d'un facteur de forme  $F$  lié à l'angle de vue de la surface rayonnante vers l'ambiant, et des propriétés émissives réelles de ladite surface, que l'on qualifiera dès lors de grise, par un coefficient  $\epsilon$  appelé émissivité :

$$\varphi = \epsilon F \sigma.(T^4 - T_a^4) \quad (1.28).$$

Cette condition d'échange, écrite sous la forme d'une condition de Fourier, fait apparaître un coefficient d'échange radiatif  $h_r$  fortement dépendant de la température absolue de la surface rayonnante :

$$h_r = \varepsilon F \sigma (T + T_a)(T^2 + T_a^2) \quad (1.29).$$

### 1.2.3 : Conclusion

Deux conditions d'échange sont omniprésentes en thermique des CEP, bien que souvent négligeables et généralement négligées. Il s'agit de la convection naturelle et du rayonnement thermique. L'existence d'un circuit thermique privilégié au sein des CEP, et, en aval de ce circuit, d'un radiateur, système destiné à l'évacuation de la chaleur générée, rend la contribution de ces deux conditions au refroidissement le plus souvent minime. Aussi les surfaces externes des CEP seront généralement considérées adiabatiques, exceptées celles, bien sûr, par lesquelles il est prévu une extraction volontaire de la chaleur.

Le calcul de l'échangeur est, à ce propos, une étape essentielle de la conception thermique des CEP, car de la qualité du refroidissement dépendront pour beaucoup les caractéristiques principales des interrupteurs de puissance. Les systèmes les plus fréquemment utilisés sont volumineux, et leur efficacité est faible au regard des quelques  $400 \text{ W.cm}^{-2}$  typiques de l'électronique de puissance. En outre, pour ceux basés sur la convection forcée monophasique, les coefficients d'échange sont relativement faibles, et n'excèdent guère, pour les fluides classiques (air, eau, huile),  $15000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ . En matière de refroidissement des composants de forte puissance, les systèmes diphasiques (boucles diphasiques, thermosiphons, caloducs) ne sont donc pas à négliger : ils présentent des coefficients d'échange de loin supérieurs (typiquement d'un ordre de grandeur) à ceux associés aux échangeurs monophasiques. Les caloducs sont d'ailleurs utilisés en traction ferroviaire.

Enfin, il est probable que l'avenir appartienne aux micro-techniques de refroidissement, monophasiques ou diphasiques, qui permettent, avec une efficacité accrue, d'opérer à l'évacuation de la chaleur au plus près des sources de dissipation. Pour illustration, des études [6, 7] ont montré que l'utilisation d'un micro-échangeur à convection forcée monophasique, constitué d'un réseau de canaux, et sur lequel une puce de puissance est directement reportée, permettait d'obtenir des résistances thermiques aisément inférieures à  $0,1 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ .

## 1.3 Méthodes de résolution

Les équations étant posées, il reste désormais à les résoudre. Il existe pour cela de nombreuses méthodes, mais on distingue, tout du moins dans le domaine de la modélisation thermique des CEP, quatre approches. En reprenant la terminologie utilisée par P. TOUNSI [8], on trouve donc les approches analogique, analytique, numérique et mixte.



### 1.3.1 : Méthodes analogiques

Issues de l'analogie entre conduction thermique et conduction électrique, ces méthodes ont été les premières à être utilisées pour modéliser les transferts conductifs dans les composants électroniques. Elles ont donné lieu à la définition de notions très usitées en électronique de puissance, telles que la résistance thermique, la capacité thermique, la constante de temps thermique (pour laquelle on trouve également le terme très ambigu de temps de transit thermique), et l'impédance thermique (ou impédance thermique transitoire, ou résistance thermique transitoire, notion sujette à caution).

D'un point de vue strictement formel, l'analogie thermoélectrique n'est qu'une identification de l'équation unidimensionnelle de la chaleur sans source interne à celle régissant l'évolution de la tension le long d'une ligne à constantes réparties, composée uniquement de résistances et de condensateurs. Cette approche, qui, précisons-le, décrit de façon exacte le problème thermique (pourvu que celui-ci satisfasse aux hypothèses associées) ne sera en pratique pas utilisée à des fins calculatoires. Elle ne serait sinon que d'un intérêt assez limité.

En revanche, l'extension de l'analogie formelle à une ligne à constantes localisées permet une modélisation unidimensionnelle des transferts de chaleur très aisée à mettre en oeuvre, et de surcroît exacte en régime stationnaire. Nous reviendrons par la suite plus en détail sur les principales méthodes analogiques, qui à notre avis, ont plus que le mérite d'exister. D'une part parce qu'elles donnent des résultats très satisfaisants dans les temps courts, temps pour lesquels la diffusion de la chaleur est essentiellement unidimensionnelle. D'autre part parce que le simple concept de résistance thermique peut être généralisé au régime tridimensionnel stationnaire avec une excellente précision, et quel que soit le niveau d'intégration.

Enfin, l'analogie thermoélectrique permet souvent une analyse qualitative, précieuse pour la compréhension des phénomènes mis en jeu dans la conduction de la chaleur au sein de structures complexes. De sorte que, par ce biais détourné, elle peut aider à la conception thermique des CEP, bien qu'elle soit a priori inadaptée à ce genre d'exercices.

### 1.3.2 : Méthodes analytiques

Le problème de l'écoulement de la chaleur par conduction à travers une structure peut être traité en résolvant analytiquement l'équation de la chaleur. Cette approche présente l'avantage très attrayant de donner une solution explicite (se prêtant donc à toute évaluation numérique) et mathématiquement exacte.

Parmi la vaste panoplie des méthodes analytiques, citons en premier lieu celles ayant trait à la conjonction de la séparation des variables et du théorème de superposition. Leurs solutions mathématiques générales se présentent sous la forme de séries de Fourier (géométries planes), de

séries de fonctions de Bessel (géométries cylindriques), ou de séries de fonctions trigonométriques cardinales (géométries sphériques). Il reste alors à déterminer la valeur des constantes arbitraires introduites en faisant respecter les conditions aux limites et la condition initiale, c'est-à-dire (dans une terminologie plus à propos) à calculer les modes de transferts (ou modes propres, ou fonctions propres) et les valeurs propres associées.

La littérature purement thermique est riche en développements de ce type, avec en particulier de nombreuses publications relatives aux structures multicouches, problème concernant directement la thermique des CEP. Nous en citerons quelques-unes : [9] et [10], [11] et [12], études respectivement unidimensionnelles et bidimensionnelles ; [13] et [14], études unidimensionnelles s'attachant plus spécifiquement à fiabiliser la détermination numérique des valeurs propres ; [15] enfin, qui introduit les matrices caractéristiques des couches dans un formalisme vectoriel emprunté à la théorie des quadripôles.

La seconde grande catégorie de méthodes analytiques est liée à l'utilisation de transformations intégrales. Le principe général consiste, au moyen d'une transformation intégrale adaptée à la géométrie, en une réduction de l'équation de la chaleur à une équation différentielle ordinaire. On trouvera ainsi fréquemment employée la transformation de Laplace pour la description des régimes transitoires, à laquelle il conviendra d'en ajouter d'autres, telles celle de Fourier (coordonnées cartésiennes) ou celle de Hankel (coordonnées cylindriques), pour une analyse 2D ou 3D des phénomènes. Dans le cas des systèmes multicouches, cette méthodologie de résolution, couplée à la théorie des quadripôles par l'introduction (dans "l'espace transformé") des matrices caractéristiques des couches, est généralement d'une plus grande simplicité d'application que le calcul par séparation des variables, pour lequel la recherche des valeurs propres devient très vite complexe lorsque le nombre de parois augmente. En effet, on accède alors au comportement thermique de la structure par simple produit de matrices carrées de dimension 2. On trouvera ce formalisme plus amplement développé par A. DEGIOVANNI [16] dans une étude unidimensionnelle des structures multicouches avec sources internes, et par Ph. LETURCQ et al. [17] dans un article présentant le principe général de l'utilisation des transformations intégrales et étendant la notion de quadripôle aux transferts conductifs tridimensionnels.

Précisons enfin que la difficulté majeure de ces méthodes réside dans le calcul de l'original, dans la transformation inverse.

Les méthodes purement analytiques offrent certes des avantages appréciables : souplesse (température exprimée sous forme explicite) et précision (solution mathématiquement exacte). Cependant, elles restent limitées à des géométries simples, trop simples pour refléter la complexité des cas fréquemment rencontrés en pratique. Cet handicap restreint considérablement leur domaine d'application. On pourra toutefois les utiliser à bon escient dans les temps courts, pendant lesquels la propagation de la chaleur est essentiellement unidimensionnelle et limitée dans l'espace, par exemple pour étudier, comme le font S. CLEMENTE [18] et D. LAFORE [19], la réponse thermique d'une puce semiconductrice à un régime de défaut.

### 1.3.3 : Méthodes numériques

Le progrès des calculateurs, en matière de capacité mémoire et de vitesse d'exécution, a rendu possible le développement et l'essor de méthodes numériques de résolution des équations aux dérivées partielles. Ces méthodes, appliquées à la thermique, permettent le calcul approché (mais le plus souvent avec le degré de précision que l'on s'est fixé) des répartitions de température, quelle que soit la complexité géométrique du problème. Elles permettent de surcroît la prise en compte de particularités physiques, en particulier la dépendance spatiale et/ou thermique des propriétés thermophysiques des matériaux, des conditions d'échange et des densités de puissance. Encore faut-il connaître les lois régissant ces dépendances ... Ce sont donc des outils de simulation très puissants, capables de résoudre, avec une excellente précision, à peu près n'importe quel cas, et devant les résultats desquels il conviendra par conséquent de conserver un certain recul.

Quand aux méthodes proprement dites, on en trouvera une description détaillée dans le second tome de l'ouvrage de A.B. DE VRIENDT [3]. Nous nous contenterons ici d'une présentation succincte des trois principalement utilisées en thermique des CEP : la méthode nodale, celle des différences finies et celle des éléments finis.

#### Méthode nodale

Comme son nom ne l'indique pas (les méthodes numériques sont souvent basées sur la considération des noeuds), la méthode nodale découle directement de l'analogie avec la théorie de la conduction électrique, via la mise en place d'un réseau formé de noeuds, caractérisés par des capacités et éventuellement des sources, et liés entre eux par des résistances [20, 21].

Le principe est le suivant : le milieu est discrétisé en éléments de volumes supposés isothermes. Soit  $\mathcal{V}_i$  l'un d'entre eux,  $T_i$  sa température,  $k_i$  sa conduction thermique,  $c_i$  sa chaleur massique,  $\rho_i$  sa masse volumique, et  $\phi_i$  le flux de chaleur apporté à ce volume. On affecte au centre de l'élément la capacité thermique  $C_{thi}$ , définie par :

$$C_{thi} = \rho_i c_i \mathcal{V}_i \quad (1.30).$$

L'analyse des échanges conduit à installer entre les différents noeuds des connexions résistives dans les trois directions de l'espace, comme par exemple, présenté ci-après. Du réseau ainsi formé, il découle un système d'équations algébriques traduisant thermiquement la loi des noeuds de Kirchhoff.

Si l'on note  $n$  le nombre de noeuds, et  $\mathfrak{N}_i$  l'ensemble des indices des noeuds voisins au noeud  $i$ , ce système s'écrit, dans le cas de la figure 1.1 :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( \phi_i + C_{thi} \frac{T_i - T_i}{\delta t} + \sum_{j \in \mathfrak{N}_i} \frac{T_j - T_i}{R_{thij} + R_{thji}} = 0 \right) \quad (1.31),$$

avec :

$$\begin{cases} \delta t : \text{pas de discrétisation temporelle} \\ T_i = T_i(t-\delta t) \text{ si l'on note } T_i = T_i(t) \end{cases}$$

$R_{thij}$  (ou  $R_{thji}$ ) représente une résistance thermique, soit par conduction :

$$R_{thij} = \frac{d_i}{k_i A_{ij}} \text{ et } d_i \in \left\{ \frac{\delta x_i}{2}, \frac{\delta y_i}{2}, \frac{\delta z_i}{2} \right\} \quad (1.32),$$

soit par convection :

$$R_{thij} = \frac{1}{h_{ij} A_{ij}} \text{ où } h_{ij} \text{ est un coefficient de convection} \quad (1.33).$$

Dans les deux cas,  $A_{ij}$  est la surface de  $\mathcal{V}_i$  normale aux lignes de flux. D'où une certaine difficulté de principe, puisqu'il faut connaître a priori la direction des lignes de flux.

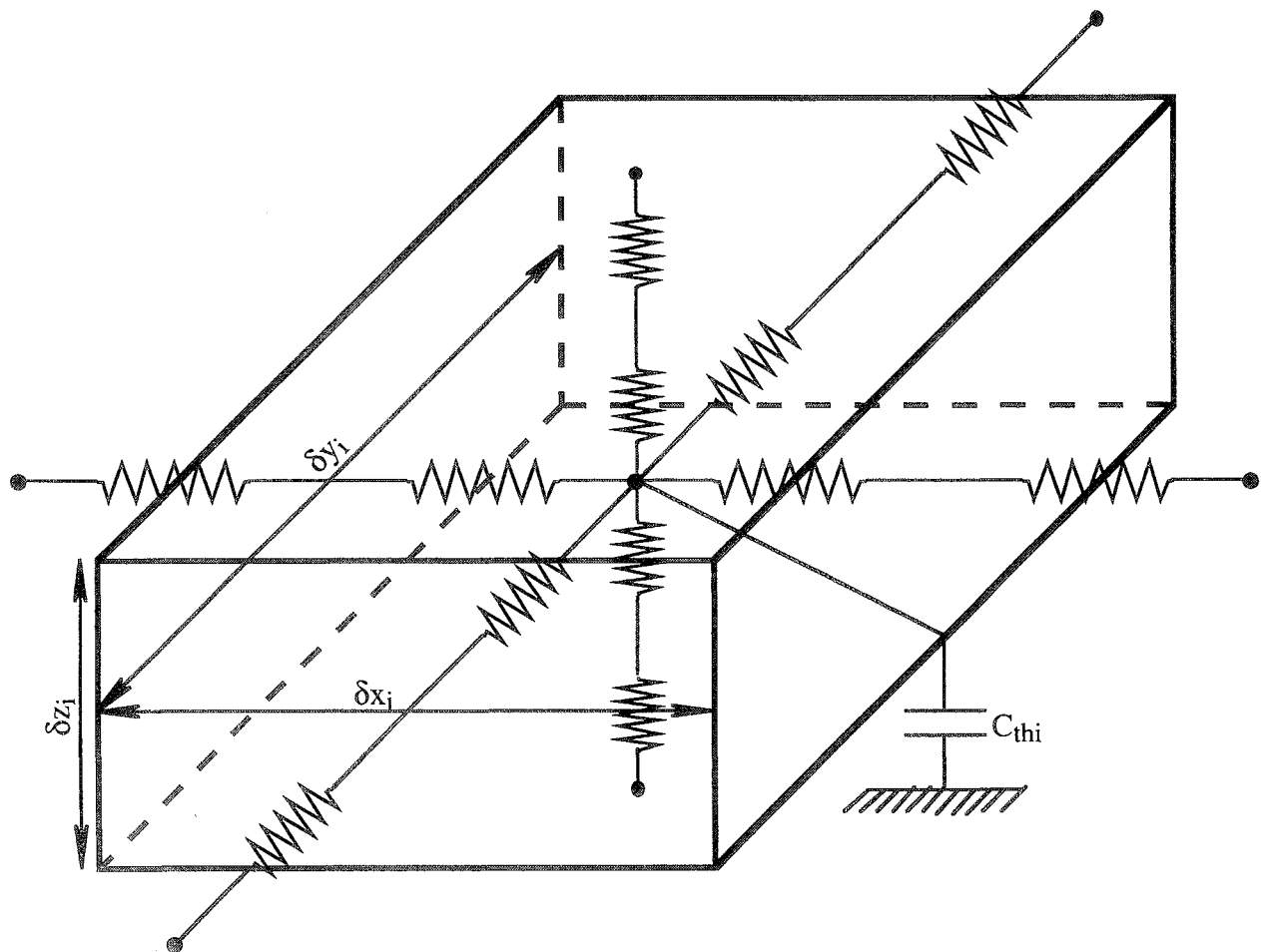


Figure 1.1 : Réseau "thermoélectrique" lié à la méthode nodale

Méthode des différences finies

Comme précédemment, le milieu est discrétisé en éléments de volumes, au centre desquels on place un noeud. Puis on effectue pour chacun des noeuds un bilan thermique où interviennent les températures du noeud considéré et de ses voisins, les propriétés thermiques de la matière, et éventuellement, en régime instationnaire, le terme capacitif représentant l'augmentation d'énergie interne pendant l'intervalle de temps considéré.

Envisageons en premier lieu le cas stationnaire, et appliquons le bilan thermique à un noeud interne  $P_{ijk}$  (notations précisées figure 1.2).

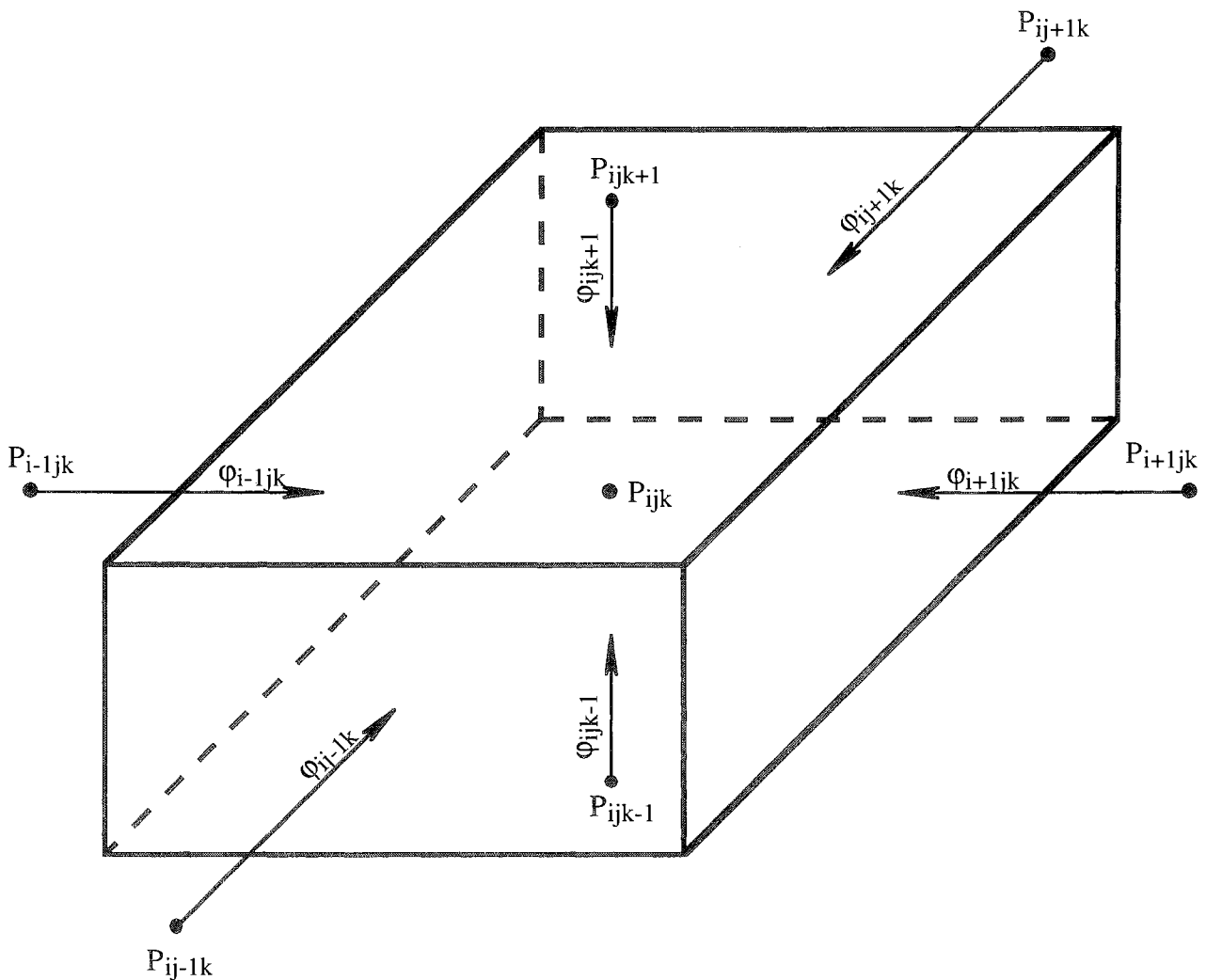


Figure 1.2 : Bilan thermique associé à un noeud interne

Ce bilan, avec des notations évidentes, s'écrit :

$$(\varphi_{i-1jk} + \varphi_{i+1jk})\delta y \delta z + (\varphi_{ij-1k} + \varphi_{ij+1k})\delta x \delta z + (\varphi_{ijk-1} + \varphi_{ijk+1})\delta x \delta y + q_{ijk}\delta x \delta y \delta z = 0 \quad (1.34),$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_{i-1jk} = k \frac{T_{i-1jk} - T_{ijk}}{\delta x} \text{ et } \varphi_{i+1jk} = k \frac{T_{i+1jk} - T_{ijk}}{\delta x} \\ \varphi_{ij-1k} = k \frac{T_{ij-1k} - T_{ijk}}{\delta y} \text{ et } \varphi_{ij+1k} = k \frac{T_{ij+1k} - T_{ijk}}{\delta y} \\ \varphi_{ijk-1} = k \frac{T_{ijk-1} - T_{ijk}}{\delta z} \text{ et } \varphi_{ijk+1} = k \frac{T_{ijk+1} - T_{ijk}}{\delta z} \end{array} \right. \quad (1.35).$$

Ce qui conduit à l'équation de noeud interne suivante :

$$\frac{T_{i-1jk} + T_{i+1jk} - 2T_{ijk}}{(\delta x)^2} + \frac{T_{ij-1k} + T_{ij+1k} - 2T_{ijk}}{(\delta y)^2} + \frac{T_{ijk-1} + T_{ijk+1} - 2T_{ijk}}{(\delta z)^2} + \frac{q_{ijk}}{k} = 0 \quad (1.36).$$

En régime instationnaire, deux cas apparaissent, suivant que l'on exprime la dérivée partielle de la température (en  $P_{ijk}$ ) par rapport au temps en fonction de l'instant suivant (méthode explicite) ou de l'instant précédent (méthode implicite).

Dans la méthode explicite, on écrit :

$$\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{P_{ijk}} = \frac{T'_{ijk} - T_{ijk}}{\delta t} \quad (1.37),$$

où  $T'_{ijk}$  est la température en  $P_{ijk}$  à l'instant  $t+\delta t$ . L'équation du noeud interne est alors :

$$T'_{ijk} = T_{ijk} + \frac{\alpha \delta t}{(\delta x)^2} (T_{i-1jk} + T_{i+1jk} - 2T_{ijk}) + \frac{\alpha \delta t}{(\delta y)^2} (T_{ij-1k} + T_{ij+1k} - 2T_{ijk}) + \frac{\alpha \delta t}{(\delta z)^2} (T_{ijk-1} + T_{ijk+1} - 2T_{ijk}) + \frac{\alpha \delta t}{k} q_{ijk} \quad (1.38).$$

L'avantage de cette technique est que chaque équation ne contient qu'une seule inconnue, à savoir  $T'_{ijk}$ . En revanche, n'importe quelle valeur des incréments de temps et d'espace ne saurait convenir. En effet, le coefficient  $1 - 2\alpha\delta t \left( \frac{1}{(\delta x)^2} + \frac{1}{(\delta y)^2} + \frac{1}{(\delta z)^2} \right)$  ne peut être négatif. Dans le cas contraire, cela imposerait à la température au temps  $t + \delta t$  une valeur d'autant plus faible que sa valeur au temps  $t$  est grande.

Dans la méthode implicite, on écrit :

$$\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{P_{ijk}} = \frac{T_{ijk} - T'_{ijk}}{\delta t} \quad (1.39),$$

où  $T'_{ijk}$  est la température en  $P_{ijk}$  à l'instant  $t-\delta t$ . On aboutit alors à :

$$T'_{ijk} = T_{ijk} + \frac{\alpha \delta t}{(\delta x)^2} (2T_{ijk} - T_{i-1jk} - T_{i+1jk}) + \frac{\alpha \delta t}{(\delta y)^2} (2T_{ijk} - T_{ij-1k} - T_{ij+1k}) + \frac{\alpha \delta t}{(\delta z)^2} (2T_{ijk} - T_{ijk-1} - T_{ijk+1}) - \frac{\alpha \delta t}{k} q_{ijk} \quad (1.40).$$

La méthode de calcul est inconditionnellement stable. En revanche, seule la température  $T'_{ijk}$  est connue. Il faudra donc résoudre à chaque incrément de temps un système linéaire.

Les équations (1.38) et (1.40) ne sont valables que pour les noeuds intérieurs. Pour les autres, l'équation correspondante dépend des conditions aux limites particulières et se détermine en effectuant un bilan thermique autour du territoire relatif au noeud frontière considéré. L'équation obtenue peut être, comme précédemment, explicite (auquel cas il lui sera attribué un critère de stabilité particulier) ou implicite.

### Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est une méthode d'approximation d'une fonction inconnue sur un domaine continu, par l'utilisation de fonctions d'interpolation sur un ensemble de sous-domaines de géométrie connue, appelés éléments finis. Connue dans son principe depuis plus d'un demi-siècle, elle n'a vraiment pris son essor qu'avec l'avènement des moyens informatiques modernes. Une de ses originalités, par rapport à la méthode des différences finies pour laquelle la formulation des équations différentielles n'est pas fondamentalement modifiée par l'introduction des dérivées discrètes, réside dans une formulation intégrale du phénomène analysé. Cette formulation intégrale peut être de type variationnel (lorsque cela est possible), ou de type projectif en association avec une base donnée de fonctions. Cette seconde approche est d'un emploi plus large que la première. Il sera cependant toujours intéressant, lorsque la nature du problème le permet, d'exploiter l'approche variationnelle pour son lien étroit, souvent d'ordre énergétique, avec la physique du problème.

La formulation variationnelle est basée sur l'équivalence entre la résolution d'un problème différentiel du second ordre, et la recherche de la fonction rendant extrémale l'intégrale d'une grandeur scalaire, fonctionnelle dont le problème est l'équation d'Euler. Considérons un système physique dont l'évolution, en fonction d'une suite de variables indépendantes, est décrite par la variation d'un certain nombre de variables d'état et de leur dérivées partielles. Restreignons-nous, par souci de clarté, au cas d'un système décrit par une unique variable d'état scalaire  $u$ , fonction des trois dimensions  $(x,y,z)$  de l'espace. La formulation variationnelle repose sur l'existence d'une fonctionnelle de type intégral :

$$\left\{ \begin{array}{l} I = \int_{\Omega} L(x, y, z, u, u'_x, u'_y, u'_z).d\omega \\ u'_x = \frac{\partial u}{\partial x} \text{ et } u'_y = \frac{\partial u}{\partial y} \text{ et } u'_z = \frac{\partial u}{\partial z} \end{array} \right. \quad (1.41),$$

dont la condition d'extremum, définie par l'équation d'Euler associée à I :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial L}{\partial u} - \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial L}{\partial u'_x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial L}{\partial u'_y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial L}{\partial u'_z} \right) \right] = 0 \\ \text{conditions aux limites du domaine } \Omega \end{array} \right. \quad (1.42),$$

est la représentation différentielle du phénomène physique analysé. L, connu sous le nom de fonction de Lagrange du système, est généralement construite à partir de la différence de deux termes :

- un terme  $W_c$  de coénergie de type cinétique, variant de façon quadratique en fonction des dérivées partielles,
- un terme  $W_p$  d'énergie potentielle, fonction de la variable d'état.

On écrira :

$$L(x, y, z, u, u'_x, u'_y, u'_z) = W_c(u'_x, u'_y, u'_z) - W_p(u) \quad (1.43).$$

Pour un problème de conduction thermique stationnaire, décrit par l'équation (1.13), la fonction de Lagrange s'écrit :

$$L = \frac{\varphi^2}{2k} - qT \quad (1.44),$$

où  $\varphi$  est la norme euclidienne de la densité de flux de chaleur.

L'approche projective est basée sur des considérations d'orthogonalité de deux vecteurs dans un espace de Hilbert, en particulier sur le fait que seul le vecteur nul est orthogonal à tous les vecteurs de l'espace.

Soit :

$$\mathcal{L}(u) + f = 0 \quad (1.45),$$

l'équation aux dérivées partielles régissant le phénomène sur un domaine  $\Omega$ , avec  $\mathcal{L}$  opérateur différentiel,  $u$  solution et  $f$  fonction d'excitation. La méthode dite des résidus pondérés, méthode projective la plus couramment utilisée, consiste à rechercher des fonctions  $u$  vérifiant les conditions aux limites, et telles que  $\mathcal{L}(u) + f$  est orthogonale à toute fonction  $\psi$  ayant des propriétés de dérivabilité déterminées, ce qui s'écrit :

$$\int_{\Omega} \psi \cdot (\mathcal{L}(u) + f) \cdot d\omega = 0 \quad (1.46).$$

Si l'ensemble des fonctions de pondération est de dimension infinie, il est alors possible d'avoir une



équivalence entre le problème aux dérivées partielles et sa formulation intégrale. En pratique, cet ensemble est de dimension finie et l'équation (1.46) ne constitue qu'une approximation, caractérisée par la donnée de cet ensemble de fonctions.

Pour la plupart des problèmes, l'obtention d'une solution exacte est aussi difficile en formulation intégrale que différentielle, ce qui incite à rechercher une solution approchée sous la forme d'une combinaison linéaire de fonctions indépendantes connues, et dont la manipulation mathématique ne présente pas de difficulté. Dans le cas de la méthode des éléments finis, ces fonctions sont généralement polynômiales par morceaux. La solution  $u$  recherchée est donc approchée par la combinaison  $u^*$  :

$$u^*(x, y, z) = \sum_{i=1}^n u_i \cdot N_i(x, y, z) \quad (1.47),$$

où la suite de coefficients  $(u_i)_{i \in \mathcal{N}_n}$  sera déterminée par la méthode de manière à réaliser la meilleure approximation possible de  $u$  sur la base de fonctions  $(N_i)_{i \in \mathcal{N}_n}$ .

Si la formulation intégrale est variationnelle, on considérera la fonctionnelle  $F$  définie à l'aide des interpolations par :

$$\left\{ \begin{array}{l} F = \int_{\Omega} L(x, y, z, u^*, u^{*'}_x, u^{*'}_y, u^{*'}_z) \cdot d\omega \\ u^{*'}_x = \sum_{i=1}^n u_i \cdot N'_{ix}(x, y, z) \\ u^{*'}_y = \sum_{i=1}^n u_i \cdot N'_{iy}(x, y, z) \\ u^{*'}_z = \sum_{i=1}^n u_i \cdot N'_{iz}(x, y, z) \end{array} \right. \quad (1.48),$$

fonctionnelle ne dépendant dès lors plus que de la suite de coefficients  $(u_i)_{i \in \mathcal{N}_n}$ . La condition nécessaire d'extrémalisation devient :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( \frac{\partial F}{\partial u_i} = 0 \right) \quad (1.49).$$

Dans le cas de la formulation intégrale associée à la méthode des résidus pondérés, il faut choisir un ensemble de fonctions de projection  $(\psi_i)_{i \in \mathcal{N}_n}$  avant d'écrire les équations de projection de  $\mathcal{L}(u^*) + f$  sur chacune de ces fonctions :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( \int_{\Omega} \psi_i \cdot (\mathcal{L}(\sum_{j=1}^n u_j \cdot N_j(x, y, z)) + f) \cdot d\omega = 0 \right) \quad (1.50).$$

Pour les deux types de formulation intégrale, on obtient, après interpolation de la fonction recherchée, un système de  $n$  équations, dont la résolution fournit la fonction approximante  $u^*$  via la détermination de la suite  $(u_i)_{i \in \mathcal{N}_n}$ . Il est clair que les éléments de cette suite sont les valeurs de  $u^*$  en des points particuliers, appelés noeuds, du domaine d'intégration.

Le dernier point que nous devons aborder est la notion de découpage. Le principe fondamental de la méthode des éléments finis consiste à définir une partition du domaine d'étude en un certain nombre de sous-domaines, appelés éléments finis, afin, d'une part de caractériser le domaine d'origine par une grille de points communs aux éléments adjacents (les noeuds), et d'autre part de réaliser une interpolation locale de la fonction inconnue. Un élément fini sera donc caractérisé non seulement par ses noeuds, mais également par sa fonction d'approximation qui dépend de sa géométrie, de son nombre de noeuds et des valeurs nodales.

Prenons l'exemple de l'élément triangulaire de référence, présenté figure 1.3.

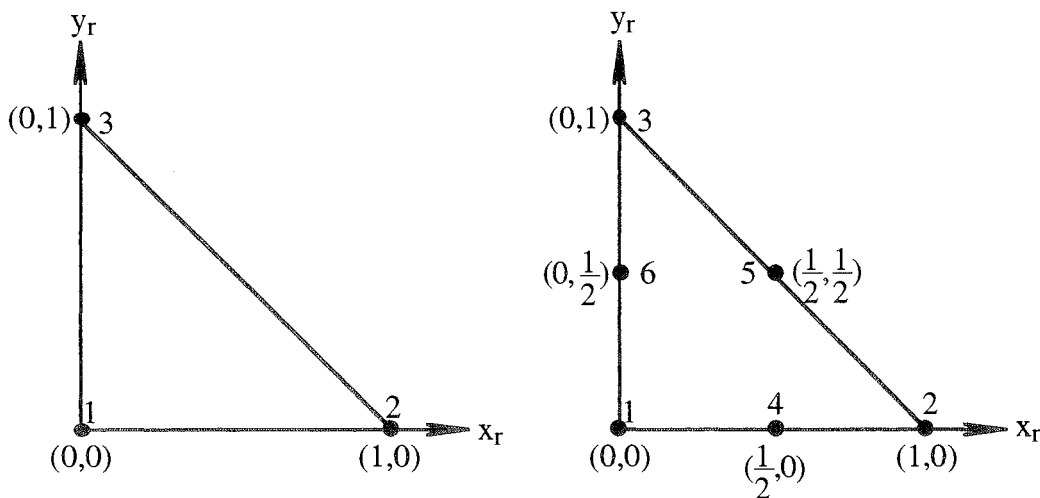


Figure 1.3 : Eléments triangulaires de référence

à gauche : élément du premier ordre, à droite : élément quadratique de Lagrange

Le polynôme d'interpolation s'écrit, pour l'élément du premier ordre :

$$\begin{cases} u^*(x_r, y_r) = \sum_{i=1}^3 u_i \cdot N_i(x_r, y_r) \\ N_1(x_r, y_r) = 1 - x_r - y_r \\ N_2(x_r, y_r) = x_r \\ N_3(x_r, y_r) = y_r \end{cases} \quad (1.51),$$

et pour l'élément quadratique de Lagrange :

$$\left\{ \begin{array}{l} u^*(x_r, y_r) = \sum_{i=1}^6 u_i \cdot N_i(x_r, y_r) \\ N_1(x_r, y_r) = (x_r + y_r - 1)(2x_r + 2y_r - 1) \\ N_2(x_r, y_r) = x_r(2x_r - 1) \\ N_3(x_r, y_r) = y_r(2y_r - 1) \\ N_4(x_r, y_r) = 4x_r(1 - x_r - y_r) \\ N_5(x_r, y_r) = 4x_r y_r \\ N_6(x_r, y_r) = 4y_r(1 - x_r - y_r) \end{array} \right. \quad (1.52).$$

On trouvera, dans l'ouvrage de J.C.SABONNADIÈRE et J.L.COULOMB [22], plus amples informations sur les éléments de référence les plus couramment utilisés. Notons à ce propos que tout élément rectiligne ou curviligne peut être déduit d'un élément de référence, polygone régulier, par une transformation géométrique bijective.

### **1.3.4 : Méthodes mixtes**

L'approche mixte vise à allier les avantages des méthodes numériques à ceux de l'une des deux premières approches.

Citons, comme premier exemple, l'approche mixte développée par E. FARJAH [23] pour une prise en compte aisée et rapide, au sein d'un logiciel de résolution par éléments finis (en l'occurrence FLUX2D), de l'environnement thermique total des interrupteurs de puissance.

Il s'agit là d'intégrer les chemins annexes de la chaleur, dont l'importance dépend essentiellement de celle du chemin principal (à savoir puce-radiateur). A la limite, lorsque ledit chemin principal n'existe plus (isolation thermique en face arrière du socle), les chemins annexes deviennent principaux. Ces transferts secondaires, de type conductif à travers les connexions électriques (lyres et fils de soudure) et le couvercle (via éventuellement un gel silicone), de type convectif et radiatif sur toutes les surfaces externes autres que la face arrière du socle, sont décrits de façon analogique, le reste du problème étant, quant à lui, traité numériquement.

Citons enfin l'approche mixte suivie par le LAAS (Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes) pour le développement d'une méthode de résolution semi-analytique dédiée à la thermique des CEP, dont la philosophie est de bénéficier au maximum des avantages de l'approche analytique, et de n'utiliser les algorithmes numériques que pour évaluer la solution et l'adapter à la géométrie du problème à traiter.

La première étape consiste à trouver une solution analytique spécifique pour un élément typique et représentatif du problème, qui, en électronique de puissance, se présente généralement sous la forme d'une structure plane stratifiée, possédant des sources de chaleur sur une face, et une condition d'échange convectif avec un puits de chaleur sur la face opposée.

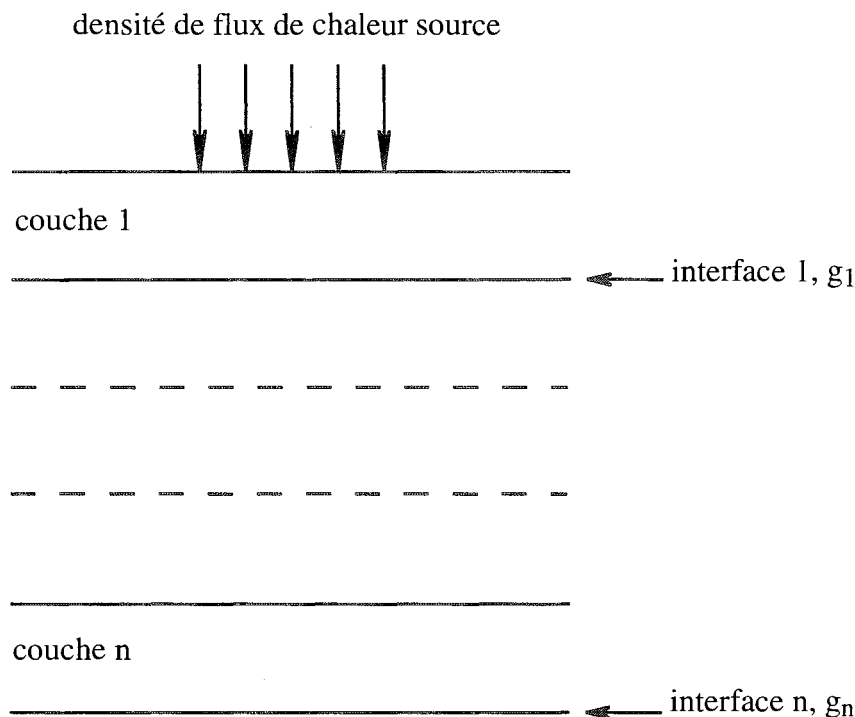


Figure 1.4 : Problème typique en thermique des CEP

La première étape est donc dédiée au calcul du profil tridimensionnel de température pour une source et un empilage présentant une symétrie de révolution par rapport à la direction privilégiée d'écoulement de la chaleur, l'empilage étant de surcroît supposé latéralement illimité. Cette démarche a amené les concepteurs de la méthode, après transformation intégrale de l'équation de la chaleur (transformation de Hankel pour les régimes stationnaires, double transformation de Hankel et de Laplace pour les régimes instationnaires), à étendre la notion de quadripôle aux transferts conductifs tridimensionnels, et à rechercher dès lors la fonction d'influence de la source pour le calcul du profil de température sur la surface de dissipation [17, 24, 25, 26, 27].

Le retour aux variables spatiale et temporelle peut se faire à l'aide d'une intégrale double (éventuellement simple, en régime stationnaire) représentative des transformations inverses. Les auteurs ont opté pour une autre méthode, basée sur l'utilisation de développements en série de fonctions de Bessel et de la transformation de Fourier rapide.

Dans une seconde étape, les conditions aux limites latérales sont prises en compte à l'aide de la méthode des images, par l'introduction de sources fictives. Le calcul d'une carte de température est alors réalisé en appliquant le principe de superposition à l'ensemble des influences thermiques dues aux sources (réelles et fictives).

Cette méthodologie semi-analytique a conduit au développement d'un outil de modélisation thermique des circuits et composants électroniques, le logiciel LAASTHERM (anciennement PYRTHERM), dont la philosophie est basée sur une exploitation rapide ne nécessitant qu'un matériel informatique modeste, soit donc sur une alliance entre la souplesse et la rapidité de la solution analytique, et la capacité de description des méthodes purement numériques.

## 1.4 Architecture des modules hybrides de puissance

Avant de nous lancer dans la thermique des CEP, il est opportun de présenter le module typique dont il sera question par la suite. Nous exposerons donc ici quelques généralités concernant l'architecture des modules hybrides de puissance, sans entrer dans le détail, en nous inspirant fortement de l'étude de Ch. ZARDINI [28].

La coupe présentée ci-dessous, figure 1.5, révèle d'emblée une constante de l'hybridation : son caractère multicouches.

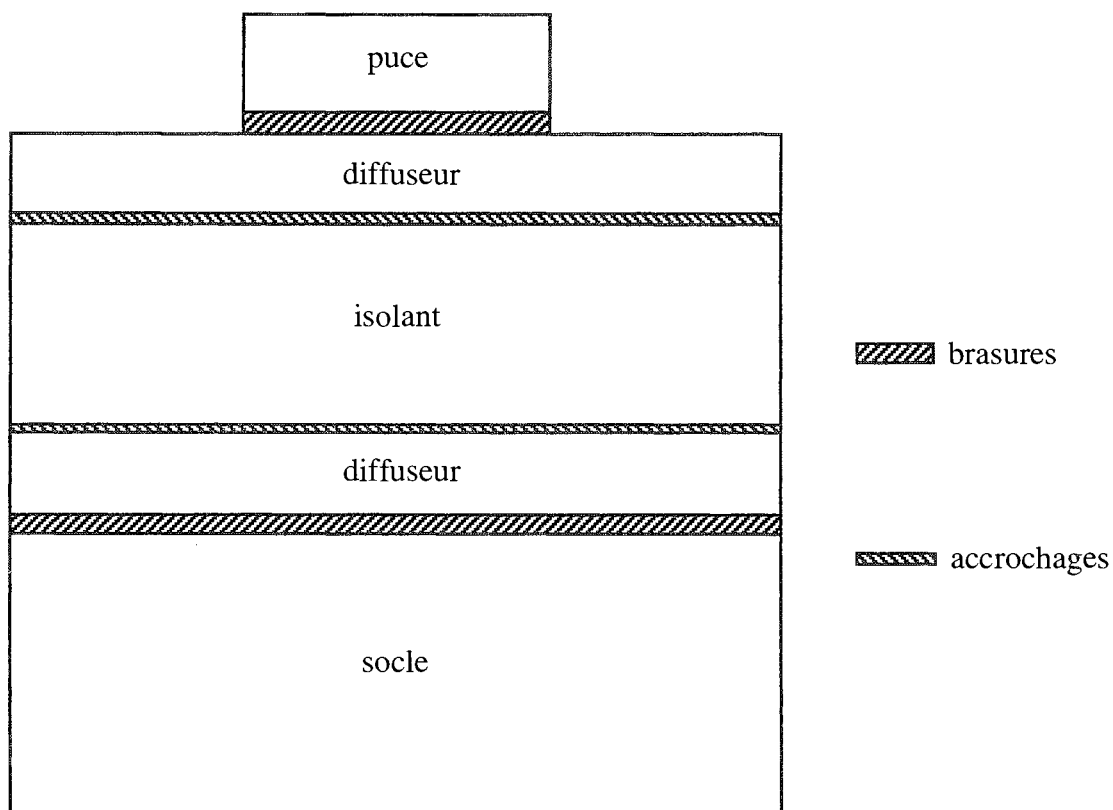
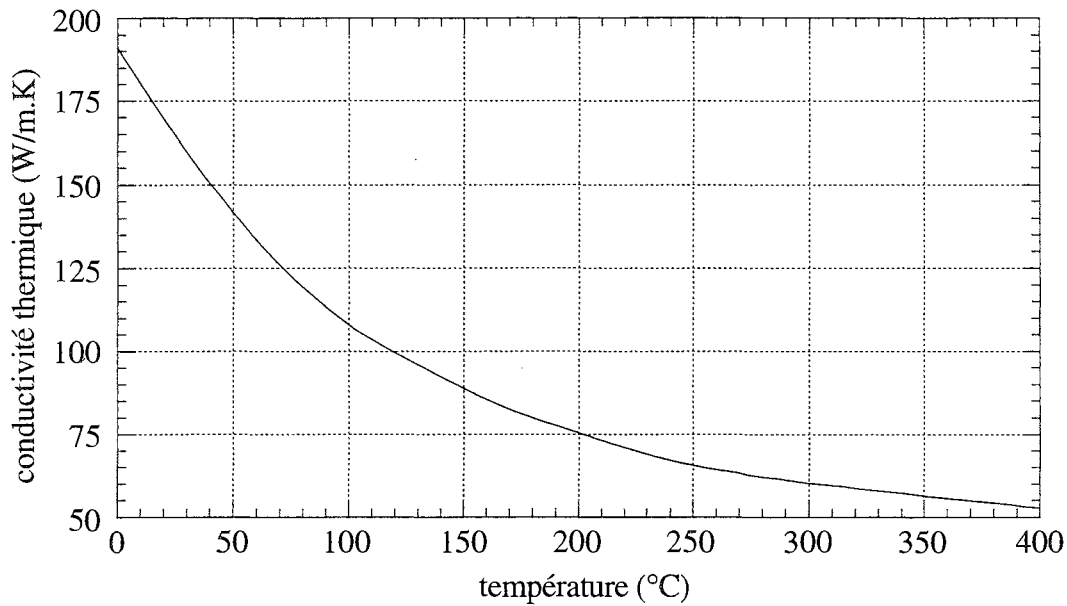


Figure 1.5 : Coupe typique d'un module de puissance

L'assemblage hybride de puissance est en effet généralement constitué d'un empilement de divers matériaux, et compte typiquement cinq couches, ainsi que quatre interfaces réalisant les liaisons entre ces couches. Il existe en réalité au moins une interface supplémentaire, associée au contact du module avec son environnement thermique.

### La puce semiconductrice

C'est à la puce qu'incombe la fonction semiconductrice du module. Le matériau utilisé est le silicium. Sa conductivité thermique est très convenable ( $150 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à  $25^\circ\text{C}$ ), mais décroît de façon significative avec la température ( $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à  $125^\circ\text{C}$ ).



**Figure 1.6 :** Evolution de la conductivité du silicium en fonction de la température

Dans la mesure où l'on utilise des grandeurs constantes, la valeur typique à retenir, la plus proche des conditions thermiques de la puce, se situe autour de  $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Quoi qu'il en soit, une étude menée par Ch.SCHAEFFER et al. [29] a montré que la prise en compte, au sein du logiciel "éléments finis" de résolution bidimensionnelle FLUX2D, d'une conductivité thermique du silicium fonction de la température conduisait à des résultats très peu différents de ceux relatifs à une conductivité thermique constante.

La capacité calorifique du silicium varie également quelque peu avec la température et les valeurs communément utilisées se concentrent au voisinage de  $1,7 \text{ J.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ . Quant à son coefficient de dilatation, remarquablement faible ( $2,3.10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ), il ne va pas sans poser de nombreux problèmes de compatibilité avec les matériaux classiques, le cuivre par exemple.

### Le diffuseur

Le diffuseur se situant immédiatement sous la puce a trois fonctions : offrir un support à l'élément semiconducteur, réaliser la jonction électrique entre une électrode externe et la face arrière de la puce, et diffuser la chaleur générée dans la puce pour un abaissement global de la température du silicium. Nous reviendrons beaucoup plus en détail sur ce dernier point par la suite. Ce diffuseur se doit donc, afin de remplir pleinement son rôle, d'être bon conducteur électrique et thermique. Le matériau utilisé à cet effet est le cuivre. Ses caractéristiques thermiques sont assez bien connues, et leur dépendance vis-à-vis de la température reste limitée. Aussi est-il d'usage de conférer au cuivre une conductivité thermique de  $360 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et une capacité calorifique de  $3,4 \text{ J.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ .

### L'isolant

L'isolant, ou substrat, est un élément constituant essentiel des circuits hybrides de puissance : il sert de

support mécanique aux circuits électriques, assure leur isolation galvanique par rapport au radiateur, et participe de surcroît à l'évacuation du flux thermique. On attend donc de ce constituant qu'il ait :

- une résistivité électrique élevée pour limiter les courants de fuite,
- une rigidité diélectrique élevée pour supporter les tensions appliquées,
- une faible permittivité pour réduire les capacités parasites,
- une conductivité thermique élevée pour ne pas entraver l'évacuation de la chaleur,
- de "bonnes" propriétés de liaison avec le cuivre.

L'hybridation de puissance utilise des substrats céramiques, principalement l'alumine, le nitrure d'aluminium, et l'oxyde de béryllium, substrats dont la figure 1.7 résume les propriétés électriques et thermophysiques.

	conductivité thermique (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	résistivité électrique (Ω.cm)	coefficient de dilatation (K <sup>-1</sup> )	permittivité relative	rigidité diélectrique (kV.mm <sup>-1</sup> )
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	20	>10 <sup>12</sup>	6,3	9,4	>12
AlN	170	>10 <sup>12</sup>	4,4	8,9	15
BeO	260	>10 <sup>12</sup>	8	6,5	>10

Figure 1.7 : Propriétés électriques et thermophysiques des principaux substrats céramiques

Le substrat d'alumine est un standard de l'industrie de l'intégration hybride : ses caractéristiques sont figées et relativement identiques, quel que soit le fournisseur. Il possède un certain nombre de qualités, en particulier un prix modeste, mais sa faible conductivité thermique le rend peu adapté aux applications de forte puissance.

L'oxyde de béryllium semblait être un excellent produit de substitution, mais sa toxicité potentielle, lorsqu'il est dispersé sous forme de poussières, en a interdit l'emploi pour des applications autres que militaires.

Le dévolu a donc été jeté, depuis quelques années, sur le nitrure d'aluminium, qui présente d'excellentes propriétés électriques et thermophysiques, avec en particulier une conductivité thermique du cristal pur à 300 K de 320 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> (valeur somme toute peu éloignée des 370 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> de l'oxyde de béryllium dans les mêmes conditions). La technologie des substrats AlN a continuellement progressé, de sorte que leur conductivité thermique, à l'origine voisine de 70 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>, atteint maintenant des valeurs proches de celles des substrats BeO. La substitution de l'alumine par le nitrure d'aluminium a indéniablement amélioré les caractéristiques thermiques des composants [30]. La figure ci-dessous, extraite d'un livre de données [31], semble abonder dans ce sens, même si le constructeur en question n'a pas jugé utile de préciser l'échelle de l'axe vertical.

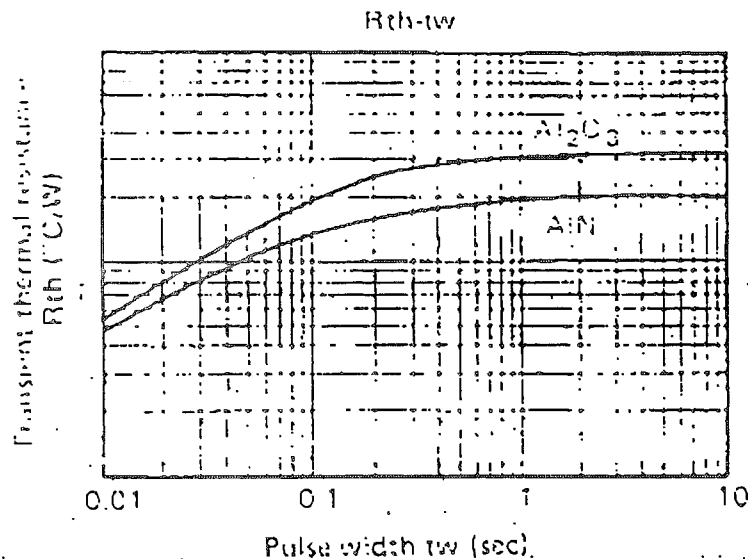


Figure 1.8 : Résistance thermique transitoire des substrats DBC  $AlN$  et  $Al_2O_3$

Il reste toutefois que le substrat  $AlN$  est cher et fortement dépendant du procédé de fabrication. De sorte que, pour une utilisation indépendante de la température de la conductivité thermique, la valeur à retenir se situe dans une plage,  $[70 W.m^{-1}.K^{-1}, 170 W.m^{-1}.K^{-1}]$  selon Ch. ZARDINI et al [32]. Quant aux capacités calorifiques, A. NAPIERALSKI et al [24] les estiment à  $2,6 J.cm^{-3}.K^{-1}$  pour l'alumine et  $2,3 J.cm^{-3}.K^{-1}$  pour l' $AlN$ .

#### Le diffuseur inférieur et le socle

Restent deux couches, le diffuseur inférieur et le socle, toutes deux en cuivre. La première réalise l'interface entre le substrat et le socle, la seconde sert à la tenue mécanique de l'ensemble, et bien sûr au lien avec l'environnement extérieur.

#### Les interfaces

Les diverses couches de l'assemblage décrit ci-dessus ne sont solidaires que par l'intermédiaire d'interfaces de liaison. Précisons à ce niveau que l'emploi du terme "interface" est quelque peu abusif, dans la mesure où il s'agit de couches à part entière. Toutefois, la finesse et la piètre conductivité thermique de ces couches peut justifier, dans le cadre d'un calcul thermique, cet abus de langage. On est en effet parfois amené à les considérer comme des régions à saut de potentiel : cela simplifie les calculs ou résolutions, élimine les problèmes de maillage dans le cas d'une formulation numérique, et permet de limiter les difficultés d'identification précise des paramètres géométriques et thermiques de ces couches.

Les joints constituent la partie délicate des modules hybrides de puissance. De par leur faible aptitude à conduire la chaleur, ils sont le siège de forts gradients de température, et sont donc responsables pour beaucoup de l'échauffement des semiconducteurs. En second lieu, ils subissent les dilatations différentielles des constituants des modules, ce qui les rend mécaniquement (adhérence) et



thermiquement (conductivité thermique) sensibles au vieillissement par cyclage thermique, via une propagation progressive des défauts initiaux.

Les accrochages entre l'isolant et les deux diffuseurs s'effectuent par la méthode dite de liaison directe cuivre-céramique. Mise au point au début des années 70 pour la liaison cuivre-alumine, cette technique produit une soudure de très bonne qualité. Elle a conduit à une commercialisation répandue des substrats DBC (direct bond copper) pour modules de puissance, d'abord en alumine, puis en nitrure d'aluminium (après la mise au point d'une méthode basée sur l'oxydation superficielle de l'AlN pour former une couche d'alumine). Les quelques travaux sur les propriétés thermiques de ces substrats, en particulier ceux de J.M. DORKEL et al. [25, 33, 34], attribuent à ces liaisons une conductance thermique de  $20 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

Quant aux deux autres joints, ils s'effectuent, pour les modules classiques, par refusion d'un alliage de brasure ; alliage ternaire tendre étain-plomb-argent (Sn : 5%, Pb : 92,5%, Ag : 2,5%) pour le report de la puce sur le substrat DBC (l'adjonction d'argent dans l'alliage visant à saturer la solution afin d'éviter la dissolution de la métallisation argent des faces arrières de puces) ; alliage binaire plus dur étain-plomb (Sn : 33%, Pb : 67%) pour le report du substrat sur le socle. La conductivité thermique de ces alliages dépend fortement de leur teneur en étain, et la fourchette traditionnellement donnée [35] est [ $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $60 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]. Notons enfin que le joint de brasure de la puce assure, en plus des liaisons mécanique et thermique, une liaison électrique avec le diffuseur (il est donc relativement important qu'il présente une faible résistance ohmique) et que sa qualité est essentielle à un fonctionnement performant et durable.

### L'encapsulation

Il reste encore à évoquer les liaisons électriques des plages métallisées aluminium situées sur la face supérieure des puces, avec d'autres puces ou des conducteurs, liaisons assurées par soudure ultrasonique de fils d'aluminium. La surface du module est recouverte de gel silicone et le tout est capoté d'une matière plastique (face arrière du socle exceptée). De sorte que le module hybride de puissance se présente comme une boîte noire (au sens littéral du terme) à fond métallique, avec émergence d'un certain nombre d'électrodes : deux pour les diodes, trois pour les interrupteurs commandés (sans compter les électrodes de rappel, qui pour certaines, ont toutefois un rôle à jouer, notamment dans le domaine de l'interaction puissance-commande par réduction des inductances communes [36]), et autant que nécessaire pour les hybrides plus complexes.

### Conclusion

Il existe, en électronique de puissance, bien d'autres configurations possibles, suivant la nature du substrat, des conducteurs, des joints, des contacts, du boîtier. Sans oublier bien sûr les versions non isolées. L'architecture décrite dans cette section est cependant la plus répandue dans le domaine des moyennes puissances, et cherche à s'imposer pour des puissances plus élevées telles que celles de la traction ferroviaire.

# CHAPITRE 2

## OUTILS CLASSIQUES

### D'ANALYSE DES TRANSFERTS

### THERMIQUES DANS LES C.E.P.



**Chapitre 2**  
**Outils classiques d'analyse des**  
**transferts thermiques dans les C.E.P.**

## Introduction

Les transferts de chaleur dans les CEP, régis par l'équation de la conduction thermique, s'opèrent de façon générale selon les trois dimensions de l'espace. Il est cependant possible, sous certaines hypothèses, d'appréhender un problème de thermique des CEP de façon simplifiée, au moyen d'outils reposant sur une analyse 1D du phénomène de conduction de la chaleur. Nous consacrons ce chapitre à une étude critique des plus illustres (les plus communément utilisés en thermique des CEP) d'entre eux :

- résistance thermique et impédance thermique,
- approches thermiques transitoires de W.E.NEWEILL et de A.FILLATRE.

### 2.1 Analogie thermo-électrique

Il existe une certaine similitude entre les phénomènes de conduction thermique et de conduction électrique, apparaissant dès examen des lois physiques régissant ces phénomènes, soit donc :

- la loi de Fourier pour la conduction thermique :  $\vec{\phi} = -k \text{ grad } (T)$  (2.1),

- la loi d'Ohm pour la conduction électrique :  $\vec{J} = -\sigma_e \text{ grad } (V)$  (2.2).

La ressemblance entre ces deux lois fondamentales n'est certes pas le fruit d'un hasard merveilleux. Elle découle d'une modélisation identique aux deux phénomènes, que l'on peut schématiser par "l'écoulement d'un fluide des régions à potentiel élevé vers les régions à potentiel faible". Il demeure que l'analogie thermo-électrique, utilisée depuis longtemps et avec succès pour traiter les problèmes de conduction thermique unidimensionnelle, permet d'établir une correspondance entre :

- |   |    |                                      |
|---|----|--------------------------------------|
| - densité de flux de chaleur $\vec{\phi}$ | et | densité de courant $\vec{J}$ ,       |
| - température T                           | et | potentiel V,                         |
| - conductivité thermique k                | et | conductivité électrique $\sigma_e$ , |

et par extension, entre :

- |                          |    |                          |
|--------------------------|----|--------------------------|
| - flux de chaleur $\phi$ | et | courant électrique I,    |
| - écart de température   | et | différence de potentiel. |

Dès lors, la tentation est grande de traiter les problèmes thermiques en s'inspirant de la théorie des

circuits électriques. Ce ne sera malheureusement pas gratuit : il en coûtera, en toute rigueur, deux dimensions.

### 2.1.1 : Résistance thermique

Le concept de résistance thermique, qui, en toute logique, s'apparente à celui de résistance électrique, est, ne l'oublions jamais, une notion unidimensionnelle par définition. Ainsi, si l'on considère une structure homogène de section  $S$  et d'épaisseur  $e$ , traversée par un flux de chaleur uniforme selon un axe normal à la section (cf. figure 2.1), la résistance thermique de la structure sera définie par :

$$R_{th} = \frac{e}{kS} \quad (2.3),$$

$k$  étant la conductivité thermique du matériau.

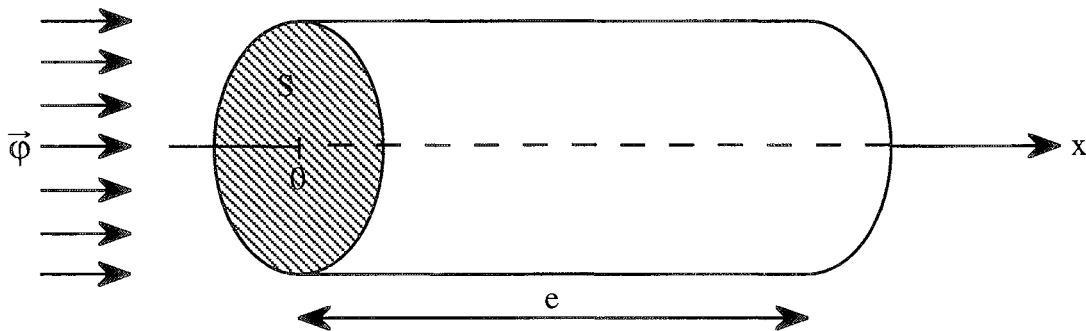


Figure 2.1 : Problème thermique 1D du mur d'épaisseur finie

La définition (2.3) est évidemment à rapprocher de celle établissant la résistance électrique d'un fil en fonction de sa longueur, de sa section et de sa conductivité électrique.

D'autre part, la résolution de l'équation stationnaire de la chaleur conduit, dans le cas de la structure présentée figure 2.1, et en prenant comme origine des abscisses la surface chauffée, à :

$$(\forall x \in [0, e]) \begin{cases} T(x) = T_0 - \frac{\phi}{k} x \\ \varphi(x) = \phi \end{cases} \quad (2.4).$$

Outre le fait qu'il subsiste, dans le profil de température, une indétermination relative à la condition d'échange en  $x=e$ , il est intéressant de retrouver la loi d'Ohm classique de l'électricien (en considérant acquise la relation (2.3)), ou la définition de la résistance thermique (en appliquant la loi d'Ohm) :

$$T_0 - T(x) = \frac{x}{kS} \phi \quad (2.5),$$

où  $\phi$ , flux de chaleur, vaut  $\phi S$ . Les implications et applications de la relation (2.5) sont nombreuses.

En premier lieu, cette équation peut servir de base au développement de méthodes de mesure de résistances thermiques (unidimensionnelles ou généralisées). Par analogie, on mesure bien des résistances électriques à l'aide de rapports tension sur courant.

Puis, poursuivons un peu plus la démarche analogique, la structure représentée figure 2.1 peut être modélisée par le schéma "électrique" suivant :

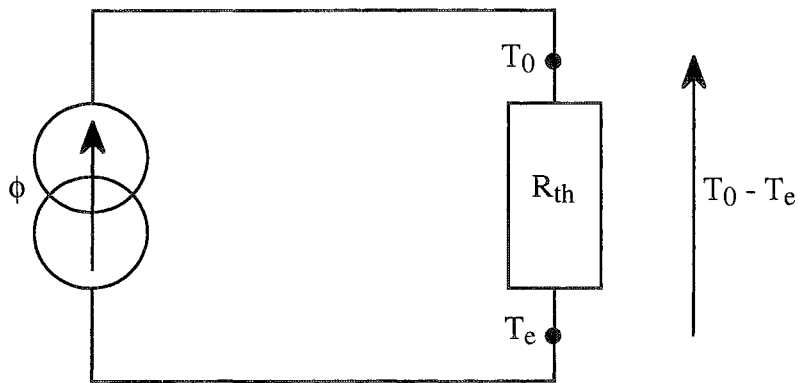


Figure 2.2 : Schéma équivalent thermo-électrique

Ce schéma, en apparence anodin, est d'une puissance considérable, pourvu que l'on ait l'imagination fertile. Il ouvre la voie au traitement analogique de l'équation stationnaire de la chaleur, dans un vaste formalisme emprunté à la théorie des circuits électriques. Ainsi, on pourra utiliser à bon escient :

- la mise en parallèle ou en série de résistances, en particulier, en thermique des CEP, la mise en série pour la modélisation unidimensionnelle d'un assemblage de puissance,
- des sources de courant, éventuellement liées à des noeuds de potentiel pour la prise en compte des phénomènes électrothermiques régissant la dissipation de puissance dans les puces semiconductrices,
- des sources de tension pour modéliser les conditions aux limites de Dirichlet (sources parfaites) et de Fourier (sources imparfaites).

En outre, ces considérations autorisent la possibilité d'une mise en oeuvre aisée de la méthode nodale sur des logiciels de simulation électrique, tels que SPICE ou, pour rester plus grenoblois, CIRCUIT.

### 2.1.2 : Capacité thermique

Le concept de capacité thermique, issu de la thermodynamique, est représentatif de l'augmentation d'énergie interne d'un corps ayant subi une élévation de température. Pour un solide homogène, de masse volumique  $\rho$ , de chaleur massique  $c_p$ , et de volume  $\mathcal{V}$ , la capacité thermique est donnée par :

$$C_{th} = \rho c_p \mathcal{V} \quad (2.6).$$

Dans le cadre d'un transfert conductif unidimensionnel en régime instationnaire, on peut établir une

correspondance entre capacités thermique et électrique, et, par extension, entre chaleur et charge électrique. Considérons la ligne à constantes réparties présentée figure 2.3, et caractérisée par une résistance linéique  $r$  et une capacité linéique  $c$ .

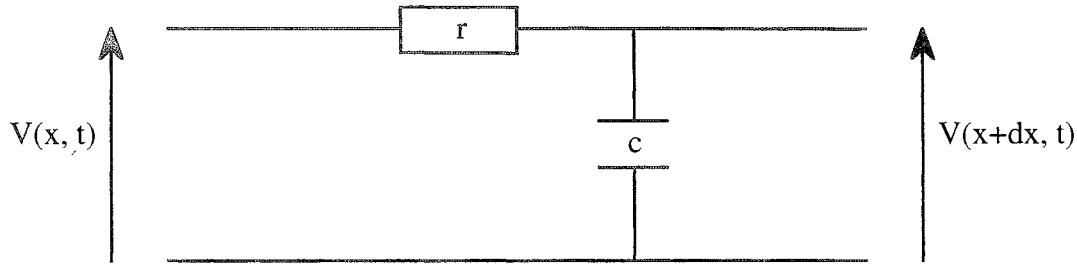


Figure 2.3 : Ligne à constantes réparties

L'équation régissant l'évolution de la tension le long de cette ligne, à savoir :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = rc \frac{\partial V}{\partial t} \quad (2.7),$$

est à rapprocher de l'équation instationnaire 1D de la conduction de la chaleur sans source interne qui, rappelons-le, s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.8).$$

A l'aide des définitions de la diffusivité thermique  $\alpha$  et de la résistance thermique par unité de longueur, on en déduit l'expression,  $\rho c_p S$  ( $S$  étant la section de passage du flux de chaleur), du terme analogue à la capacité linéique de la ligne, terme qui n'est autre que la capacité thermique par unité de longueur du milieu homogène considéré.

Si en régime stationnaire, on pouvait définir, pour une structure telle que celle présentée figure 2.1, une résistance thermique pour toute l'épaisseur du milieu, la modélisation du régime instationnaire doit, pour être exacte, comporter une infinité de cellules RC. En pratique, on se contente d'un nombre fini de cellules, ce qui équivaut à traiter le cas d'une ligne électrique à constantes localisées, modélisation restant exacte en régime stationnaire. Si ce nombre fini est égal à l'unité, notre milieu, supposé pour la circonstance couplé avec un radiateur infini en  $x=e$ , est modélisé par le schéma électrique représenté figure 2.4. On peut alors aisément introduire une grandeur appelée, par analogie, constante de temps thermique, et définie par :

$$\tau_{th} = R_{th} C_{th} = \frac{e^2}{\alpha} \quad (2.9).$$

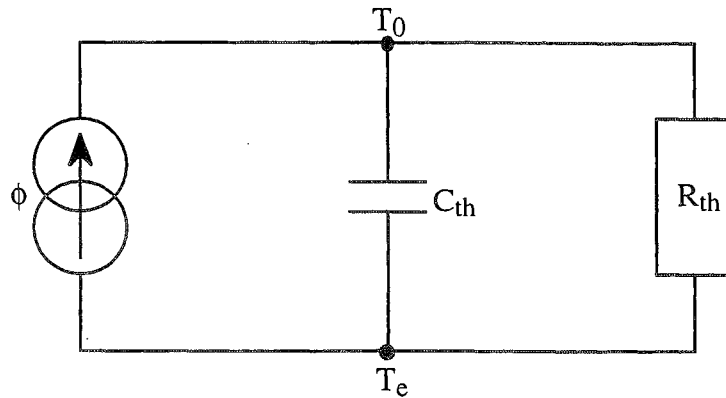


Figure 2.4 : Schéma thermo-électrique "monocellulaire"

### 2.1.3 : Impédance thermique

Cette section s'adresse plus particulièrement aux concepteurs "non spécialement thermiciens", désireux de caractériser, sous certaines conditions d'excitation, le transitoire thermique d'un produit. Ils ne disposent généralement que de courbes dites d'impédance thermique, amplement répandues dans tous les livres de données. Voici par exemple ce que l'on trouve en page 429 de la référence [31], quant à la réponse thermique indicielle du module MG400J2YS40.

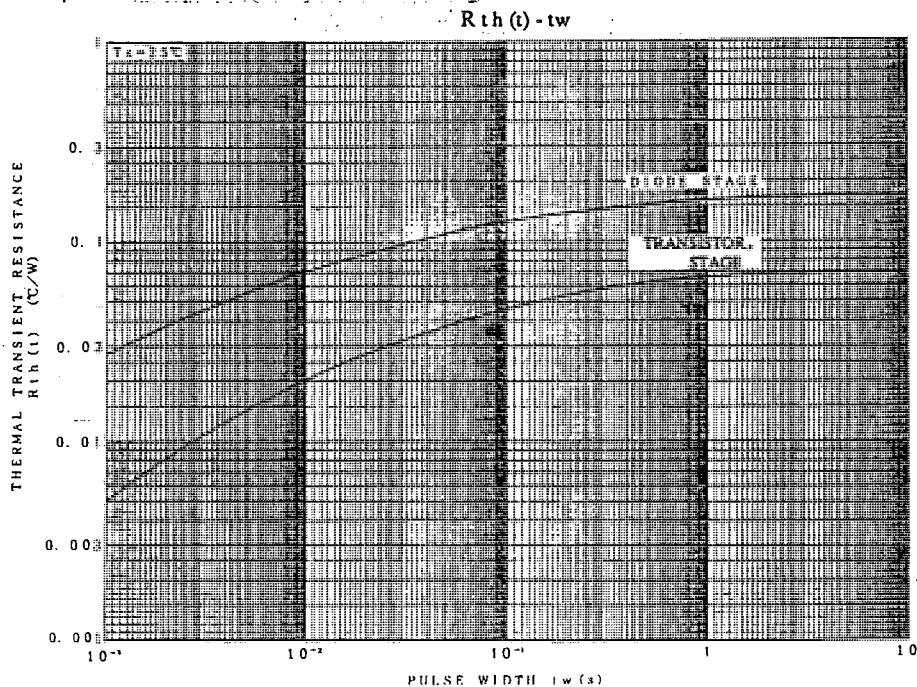


Figure 2.5 : Réponse thermique indicielle du module MG400J2YS40

Notre propos ici est une mise en garde contre toute utilisation abusive de ce type de courbes, et contre la notion d'impédance thermique en général.



### 2.1.3.1 : Histoire de notations

Une mise en garde relative, en premier lieu, aux notations fréquemment rencontrées, telles que celles, figure 2.5, de  $R_{th}(t)$ . Mais donnons d'abord une première définition de l'impédance thermique. Considérons un milieu, initialement isotherme, soumis à  $t=0$  à une excitation  $\phi$ . En notant  $\theta(t, \phi)$  un écart de température caractéristique de l'évolution thermique du milieu par rapport à son état initial, on peut mathématiquement définir une grandeur, représentant cet écart rapporté à l'excitation, comme suit :

$$Z_{th}(t, \phi) = \frac{\theta(t, \phi)}{\phi} \quad (2.10),$$

et éventuellement, si  $\lim_{t \rightarrow +\infty} Z_{th}(t, \phi)$  existe et est non nul, son équivalent réduit :

$$z_{th}(t, \phi) = \frac{Z_{th}(t, \phi)}{\lim_{t \rightarrow +\infty} Z_{th}(t, \phi)} \quad (2.11).$$

Par exemple, pour notre structure présentée figure 2.1, et modélisée par le schéma thermo-électrique de la figure 2.4, on a :

$$Z_{th}(t, ind) = R_{th}(1 - e^{-t/\tau_{th}}) \quad (2.12),$$

et :

$$z_{th}(t, ind) = 1 - e^{-t/\tau_{th}} \quad (2.13),$$

où  $\theta$  vaut  $T_0 - T_e$ , et où "ind" signifie que l'excitation  $\phi$  considérée est indicielle.  $Z_{th}(t, \phi)$  est représentative de la réponse thermique du milieu à l'excitation  $\phi$ . C'est donc une grandeur dépendant des caractéristiques du milieu, du temps, mais aussi de l'excitation. De sorte que si, par analogie électrique, on désire utiliser le terme d'impédance thermique,  $Z_{th}(t, \phi)$  devrait porter nom d'impédance thermique du milieu relative à l'excitation  $\phi$ .

En pratique,  $Z_{th}(t, \phi)$  est notée  $Z_{th}(t)$ , au pire  $R_{th}(t)$ , et appelée impédance thermique du milieu, comme si cette grandeur était une caractéristique intrinsèque. On trouvera d'ailleurs l'équation (2.10) très souvent écrite sous la forme :

$$\theta(t) = Z_{th}(t) \cdot \phi \quad (2.14),$$

forme certes mathématiquement exacte, analogiquement douteuse puisqu'elle revient à remplacer le schéma électrique de la figure 2.4 par celui de la figure 2.2 avec une résistance variable au cours du temps, et, quoi qu'il en soit, d'une simplicité trompeuse et dangereuse.

2.1.3.2 : Impédances thermiques unidimensionnelles

Car, seconde mise en garde, on serait tenté d'utiliser l'équation (2.14) pour n'importe quel signal d'excitation, ce qu'elle semble autoriser à première vue. Une telle pratique est, sauf exception, rigoureusement interdite, c'est-à-dire, en des termes moins autoritaires, mathématiquement erronée. Pour illustration, trouver un électricien utilisant l'équivalent électrique de l'équation (2.12) pour décrire la réponse d'un circuit RC à une excitation sinusoïdale me paraît une quête quelque peu vouée à l'échec. La définition (2.10) de l'impédance thermique ne convenant guère qu'à l'excitation à laquelle elle est liée, il s'agit donc de trouver une formulation un peu plus générale.

Ne perdons pas de vue notre problème, la thermique des CEP, et restreignons l'étude aux structures multicouches. Considérons le cas unidimensionnel d'un milieu plan stratifié, composé de  $n$  couches et  $n$  interfaces, soumis sur sa face supérieure (plan  $x=0$  sur la figure 2.6) à une densité de flux  $\varphi$  uniforme selon un axe normal aux plans des interfaces, et possédant sur sa face opposée une condition d'échange convectif avec un puits de chaleur.

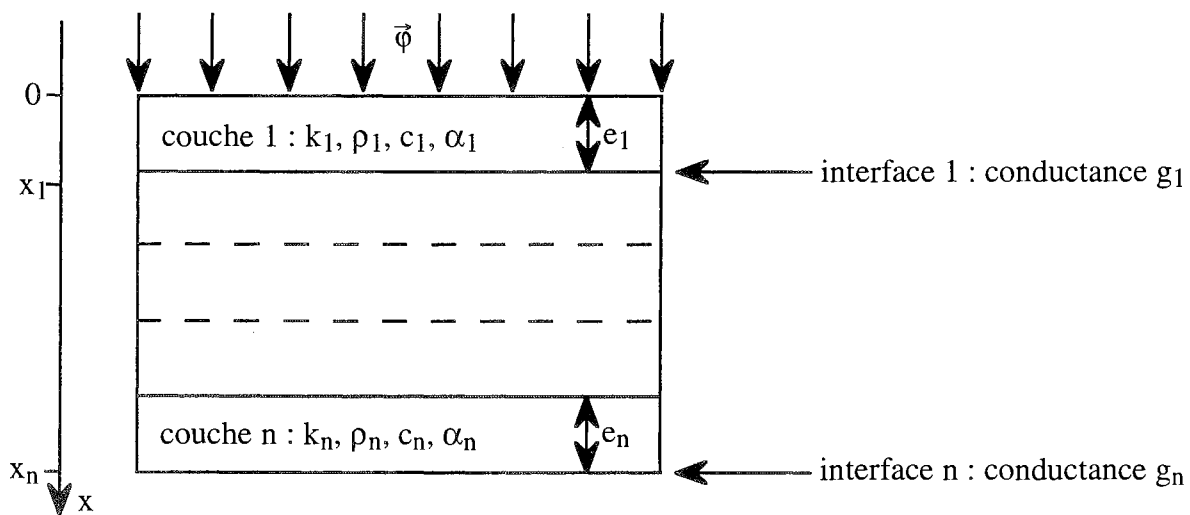


Figure 2.6 : Problème thermique 1D du milieu plan stratifié

En plus des notations précisées figure 2.6, désignons par :

- $T(x, t)$  : température à l'instant  $t$  en  $x$ ,
- $T(x, 0)$  : température initiale en  $x$ ,
- $\theta(x, t)$  : vaut  $T(x, t) - T(x, 0)$ ,
- $\bar{\theta}(x, s)$  : transformée de Laplace de  $\theta(x, t)$ ,
- $\varphi(x, t)$  : densité de flux de chaleur à l'instant  $t$  en  $x$ ,
- $\bar{\varphi}(x, s)$  : transformée de Laplace de  $\varphi(x, t)$ ,
- $\bar{\varphi}$  : transformée de Laplace de  $\varphi = \varphi(0, t)$ .

Le problème de la pertinence d'une relation du type (2.14) est connu, et loin d'être clos. On le trouvera très clairement exposé par A. DEGIOVANNI, dans un article [37] présenté lors de la journée SFT du

6 Avril 1995, dans lequel l'auteur envisage plusieurs configurations possibles (excitation variable, ou milieu à propriétés thermiques variables) et les traite sur des exemples simples. Nous nous limiterons ici au cas d'une excitation quelconque (donc éventuellement variable en fonction du temps), le milieu étant quant à lui supposé à propriétés thermophysiques constantes. Si l'on fait de surcroît l'hypothèse d'un profil initial de température à dérivée seconde identiquement nulle (ce qui, en clair, signifie que le régime thermique est stationnaire, avant application de l'excitation), la représentation exacte du problème n'est pas du type de la relation (2.14), mais une fonction de transfert dans l'espace de Laplace, c'est-à-dire un produit de convolution (et non un produit simple) dans l'espace non transformé. La démonstration fait appel d'une part à l'utilisation de la transformation de Laplace pour la résolution de l'équation de la conduction thermique, d'autre part à la représentation quadripolaire des couches. On trouvera les développements correspondants dans les annexes mentionnées au cours du cheminement.

Dans le cadre des hypothèses posées précédemment, on montre (annexe 1) que la température et la densité de flux, après transformation de Laplace, sont données en tout point du milieu par :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) (\forall x \in [x_{i-1}, x_i]) \left\{ \begin{array}{l} \bar{\theta}(x, s) = B_i e^{-m_i x} + B'_i e^{m_i x} \\ \bar{\varphi}(x, s) = k_i m_i (B_i e^{-m_i x} - B'_i e^{m_i x}) \\ m_i^2 = \frac{s}{\alpha_i} \end{array} \right. \quad (2.15),$$

les conditions aux limites (relations de continuité) aux interfaces s'écrivant :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left\{ \begin{array}{l} \bar{\varphi}(x_i, s) = \bar{\varphi}(x_i^-, s) \\ \bar{\theta}(x_i, s) = \bar{\theta}(x_i^-, s) - \frac{1}{g_i} \bar{\varphi}(x_i, s) \end{array} \right. \quad (2.16).$$

Ces relations conduisent à la définition de matrices caractéristiques de couches, équivalents thermiques des matrices de transfert issues de la théorie des quadripôles, liant les valeurs d'entrée et de sortie des température et densité de flux (annexe 2). Ainsi, en notant  $[A_i]$  la matrice caractéristique de la couche  $i$ , on a :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left\{ \begin{array}{l} \begin{pmatrix} \bar{\theta}(x_{i-1}, s) \\ \bar{\varphi}(x_{i-1}, s) \end{pmatrix} = [A_i] \begin{pmatrix} \bar{\theta}(x_i, s) \\ \bar{\varphi}(x_i, s) \end{pmatrix} \\ [A_i] = \begin{bmatrix} \text{ch}(m_i e_i) & \frac{\text{sh}(m_i e_i)}{k_i m_i} + \frac{\text{ch}(m_i e_i)}{g_i} \\ k_i m_i \text{sh}(m_i e_i) & \frac{k_i m_i}{g_i} \text{sh}(m_i e_i) + \text{ch}(m_i e_i) \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (2.17).$$

Il est dès lors aisé d'exprimer le vecteur  $(\bar{\theta}, \bar{\varphi})$  d'entrée (en  $x=0$ ) en fonction de celui de sortie (en  $x=x_n$ ), via un produit matriciel de  $n$  éléments  $2 \times 2$  :

$$\left( \begin{array}{c} \bar{\theta}(0, s) \\ \bar{\varphi}(0, s) \end{array} \right) = [A] \left( \begin{array}{c} \bar{\theta}(x_n, s) \\ \bar{\varphi}(x_n, s) \end{array} \right) \quad (2.18).$$

$$[A] = \prod_{i=1}^n [A_i]$$

Remarque : le déterminant de chacune des matrices  $[A_i]$  étant égal à l'unité, celui de la matrice  $[A]$  l'est de même.

En écrivant  $[A]$  sous la forme  $\begin{pmatrix} a(s) & b(s) \\ c(s) & d(s) \end{pmatrix}$ , on obtient finalement :

$$\bar{\theta}(0, s) = \frac{b(s)}{d(s)} \bar{\varphi}(0, s) + \frac{1}{d(s)} \bar{\theta}(x_n, s) \quad (2.19).$$

Si l'on suppose enfin que la température du puits de chaleur est indépendante du temps, il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\theta}(0, s) = Z(s) \bar{\varphi}(0, s) \\ Z(s) = \frac{b(s)}{d(s)} \end{array} \right. \quad (2.20).$$

L'élévation de température au niveau de la surface de dissipation de la structure, et l'excitation, sont donc liées par une fonction de transfert, et le retour dans l'espace non transformé donnera lieu à un produit de convolution, et non à un point simple du type (2.14). L'équation (2.20) soulève d'autres remarques très utiles, mais traitons d'abord un exemple simple.

Considérons en effet, dans le cadre de nos hypothèses, le cas d'une couche, de propriétés thermophysiques ( $k, \rho, c_p, \alpha$ ), d'épaisseur  $e$ , infiniment refroidie en  $x=e$ . On a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\theta}(0, s) = \frac{\text{th}(me)}{km} \cdot \bar{\varphi} \\ m^2 = \frac{s}{\alpha} \end{array} \right. \quad (2.21).$$

En utilisant un développement en série de  $\text{th}(me)$  :

$$\text{th}(me) = \frac{1 - \exp(-2me)}{1 + \exp(-2me)} = \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n (\exp(-2nme) - \exp(-2(n+1)me)),$$

on peut en déduire la réponse thermique du mur à une excitation quelconque, en particulier sa réponse impulsionnelle ( $\bar{\varphi} = \varphi$ ) :

$$\theta_{\text{imp}}(0, t) = \frac{\varphi}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi t}} \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \left( \exp\left(-\frac{n^2 e^2}{\alpha t}\right) - \exp\left(-\frac{(n+1)^2 e^2}{\alpha t}\right) \right) \quad (2.22),$$

et sa réponse indicielle ( $\bar{\varphi} = \frac{\varphi}{S}$ ), primitive de la précédente :

$$\theta_{\text{ind}}(0, t) = 2 \frac{\varphi}{k} \sqrt{\alpha t} \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \left( \text{ierfc}\left(\frac{ne}{\sqrt{\alpha t}}\right) - \text{ierfc}\left(\frac{(n+1)e}{\sqrt{\alpha t}}\right) \right) \quad (2.23).$$

Les impédances thermiques correspondantes s'obtiennent en divisant les deux équations précédentes par  $\varphi S$ , où  $S$  est l'aire de la surface de dissipation :

$$Z_{\text{th imp}}(t) = \frac{1}{kS} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi t}} \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \left( \exp\left(-\frac{n^2 e^2}{\alpha t}\right) - \exp\left(-\frac{(n+1)^2 e^2}{\alpha t}\right) \right) \quad (2.24),$$

$$Z_{\text{th ind}}(t) = \frac{2}{kS} \sqrt{\alpha t} \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \left( \text{ierfc}\left(\frac{ne}{\sqrt{\alpha t}}\right) - \text{ierfc}\left(\frac{(n+1)e}{\sqrt{\alpha t}}\right) \right) \quad (2.25),$$

la première d'entre elles s'exprimant en  $\text{K.J}^{-1}$ . On trouvera quelques précisions sur les fonctions erf et  $\text{ierfc}$  en annexe 3. Petite application numérique maintenant : le mur est une puce de silicium, d'épaisseur  $400 \mu\text{m}$  et de surface  $12 \times 12 \text{ mm}^2$ . Ses caractéristiques thermophysiques sont :

$$k = 100 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1} \quad , \quad \rho = 2330 \text{ kg.m}^{-3} \quad , \quad c_p = 750 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}.$$

Nous présentons, figure 2.7, la réponse thermique indicielle exacte, ainsi que celles obtenues par modélisation en  $n$  cellules RC,  $n \in \{1, 2, 3, 4, 5, 10\}$ , pour comparaison.

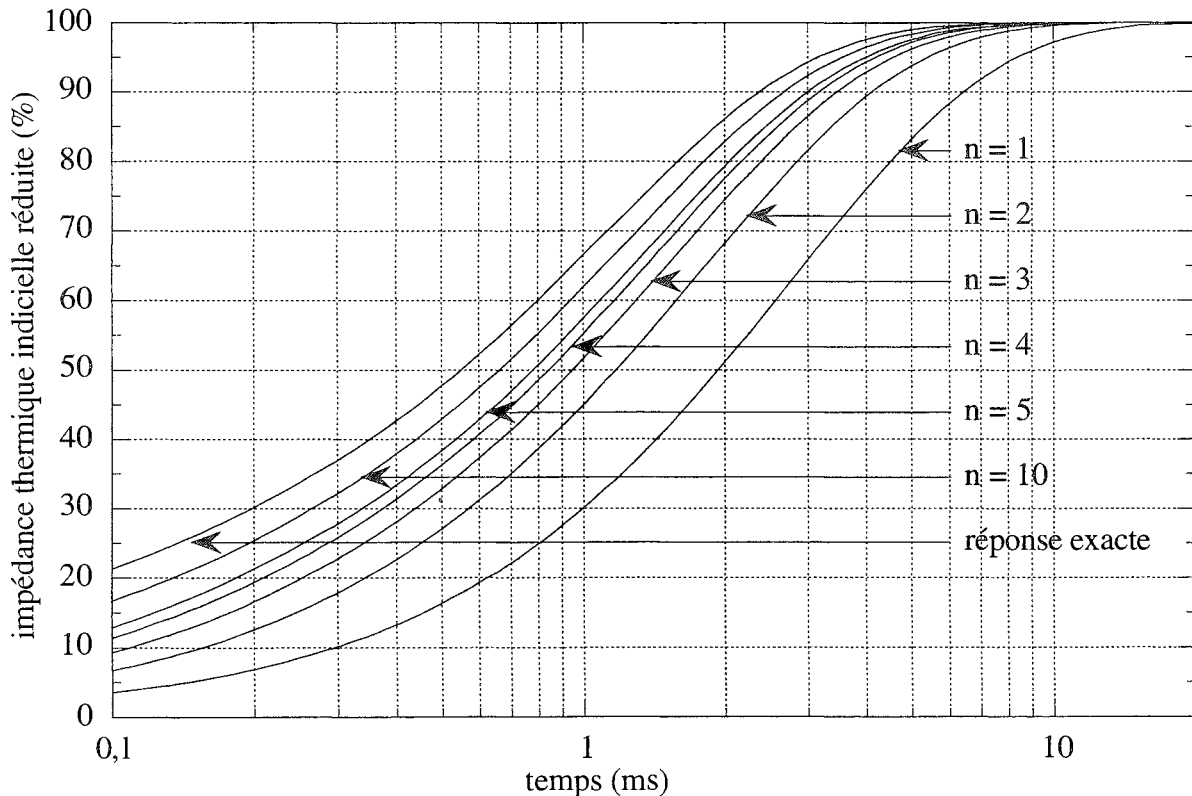


Figure 2.7 : Réponses thermiques indicielles exactes et approchées pour  $n$  cellules RC d'une puce de silicium

Revenons désormais à l'équation (2.20). La fonction de transfert  $Z(s)$  n'est autre que la transformée de Laplace de l'impédance thermique impulsionnelle du milieu, à un facteur de surface près. Soit  $Z_{th\ imp}$  cette grandeur et  $\phi$  le flux d'excitation. L'élévation de température en  $x=0$  est donnée par :

$$\theta(0, t) = \int_0^t Z_{th\ imp}(u) \cdot \phi(t-u) \cdot du \quad (2.26),$$

et l'impédance thermique correspondante par le rapport de cette intégrale sur le flux d'excitation.

En pratique, il est préférable de travailler avec l'impédance thermique indicielle  $Z_{th\ ind}$  du milieu, celle-ci étant plus facilement caractérisable expérimentalement. Voici donc une forme équivalente de la relation (2.26) :

$$\theta(0, t) = \int_0^t Z'_{th\ ind}(u) \cdot \phi(t-u) \cdot du \quad (2.27).$$

Dès lors, connaissant l'impédance thermique indicielle du milieu, il est théoriquement possible de calculer la réponse thermique à une excitation quelconque.

### Application 1

Le milieu, initialement isotherme, est soumis à  $t=0$  à un créneau de puissance d'amplitude  $\phi$  de durée  $\tau$ . On a :

$$\left\{ \begin{array}{l} t \leq \tau \Rightarrow (\forall u \in [0, t]) (\phi(t-u) = \phi) \text{ d'où } \theta(0, t) = Z_{th\ ind}(t) \cdot \phi \\ t > \tau \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} (\forall u \in [0, t-\tau]) (\phi(t-u) = 0) \\ (\forall u \in [t-\tau, t]) (\phi(t-u) = \phi) \end{array} \right. \text{ d'où } \theta(0, t) = Z_{th\ ind}(t) \cdot \phi - Z_{th\ ind}(t-\tau) \cdot \phi \end{array} \right. \quad (2.28).$$

On retrouve le théorème de superposition : notre créneau est équivalent à la somme d'un échelon d'amplitude  $\phi$  appliqué en  $t=0$ , et d'un échelon d'amplitude  $-\phi$  appliqué en  $t=\tau$ . On peut généraliser la démarche à une suite de créneau, éventuellement d'amplitudes et de durées différentes.

### Application 2

Il est possible, dans les temps courts, de retrouver un produit simple dans l'espace non transformé. Cette approximation, utilisée en particulier par S. MENHART pour calculer le transitoire thermique de MOSFET [38], est issue d'un développement au premier ordre de l'impédance thermique indicielle :  $Z_{th\ ind}(t) = at$ . Dès lors, l'équation (2.27) devient :

$$\theta(0, t) = Z_{th\ ind}(t) \cdot \phi_{moy}(t) \quad (2.29),$$

où  $\phi_{moy}(t)$  est la valeur moyenne du flux d'excitation à l'instant  $t$ . S. MENHART estime une telle équation valable pour des temps inférieurs à ce qu'il appelle constante de temps thermique du dispositif étudié, caractéristique qu'il détermine au moyen de la courbe "constructeur" d'impédance thermique indicielle, avec, par analogie électrique, la méthode de la pente initiale.

### 2.1.3.3 : Conclusion

Nous n'avons considéré jusqu'à présent que le cas d'un transfert de chaleur conductif unidimensionnel, assorti de certaines hypothèses. Celle concernant la température du puits de chaleur (indépendance vis-à-vis du temps) vise uniquement à simplifier les calculs. On peut en effet s'en passer et exprimer, à partir de l'équation (2.19),  $\theta(0, t)$  par une somme de deux produits de convolution. L'hypothèse relative au profil initial de température n'est pas restrictive en pratique, car il est souvent, si ce n'est toujours, possible de trouver un instant pour lequel le milieu est en équilibre thermique avec son puits de chaleur. Restent les hypothèses d'unidimensionnalité, d'injection surfacique uniforme de puissance et de linéarité du problème (propriétés thermophysiques constantes) ...

Peut-on étendre la validité des équations (2.26) et (2.27) aux dispositifs réels de l'électronique de puissance, c'est-à-dire, connaissant leur impédance thermique indicielle, calculer à partir de ces équations la réponse thermique à une excitation quelconque ? Sur un plan strictement mathématique, la réponse est négative, ne serait-ce que du fait de la dépendance des propriétés thermophysiques des matériaux en fonction de la température, qui interdit les précédents développements. Il est en revanche tout à fait légitime d'espérer pouvoir modéliser, avec précision, les transitoires thermiques des dispositifs réels au moyen du formalisme unidimensionnel, compte tenu de l'excellente efficacité d'une telle démarche pour la description des régimes stationnaires. En outre, les résultats obtenus par S.MENHART à ce sujet sont très encourageants.

Il conviendra toutefois d'en limiter le cadre d'application. Il est des cas, en effet, pour lesquels l'utilisation de la courbe de réponse indicielle d'un dispositif ne pourra rendre compte de la réalité avec une bonne précision.

## 2.2 Extension de l'analogie thermo-électrique aux régimes 3D

Les notions de résistance thermique et d'impédance thermique indicielle, empruntées au formalisme unidimensionnel, sont largement utilisées en électronique de puissance, et constituent d'ailleurs l'essentiel des données thermiques des composants commercialisés. Notons toutefois qu'apparaissent maintenant, dans certains livres de données [39], des grandeurs supplémentaires pour décrire l'interaction thermique entre puces intégrées au sein d'un même module.

L'utilisation de ces concepts est régie par deux équations fondamentales, liant un flux de puissance à un écart de température caractéristique, toutes deux issues de l'analyse unidimensionnelle. Elles s'écrivent, respectivement pour les régimes stationnaires et instationnaires :

$$\theta = R_{th} \cdot \phi \quad (2.30),$$

$$\theta(t) = \int_0^t Z'_{th\ ind}(u) \cdot \phi(t-u) \cdot du \quad (2.31),$$

où la résistance thermique  $R_{th}$  et l'impédance thermique indicielle  $Z_{th\ ind}$  vérifient la relation :

$$R_{th} = \lim_{t \rightarrow +\infty} Z_{th\ ind}(t) \quad (2.32).$$

Précisons également que le terme noté  $\phi$  de l'équation (2.30), qui représente une puissance constante, pourra toutefois être associé à la valeur moyenne d'un signal puissance électrique périodique, pourvu bien sûr que la fréquence de ce signal ne soit pas incompatible avec la stationnarité du transfert thermique.

Ces deux équations soulèvent de nombreuses questions, quant à la définition des grandeurs  $\theta$ ,  $R_{th}$  et  $Z_{th\ ind}$ , quant à leur cadre d'application et à leurs limites, quant enfin au crédit à leur accorder. Car trois hypothèses du formalisme unidimensionnel ont été laissées en suspens (unidimensionnalité du flux de chaleur, injection surfacique et uniforme de puissance, linéarité du problème), hypothèses a priori non vérifiées par les dispositifs réels.

### 2.2.1 : Définitions

L'extension de l'analogie thermo-électrique aux régimes tridimensionnels nécessite de se munir d'une définition d'écart de température qui soit représentative du phénomène étudié. On écrira généralement cet écart sous la forme :

$$\theta_j = T_j - T_a \quad (2.33),$$

ou, en transitoire :

$$\theta_j(t) = T_j(t) - T_a \quad (2.34),$$

définitions pour lesquelles  $T_a$  représente une température de référence, soit donc, sauf exception, celle du fluide réfrigérant. Quant à  $T_j$ , communément appelée température de jonction, on se doute qu'elle sera en relation avec l'état thermique de la puce semiconductrice.

Le problème reste cependant entier car cet état thermique, profil tridimensionnel de température,



autorise a priori un nombre illimité de modes de calcul pour la température de jonction. Il faut donc se doter de critères de cohérence, dans la façon de définir une grandeur réelle à partir d'une fonction spatiale. Nous en formulerons deux.

Le premier a pour but d'éliminer les définitions physiquement fantaisistes : la température de jonction d'une puce isotherme doit être égale à la température de la puce.

Le second fait appel tant à la logique de la démarche (globalité de l'approche "température de jonction") qu'à la physique du phénomène, qui confère à la puce un profil de température en dôme pouvant être relativement pointu (écarts importants de température entre le centre et les bords). Pour ces raisons, nous n'userons pas de définitions locales de la température de jonction.

Nous opterons donc de façon générale pour les définitions intégrales volumiques ou surfaciques (ce qu'autorise le faible gradient de température selon l'épaisseur de la puce, conséquence de la bonne conductivité thermique du silicium et de la très faible épaisseur du semiconducteur), lorsque le profil de température de la puce nous est accessible (calcul numérique ; mesures directes, en particulier par thermographie infrarouge). Dans le cas contraire, la définition de la température de jonction sera liée à une méthode de mesure indirecte, notamment par paramètres électriques thermosensibles, et sera par conséquent intégrale de fait.

Nous reviendrons au chapitre 3 plus en détail sur la notion de température de jonction et sur la thermométrie en électronique de puissance. A ce stade, retenons simplement que ce concept ne donne pas lieu à une définition unique, ce qui n'est pas gênant dans la mesure où, répétons-le, le gradient de température selon l'épaisseur de la puce est faible. A contrario, si cette hypothèse n'est pas vérifiée, c'est toute l'extension de l'analogie thermo-électrique qui est à remettre en cause.

Il va de soi enfin que les valeur ou fonction numériques associées respectivement à la résistance thermique et à l'impédance thermique indicelle dépendent en toute rigueur du mode de détermination de la température de jonction. Il faudrait donc, pour être correct, indiquer les grandeurs  $R_{th}$  et  $Z_{th\ ind}$  relativement au mode utilisé. Nous n'en ferons rien, pour ne pas alourdir les notations, et nous nous contenterons de préciser clairement le mode opératoire si nécessaire, sachant que nous n'utiliserons guère que deux définitions pour la température de jonction :

- une définition "informatique", liée à l'emploi du logiciel "éléments finis" FLUX3D, par laquelle nous associerons au concept température de jonction la valeur moyenne volumique du profil de température de la puce :

$$T_j = \frac{1}{\mathcal{V}_{puce}} \cdot \iiint_{\mathcal{V}_{puce}} T(x, y, z).d\mathcal{V} \quad (2.35),$$

où  $\mathcal{V}_{puce}$  est le volume de la puce,

- une définition "PTS", liée à la mesure par paramètre thermosensible, et plus particulièrement par la méthode de la chute de tension directe.

Précisons pour terminer que nous n'utiliserons que des caractéristiques thermiques,  $R_{th}$  ou  $Z_{th ind}$ , totales (que l'on trouve également sous le qualificatif de "jonction-radiateur"). En d'autres termes, nous ne subdiviserons jamais le problème en grandeurs dites "jonction-boîtier" et "boîtier-radiateur" qui, on le verra dans la dernière section de ce chapitre, ont peu lieu d'être.

### **2.2.2 : Cadre d'application**

Avant d'étudier concrètement le crédit à accorder à la description "1D" de la thermique des CEP, il est opportun au préalable d'exclure ou d'adapter les cas dont on sait qu'ils seront sujets à caution.

Ce sont en premier lieu les régimes thermiques transitoires nécessitant une étude approfondie dans les temps courts (typiquement inférieurs à la milliseconde) suite à une dissipation de puissance élevée, caractérisés non seulement par un gradient de température élevé selon l'épaisseur du silicium, mais de surcroît par une localisation des pertes très dissemblable de celle associée aux conditions de tracé de la réponse indicielle. Il s'agit donc plus particulièrement des régimes de court-circuits, à propos desquels des études [40, 41, 42], utilisant le logiciel "éléments finis" FLUX2D, ont montré la sensibilité des réponses thermiques résultantes à la définition spatiale de la fonction densité volumique de puissance. Il sera par conséquent préférable, et plus prudent, d'appréhender ces régimes spéciaux au moyen d'outils adaptés, mettant en oeuvre des méthodes de résolution générales (numériques ou semi-analytiques), ou purement analytiques (très souvent basées sur l'hypothèse dite du "mur semi-infini", hypothèse vérifiée tant que seul le silicium est concerné par l'établissement du flux de chaleur).

On peut en second lieu, s'interroger, quant aux dispositifs multipuces, sur la cohérence d'une caractérisation indicielle ou stationnaire par un unique paramètre. Cette analyse globale relève d'hypothèses généralement trop restrictives. Par exemple, pour un macro-composant constitué de puces en parallèle, la description globale n'est dans l'absolu utilisable que dans le cas idéal d'un parfait appairage électrique (équirépartition de l'excitation totale entre les puces) et thermique (températures de puce égales). Autre exemple : pour un macro-composant constitué de puces électriquement indépendantes, la connaissance de la réponse indicielle (respectivement résistance thermique) de chacune d'elles ne suffit au calcul d'un transitoire quelconque (respectivement permanent quelconque) que si ces puces sont de surcroît thermiquement indépendantes. On le voit, la formulation "1D" scalaire n'est guère adaptée aux dispositifs multipuces, en raison simplement de la multiplicité des sources de dissipation. On pourra cependant en garder l'esprit pour établir une formulation non plus scalaire, mais vectorielle, basée sur le théorème de superposition et sur une description semblable à celle des "coefficients d'influence" du LAAS.

### **2.2.3 : Résistance thermique "3D"**

Pour un composant monopuce dissipant une puissance  $\phi$ , cause d'une élévation  $\theta_j$  de sa température de jonction, on définira sa résistance thermique comme suit :

$$R_{th} = \frac{\theta_j}{\phi} \quad (2.36).$$

Sous certaines conditions, ayant trait à la linéarité du problème, il est un résultat tout à fait remarquable qui fait la force de cette approche, n'en déplaise à ses détracteurs : la quantité  $R_{th}$  est rigoureusement indépendante de l'amplitude de la puissance dissipée, et peut donc être posée comme donnée du problème. Précisons tout de même les hypothèses sous-jacentes :

- conductivités thermiques des matériaux indépendantes de la température,
- condition d'échange indépendante de la température, ce qui élimine d'emblée les échanges par convection naturelle et par radiation, et nous restreint donc à la convection forcée,
- densité volumique de puissance uniforme, hypothèse qui, d'un point de vue strictement mathématique, est peut-être trop restrictive.

Analysons, à titre d'illustration, un exemple concret, traité numériquement au moyen du logiciel "éléments finis" FLUX3D : celui de puces (épaisseur 400  $\mu\text{m}$ , surface 6x6  $\text{mm}^2$ ) reportées sur les plages d'accueil d'un boîtier du commerce, en l'occurrence le boîtier ISOTOP de la société SGS-THOMSON.

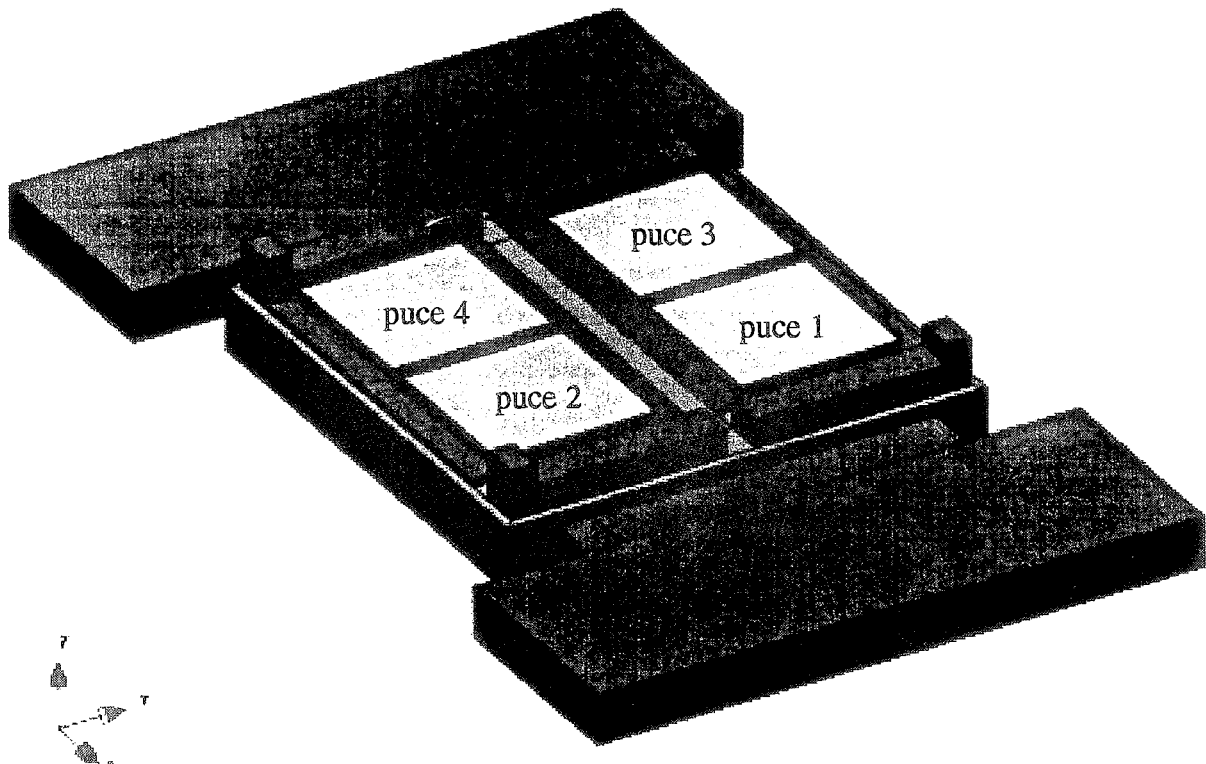


Figure 2.8 : Module ISOTOP "4 puces"

Restreignons-nous pour le moment au cas d'une unique source de dissipation, par exemple la puce indiquée 1 sur la figure ci-dessus. Nous présentons, figure 2.9, l'évolution, en fonction de la puissance  $\phi_1$  uniformément injectée dans le volume de la puce, de l'élévation de température de jonction  $\theta_1$  (définition "informatique") du semiconducteur considéré.

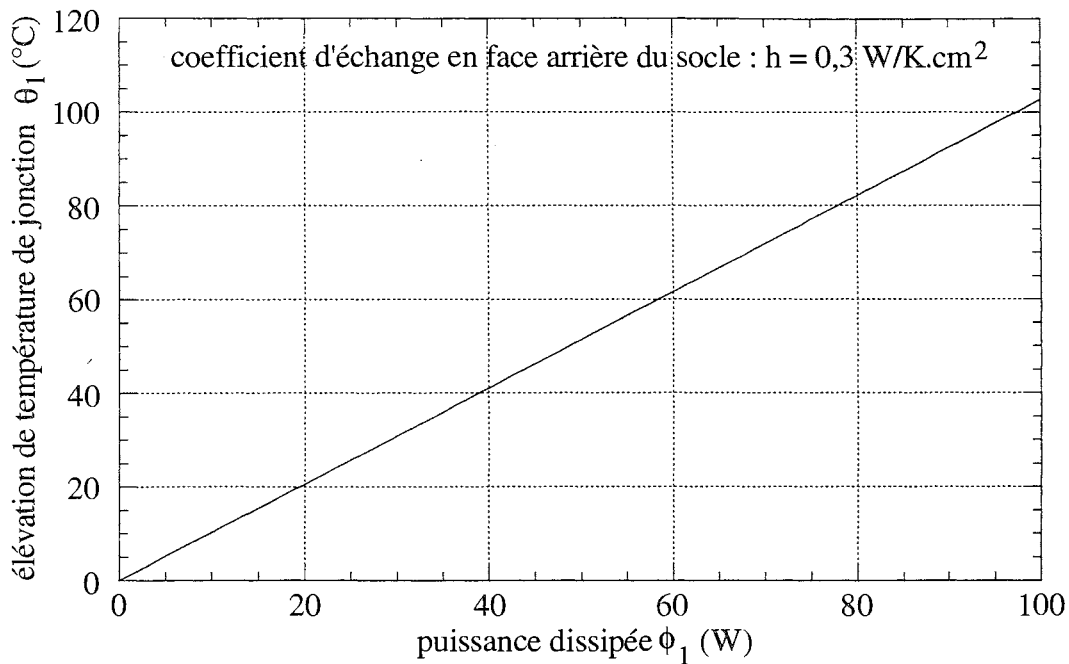


Figure 2.9 : Elévation de température de jonction  $\theta_1$  en fonction de la puissance dissipée  $\phi_1$

On obtient donc une droite, dont la pente dépend de la structure générale du module (géométrie, matériaux utilisés) et de la condition d'échange en face arrière du socle, et vaut ici  $1,03 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ .

Les trois autres courbes  $\theta_i(\phi_1)$ ,  $i \in \{2, 3, 4\}$ , sont également riches d'enseignements. Considérons par exemple l'élévation de température de jonction de la puce 2 en fonction de la puissance injectée dans la puce 1.

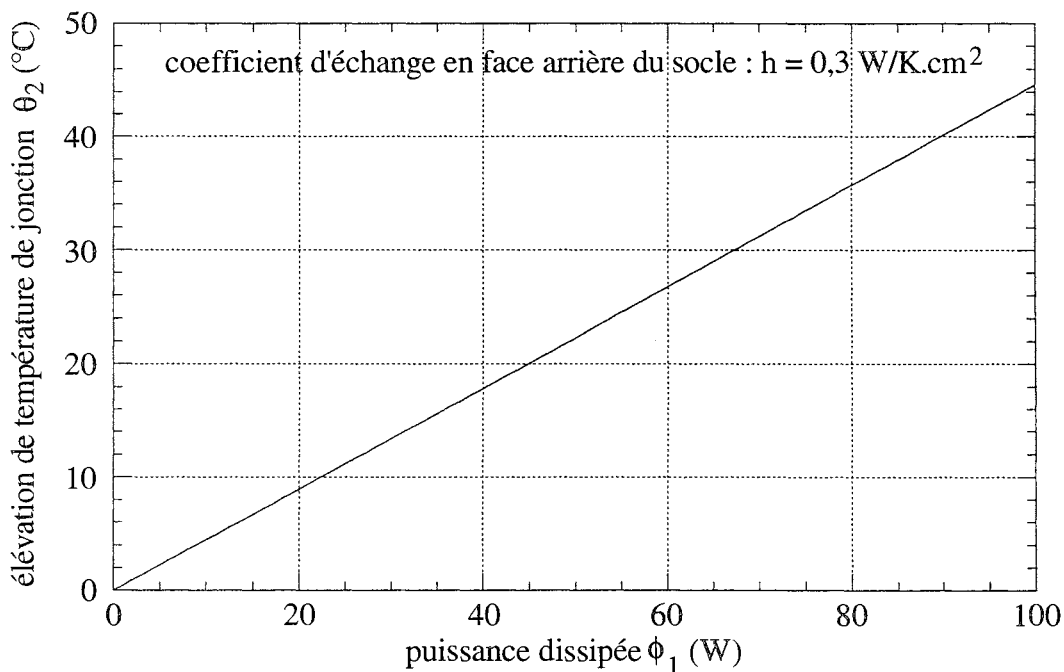


Figure 2.10 : Elévation de température de jonction  $\theta_2$  en fonction de la puissance dissipée  $\phi_1$

Il s'agit également d'une droite, de coefficient directeur valant ici  $0,446 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ .

Traçons enfin les courbes  $\theta_1(\phi_2)$  et  $\theta_2(\phi_2)$ , pour une puissance dissipée dans la puce 1 de 100 W.

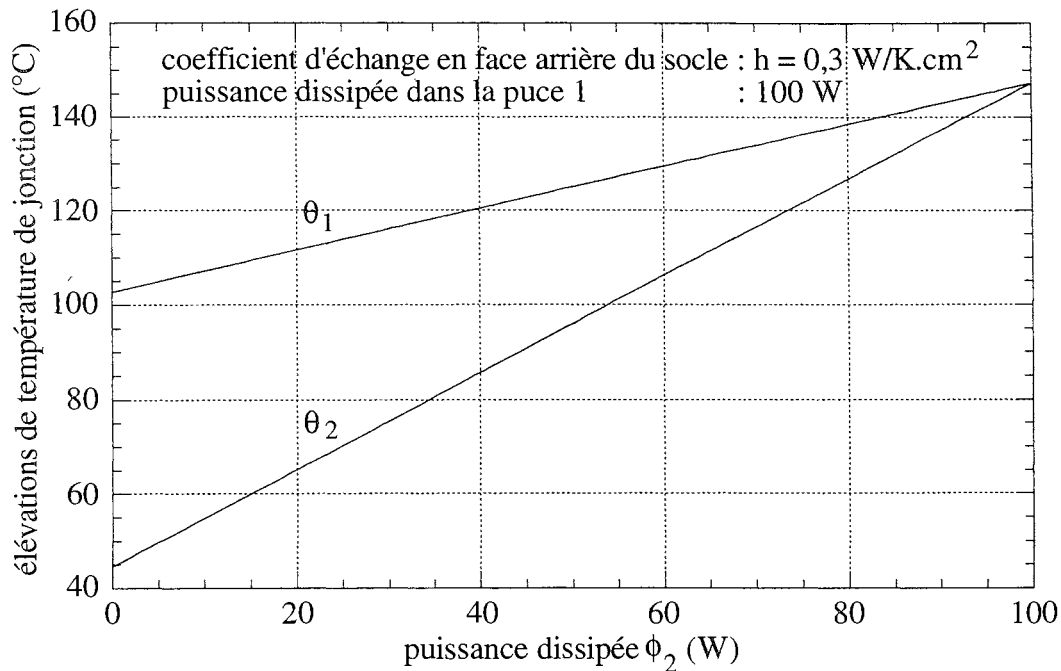


Figure 2.11 : Elévations de température de jonction  $\theta_1$  et  $\theta_2$  en fonction de la puissance dissipée  $\phi_2$

La droite  $\theta_2(\phi_2)$  présente une pente de  $1,03$  °C.W<sup>-1</sup>, ce qui n'est guère étonnant, compte tenu de la symétrie de la structure par rapport au plan médian des puces 1 et 2. Il faut donc s'attendre à trouver, pour la droite  $\theta_1(\phi_2)$ , une pente de  $0,446$  °C.W<sup>-1</sup>, et c'est effectivement le cas. Excepté que cette égalité des pentes des droites de couplage thermique est, en vertu du principe de réciprocité, toujours vérifiée, et qu'elle ne relève par conséquent d'aucune considération de symétrie.

Dans la mesure où les hypothèses sur la linéarité du problème sont vérifiées, nous pouvons affirmer, et affirmons, que la description "1D" stationnaire est remarquable de fiabilité et de simplicité. Nous la formulerons au moyen d'une relation de type (2.30), mais dans un cadre plus général, incluant les dispositifs multipuces :

$$\vec{\theta} = [R_{th}] \cdot \vec{\phi} \quad (2.37),$$

avec :

- n : nombre de puces du module,
- $\vec{\theta}$  : vecteur de dimension n, de i<sup>ème</sup> composante l'élévation de température de jonction  $\theta_i$  de la puce i,
- $\vec{\phi}$  : vecteur de dimension n, de i<sup>ème</sup> composante la puissance  $\phi_i$  dissipée dans la puce i,
- $[R_{th}]$  : matrice carrée de dimension n, dont l'élément diagonal  $R_{thii}$  représente la résistance thermique propre (facteur d'auto-échauffement) de la puce i, et dont l'élément non diagonal  $R_{thij}$  représente la résistance thermique de couplage (facteur d'échauffement mutuel) de la

puce j sur la puce i.

Nous aboutissons en définitive à une représentation multipolaire du dispositif de puissance, représentation caractérisée par une matrice "résistance thermique" symétrique dont nous nommerons, dans ce qui suit, les éléments non diagonaux résistances thermiques mutuelles. Donnons enfin la forme "système linéaire" de l'équation (2.37) :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( \theta_i = \sum_{j=1}^n R_{thij} \phi_j \right) \quad (2.38).$$

On sait qu'en toute rigueur, nos hypothèses ne sont pas strictement vérifiées. Les conductivités thermiques varient avec la température, de même que la répartition spatiale de la densité volumique de puissance, par effet électrothermique sur la densité de courant électrique. Il en résulte une certaine dépendance du concept "résistance thermique" en fonction de la variable importante ici : le courant électrique conduit.

Certes l'ampleur du phénomène reste faible pour un fonctionnement interrupteur voisin des caractéristiques nominales (en courant) du composant. Nous présentons ci-dessous la courbe expérimentale de variation, en fonction du courant conduit, de la résistance thermique propre d'une des deux puces IGBT du demi-bras du pont BSM50GB100D de la société SIEMENS.

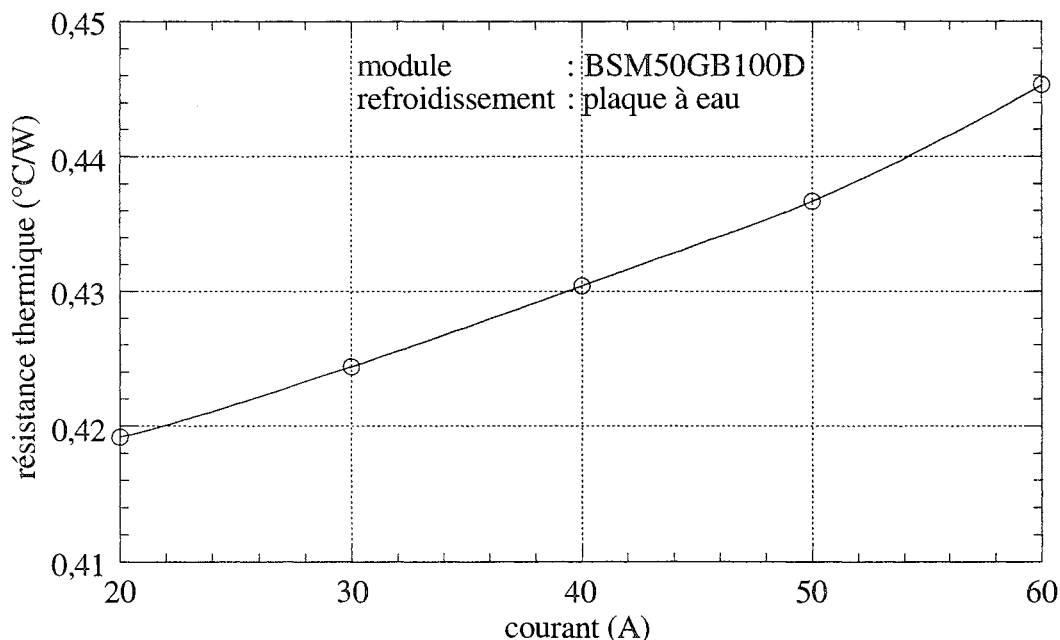


Figure 2.12 : Courbe expérimentale de variation de la résistance thermique en fonction du courant

En revanche, si l'on s'éloigne de façon significative des conditions nominales de fonctionnement données par le constructeur (applications mal refroidies, applications haute fréquence avec surdimensionnement en courant de l'interrupteur, applications linéaires), la variation de résistance thermique avec le courant peut être d'un tout autre ordre, comme en témoigne la figure suivante, issue d'un article de F.F. OETTINGER et al. [43].

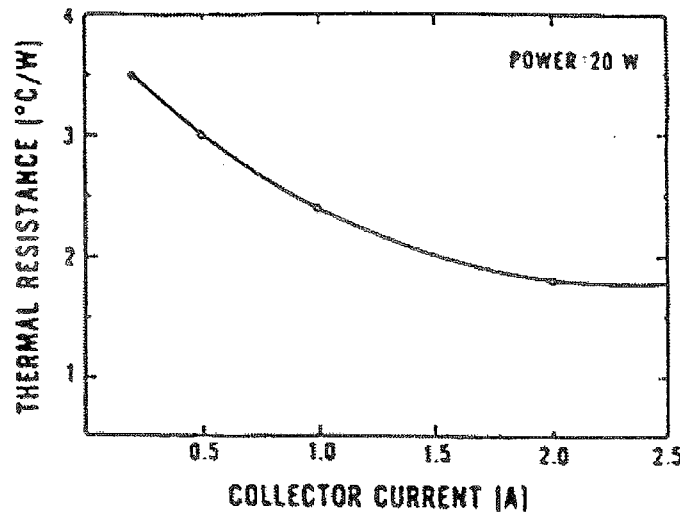


Figure 2.13 : Résistance thermique d'un transistor bipolaire de puissance en fonction du courant collecteur

En conclusion, la résistance thermique "3D" peut rendre de grands services, pourvu que l'on prenne certaines précautions lors de sa détermination (expérimentale ou numérique), eu égard à la conjonction d'effets thermiques et électrothermiques qu'on ne peut ignorer. Ces précautions concernent les conditions de mesure ou de calcul (puissance dissipée, courant, condition d'échange, température du fluide caloporteur) qu'il conviendra de choisir aussi proches que possible des conditions réelles de fonctionnement du dispositif. C'est, quoi qu'il en soit, impératif pour la condition d'échange : rappelons que nous ne manipulons que des grandeurs totales, incluant par conséquent la qualité du transfert de chaleur entre le composant et son radiateur.

#### 2.2.4 : Impédances thermiques "3D"

Par extension des équations (2.37) et (2.38) relatives au régime stationnaire, nous écrirons, pour décrire un transitoire thermique quelconque (appartenant toutefois à notre cadre d'application) d'un dispositif n-puces :

$$\vec{\theta}(t) = \int_0^t [Z_{th\ ind}](u) \cdot \vec{\phi}(t-u) \cdot du \quad (2.39),$$

c'est-à-dire :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( \theta_i(t) = \sum_{j=1}^n \int_0^t Z'_{th\ ind\ ij}(u) \cdot \phi_j(t-u) \cdot du \right) \quad (2.40),$$

$[Z_{th\ ind}]$  étant une matrice symétrique de dimension n, d'éléments diagonaux les impédances thermiques indicielles propres des puces, et non diagonaux les impédances thermiques indicielles

mutuelles.

Nous n'avons pu procéder à la validation informatique de cette description, le module thermique de FLUX3D ne résolvant pour le moment que des problèmes stationnaires. Nous nous sommes toutefois expérimentalement penchés sur l'utilisation de la courbe de réponse indicielle d'un composant monopuce, dans le cadre de la relation (2.31), ou (2.40) pour laquelle  $n$  vaut 1, issue de l'analyse unidimensionnelle. Le support expérimental de cette étude est de nouveau l'une des deux puces du module BSM50GB100D, celle-là même que nous avons caractérisée en régime stationnaire (figure 2.12). Quant au banc de mesure, que nous présenterons au chapitre 3, il s'agit du dispositif classique mettant en oeuvre la chute de tension directe comme indicateur thermométrique.

Le premier problème réside dans la détermination de la réponse indicielle du système composant-radiateur. Car s'il suffit en théorie d'appliquer un créneau de puissance (dont on fera varier la durée pour obtenir, point par point, la totalité de la réponse thermique indicielle du système), il s'avère nécessaire, en pratique d'asservir efficacement le niveau de puissance dissipée. En effet, on ne peut guère appliquer aux CEP qu'une excitation d'origine électrique, en imposant un courant ou une différence de potentiel. La grandeur duale, respectivement différence de potentiel ou courant, qui intervient dans le calcul de la puissance dissipée, est contrôlée par le semiconducteur. Elle est en particulier régie par des phénomènes électrothermiques qui impliquent, à excitation constante, une certaine dépendance de la puissance dissipée en fonction de la température, et donc du temps.

Exemple : appliquons à notre dispositif expérimental un créneau de courant, d'amplitude 50 A, de durée variable, à l'issue duquel élévation de température de jonction  $\theta$  et chute de tension directe du composant en charge  $V_{DSch}$  sont mesurées. Nous présentons ci-dessous l'évolution de  $V_{DSch}$  en fonction de  $\theta$ .

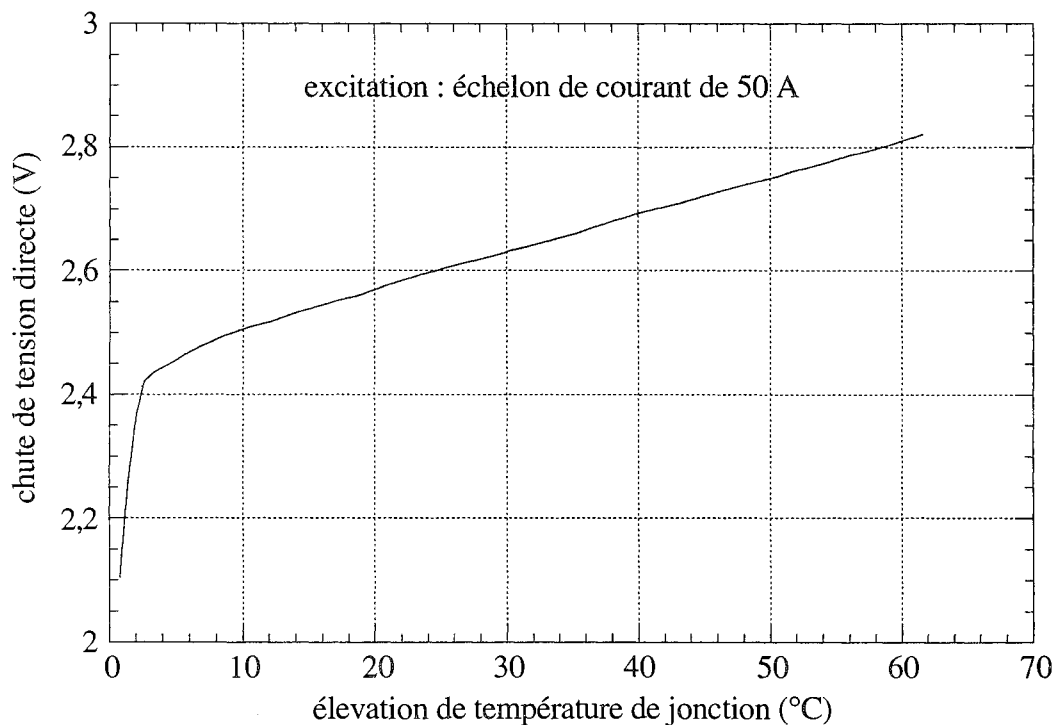


Figure 2.14 : Réponse chute de tension directe - élévation de température de jonction



Au-delà du temps d'influence (environ 30 ms, point d'abscisse 12°C) de la phase d'établissement (durée : 3 ms) du courant sur le transitoire thermique, la variation de  $V_{DSch}$  en fonction de  $\theta$  est linéaire, de pente  $6,1 \text{ mV.K}^{-1}$ . Si l'échelon était parfait, chute de tension et puissance dissipée finales (régime thermique stationnaire) seraient de 15,2% plus élevées que leurs valeurs respectives initiales. Il est, dans ces conditions, difficile d'admettre l'équivalence entre échelon de courant et échelon de puissance. Preuve en est d'ailleurs la comparaison entre la courbe d'échauffement du composant soumis à une excitation indicielle de 50 A, et celle complémentaire d'un refroidissement ayant lieu après que le régime permanent ait été atteint, courbes présentées figure 2.15, relativement aux 61,6°C d'élévation de température de jonction associés au régime thermique stationnaire.

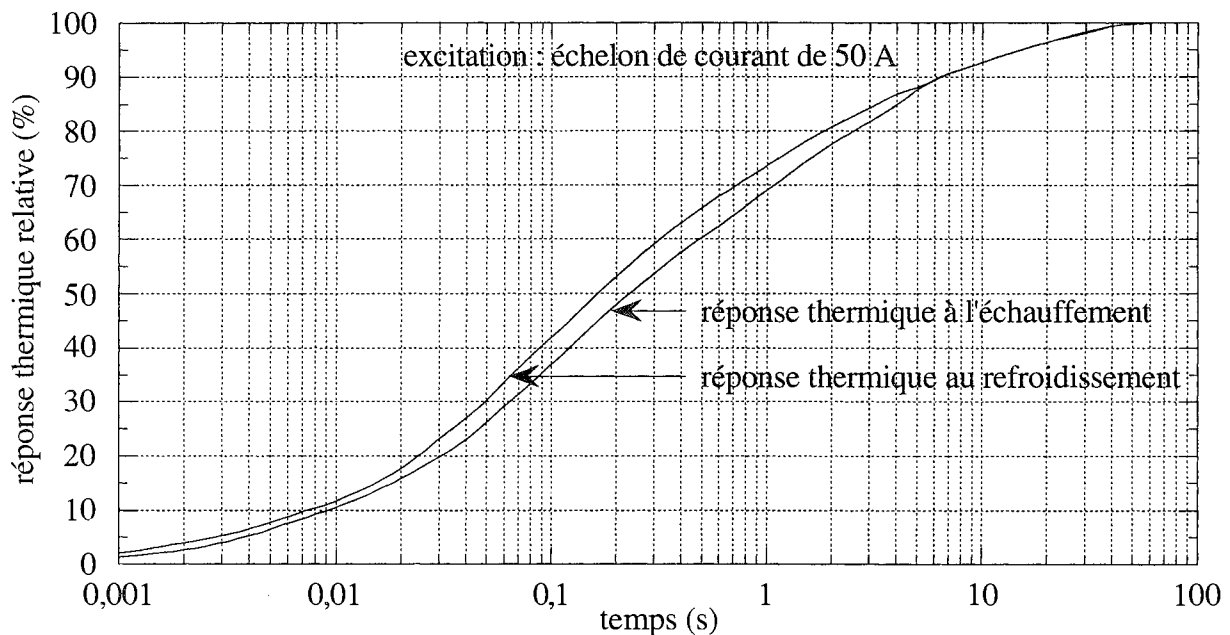


Figure 2.15 : Réponses thermiques à l'échauffement et au refroidissement

Pour obtenir la réponse indicielle à l'échauffement, il faudrait donc asservir le courant d'excitation de façon à garantir la constance de la puissance dissipée. Nous avons opté pour une solution plus aisée et plus immédiate, puisqu'il n'est question ni de contrôle du niveau de puissance, ni même de créneau dont il faut régler la durée. Il s'agit en effet d'utiliser la courbe de refroidissement qui, elle, est indicielle à peu de frais : il suffit juste d'attendre la stationnarité de la phase préalable d'échauffement.

Dès lors, il faut supposer l'équivalence entre la réponse indicielle à l'échauffement, et le complémentaire de la réponse indicielle au refroidissement. Cette hypothèse, on le sait, n'est pas rigoureusement vérifiée, notamment dans les temps courts pour lesquels le régime d'écoulement de la chaleur est unidimensionnel à l'échauffement et tridimensionnel au refroidissement. Utilisons la toutefois, pour calculer, au moyen de la relation (2.31), la réponse thermique du dispositif expérimental à un échelon de courant de 50 A.

Nous disposons déjà des courbes expérimentales d'impédance thermique indicielle et de chute de tension directe du composant en charge. Il ne reste plus qu'à traiter le problème numériquement. Nous

avons pour cela fait usage du logiciel MATHCAD qui permet, outre le calcul intégral, l'interpolation de fonctions (ici  $Z_{th\ ind}(t)$  et  $V_{DSch}(t)$ ) décrites ponctuellement, ainsi que la dérivation des interpolées (n'oublions pas que le produit de convolution (2.31) fait intervenir la dérivée temporelle de l'impédance thermique indicielle). Nous présentons ci-dessous les courbes de réponses thermiques transitoires, calculée et expérimentale, pour des temps supérieurs à la durée d'influence de l'imperfection de l'échelon de courant.

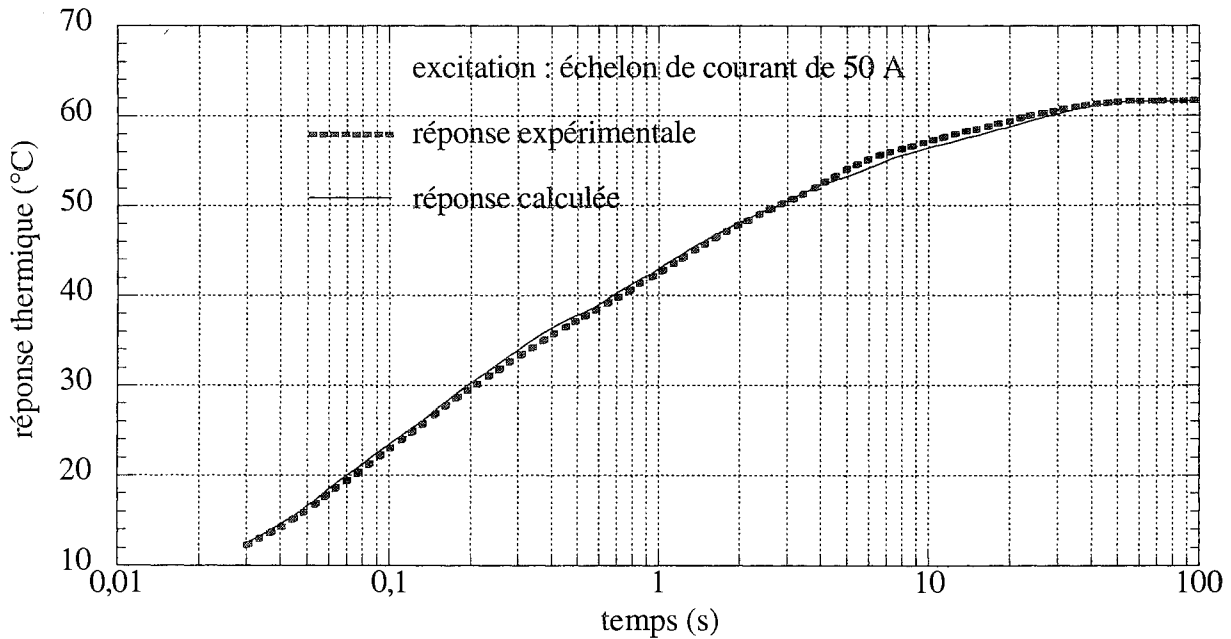


Figure 2.16 : Réponses thermiques calculée et expérimentale

Pour les temps inférieurs, il nous faut considérer la forme réelle de l'échelon de courant, ainsi que le signal chute de tension directe associé.

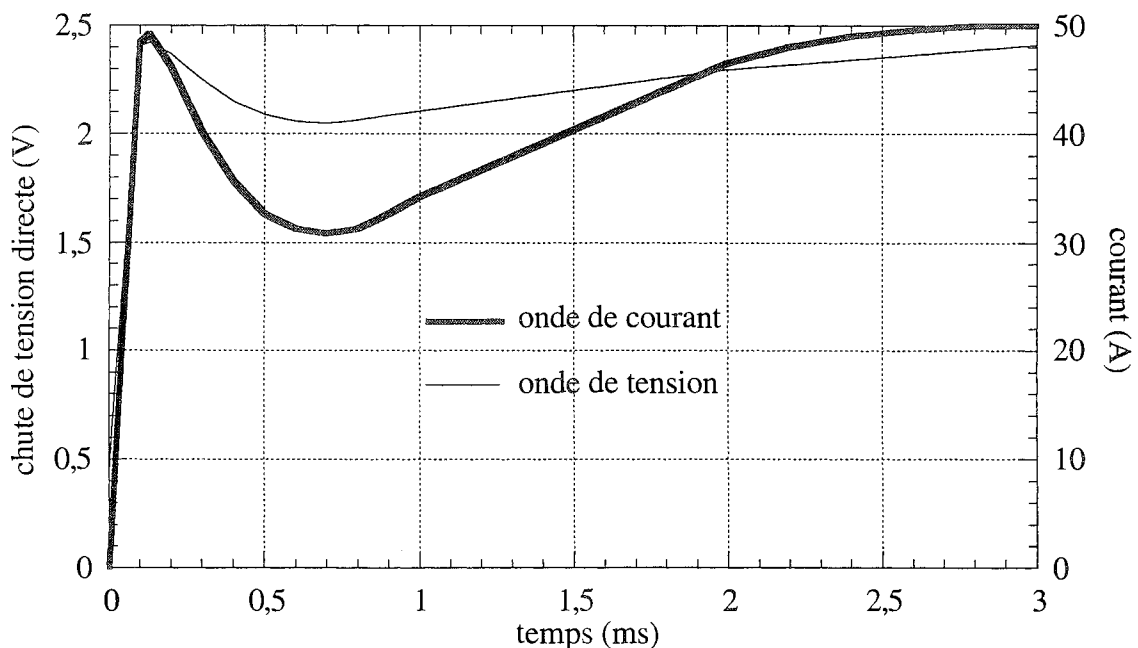


Figure 2.17 : Ondes de courant et de tension de déchet

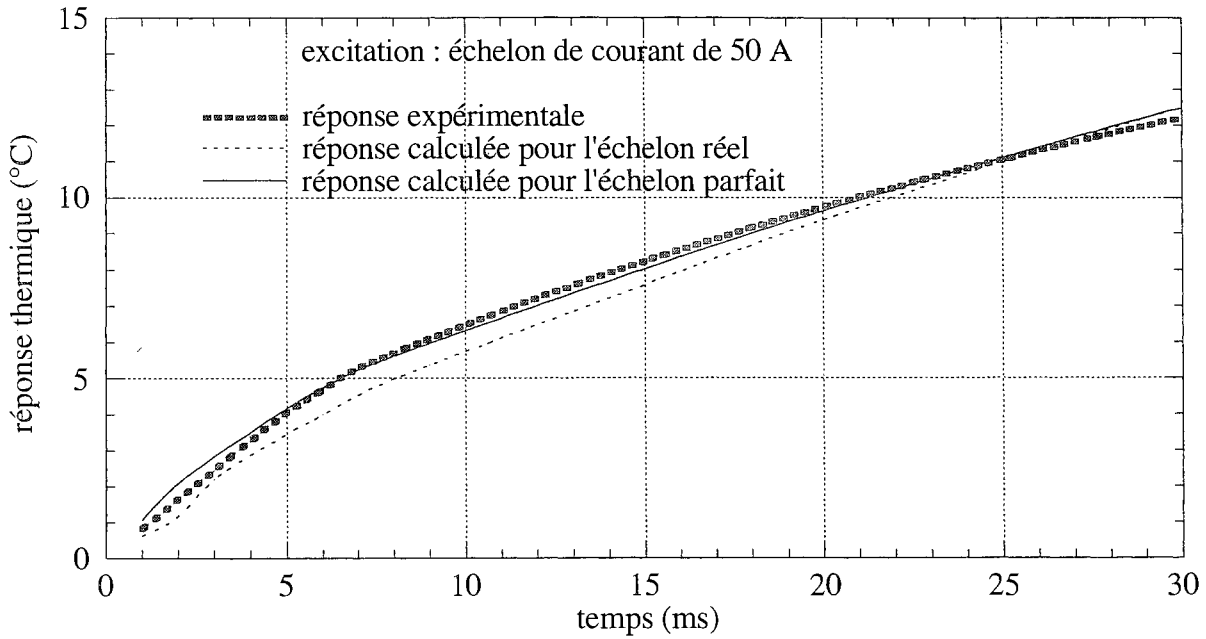


Figure 2.18 : Réponse thermique expérimentale et réponses thermiques calculées pour l'échelon réel et l'échelon parfait

L'utilisation du formalisme "1D" associé à la notion d'impédance thermique, et du complémentaire de la réponse thermique complète au refroidissement pour définition de  $Z_{th\ ind}$  conduit donc à des résultats très convenables. Apparaissent toutefois, comme en régime stationnaire, les incertitudes liées à la dépendance du paramètre thermique  $Z_{th\ ind}$  vis-à-vis des conditions d'excitation. Des essais à 40 A et 60 A ont révélé, quant au refroidissement, des réponses thermiques relatives voisines de celles obtenues à 50 A, avec des écarts absolus inférieurs au pourcent. Cependant, pour des courants d'excitation radicalement différents, il est peu probable que l'impédance thermique indicielle obtenue à 50 A, même sous sa forme relative, convienne.

### 2.2.5 : Conclusion

L'extension des notions de résistance thermique et d'impédance thermique indicielle, et des équations (2.30) et (2.31) associées (ou leurs formulations vectorielles respectives (2.38) et (2.40)), aux régimes de transfert de chaleur tridimensionnels, constitue un outil de calcul d'une grande simplicité de mise en oeuvre, et de surcroît performant si l'on veille à la cohérence entre conditions de calcul et conditions de caractérisation des paramètres thermiques.

Se pose tout de même un problème épineux : celui, incontournable, de la méthode de détermination de ces paramètres. En effet, résistances thermiques et impédances thermiques indicielles, propres ou mutuelles, ne sont pas aisément calculables. Deux méthodes permettent d'accéder à ces grandeurs : la résolution numérique ou semi-analytique de l'équation de conduction de la chaleur, et la mesure.

La première suppose que l'on dispose d'un outil de simulation 3D, auquel cas le recours à l'extension du formalisme unidimensionnel aux dispositifs réels de l'électronique de puissance ne devient plus

guère nécessaire.

La seconde peut être relativement longue : la caractérisation expérimentale de la matrice impédance thermique indicielle d'un module n-puces nécessite la détermination de  $\frac{n(n+1)}{2}$  fonctions de la variable temporelle. D'autre part, elle suppose que les semiconducteurs du dispositif étudié soient électriquement indépendants les uns des autres, condition nécessaire à une excitation séparée, et éventuellement à une mesure individuelle de température de jonction par paramètre thermosensible. Ce qui signifie, pour les modules intégrés ne remplissant pas cette condition, une désencapsulation permettant la rupture appropriée de fils de connexion. Par exemple les fils de grille (ou de base) des puces commandables, méthode employée par Ch. SCHAEFFER et al. [44] pour caractériser les résistances thermiques propres des quatre puces IGBT du module TOSHIBA MG400H1US1 (interrupteur 400 A - 500 V composé d'une fonction IGBT et d'une fonction diode antiparallèle, chacune constituée de quatre puces en parallèle). Cette étude a d'ailleurs montré une certaine dispersion des paramètres thermiques mesurés, de plus ou moins 8% autour d'une valeur moyenne de 0,315 °C.W<sup>-1</sup>. En outre, subsiste un doute quant à l'effet, quantitativement parlant, de la modification de l'environnement des puces (désormais exposées à la convection naturelle) sur la mesure effectuée.

Résistance et impédances thermiques "3D" restent donc des notions étroitement associées aux composants discrets, éventuellement aux associations de composants discrets. Et quoi qu'il en soit, à des dispositifs ayant une existence concrète. Elles ne peuvent par conséquent donner lieu à une démarche conceptuelle complète en thermique des CEP, restant toutefois utile à toute analyse qualitative.

### 2.3 Régimes transitoires des structures multicouches : modèles 1D approchés

Reprenons notre structure multicouches, présentée figure 2.6, les hypothèses de calcul (unidimensionnalité du flux de chaleur, injection surfacique uniforme de puissance, linéarité du problème, température du puits de chaleur constante, profil initial de température à dérivée seconde nulle), et le résultat (2.27) sur l'élévation de température au niveau de la surface de dissipation :

$$\theta(0, t) = \int_0^t Z'_{th\ ind}(u) \cdot \phi(t-u) \cdot du \quad (2.41).$$

L'utilisation d'une telle relation repose sur la connaissance de l'impédance thermique indicielle du milieu, accessible soit par modélisation de chaque couche en un nombre suffisant de cellules RC, soit par transformation inverse de Laplace du rapport des termes de la seconde colonne de [A], matrice caractéristique de l'empilement. La détermination de  $Z'_{th\ ind}$  reste par conséquent, et sauf exception, un

exercice de style particulièrement tributaire d'une mise en oeuvre informatique.

D'où l'idée de développer des modèles transitoires approchés permettant, avec peu de moyens, de calculer les constantes de temps thermiques des empilements, tout du moins leur ordre de grandeur. Nous exposons, dans ce qui suit, les deux principales approches mises au point en électronique de puissance : celle de W.E. NEWELL [45], et celle de A. FILLATRE [46] à laquelle nous apporterons une correction de forme pour la rendre mathématiquement correcte.

### 2.3.1 : Calculs préliminaires

En reprenant les mêmes hypothèses et notations que celles associées au calcul des transitoires thermiques des structures multicouches (section 2.1.3.2), écrivons, pour un mur d'épaisseur  $e$  soumis sur l'une de ces faces à un échelon de puissance uniforme, la loi d'évolution de l'élévation de température du plan de dissipation.

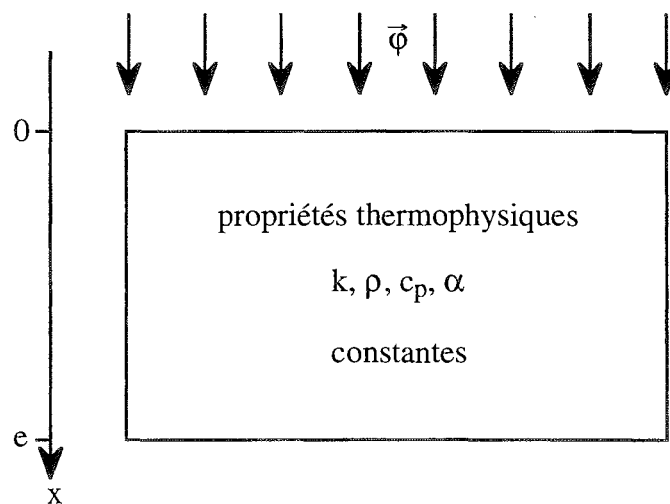


Figure 2.19 : Problème du mur d'épaisseur  $e$

1<sup>er</sup> cas :  $(\forall t \in \mathcal{R}^+) (\theta(e, t) = 0)$  Le plan  $x=e$  est infiniment refroidi. On a, pour  $x \in [0, e]$  :

$$\theta(x, t) = \frac{2\bar{\varphi}}{k} \sqrt{\alpha t} \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \left( \text{ierfc} \left( \frac{2ne + x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) - \text{ierfc} \left( \frac{2(n+1)e - x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right) \quad (2.42),$$

soit en  $x = 0$  :

$$\theta(0, t) = \frac{2\bar{\varphi}}{k\sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha t} \left( 1 + 2\sqrt{\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^n \text{ierfc} \left( \frac{ne}{\sqrt{\alpha t}} \right) \right) \quad (2.43).$$

2<sup>ème</sup> cas :  $(\forall t \in \mathcal{R}^+) (\varphi(e, t) = 0)$  Le plan  $x=e$  est adiabatique. On a, pour  $x \in [0, e]$  :

$$\theta(x, t) = \frac{2\varphi}{k} \sqrt{\alpha t} \sum_{n=0}^{+\infty} \left( \operatorname{ierfc} \left( \frac{2ne + x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) - \operatorname{ierfc} \left( \frac{2(n+1)e - x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right) \quad (2.44),$$

soit en  $x = 0$  :

$$\theta(0, t) = \frac{2\varphi}{k\sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha t} \left( 1 + 2\sqrt{\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \operatorname{ierfc} \left( \frac{ne}{\sqrt{\alpha t}} \right) \right) \quad (2.45).$$

3<sup>ème</sup> cas :  $e = +\infty$  Le mur est semi-infini. On a, pour  $x \in \mathcal{R}^+$  :

$$\theta(x, t) = \frac{2\varphi}{k} \sqrt{\alpha t} \operatorname{ierfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \quad (2.46),$$

soit en  $x = 0$  :

$$\theta(0, t) = \frac{2\varphi}{k\sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha t} \quad (2.47).$$

### Conclusion

Les comportements asymptotiques en  $t=0$  des lois d'évolution de  $\theta(0, t)$  dans les deux premiers cas (qui correspondent aux valeurs extrêmes de la condition d'échange en  $x=e$ ) sont identiques, et régis par la relation (2.47), droite de pente  $\frac{1}{2}$  dans le plan logarithmique.

### 2.3.2 : Approche de W.E. NEWELL

Cette approche découle de l'étude analytique des réponses électriques des réseaux RC à un échelon de courant, et donne lieu à une représentation asymptotique de l'impédance thermique indicielle.

#### 2.3.2.1 : Diagramme d'un mur monocouche

Deux types d'asymptotes sont à considérer, avec en premier lieu celle associée aux temps "courts", donnée, on l'a vu, par :

$$\frac{\theta(t)}{\varphi} = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}} \quad (2.48),$$

où  $\theta(t)$  remplacera notre précédente notation  $\theta(0, t)$ , élévation de température au niveau du plan de dissipation.

Le comportement thermique dans les temps "longs" dépend de la condition d'échange appliquée sur le

plan  $x=e$ , épaisseur du mur. W.E. NEWELL envisage les deux cas extrêmes : plan infiniment refroidi, et plan adiabatique.

Dans le premier cas, l'élévation de température  $\theta(t)$  rapportée à l'amplitude de l'échelon de puissance tend asymptotiquement vers la valeur du régime permanent, à savoir :

$$\frac{\theta(t)}{\varphi} = \frac{e}{k} \quad (2.49).$$

Le point d'intersection des asymptotes (2.48) et (2.49) a, dans le plan  $\left(t, \frac{\theta(t)}{\varphi}\right)$ , pour coordonnées  $\left(\frac{\pi e^2}{4\alpha}, \frac{e}{k}\right)$ .

Dans le second cas, l'élévation de température se poursuit, pour des temps suffisamment longs, suivant la loi :

$$\frac{\theta(t)}{\varphi} = \frac{t}{\rho c_p e} \quad (2.50),$$

dont la représentation graphique est une droite de pente 1. L'intersection des asymptotes (2.48) et (2.50) se situe en  $\left(\frac{4e^2}{\pi\alpha}, \frac{4e}{\pi k}\right)$ .

On obtient finalement le diagramme asymptotique suivant, numériquement relatif à une puce de silicium dont les caractéristiques sont :

$$e = 0,05 \text{ cm} \quad , \quad k = 0,85 \text{ W.K}^{-1}\text{cm}^{-1} \quad , \quad \rho = 2,3 \text{ g.cm}^{-3} \quad , \quad c_p = 0,75 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}.$$

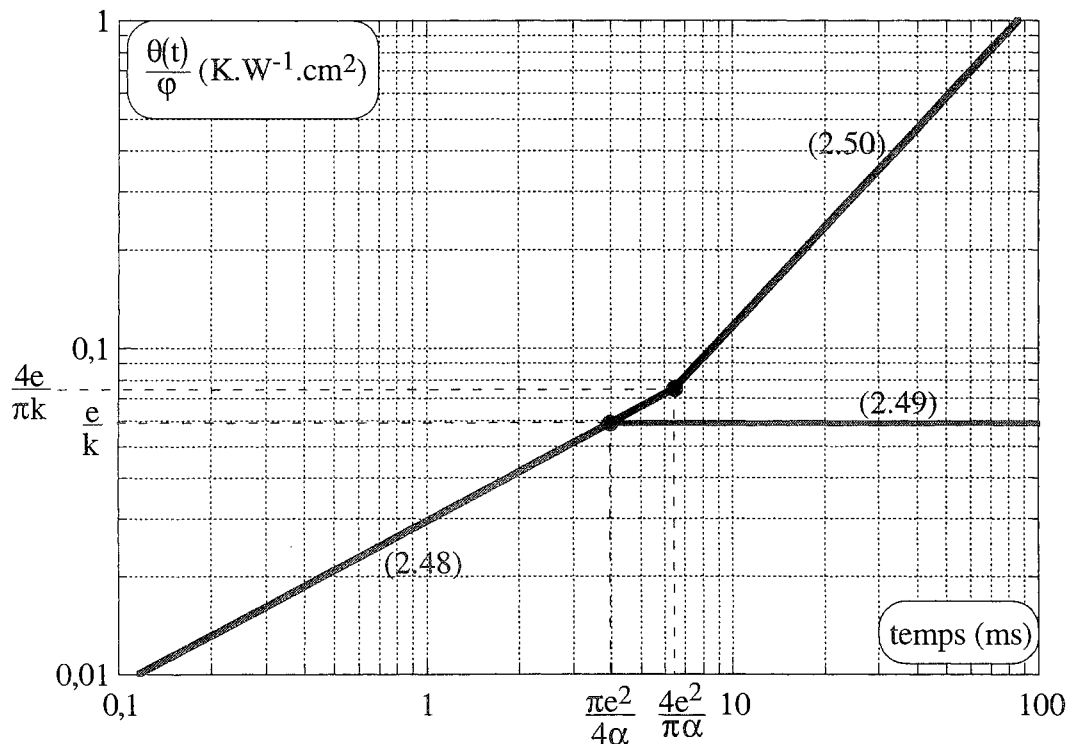


Figure 2.20 : Diagramme asymptotique d'un mur monocouche

2.3.2.2 : Diagramme d'un mur multicouches

La représentation asymptotique de la figure 2.20 évoque le diagramme de Bode d'un système du premier ordre. Poursuivant l'analogie, Newell propose, pour les structures multicouches, une construction graphique inspirée du diagramme de Bode des systèmes à plusieurs constantes de temps.

Considérons un mur n-couches, dont la couche i a les caractéristiques suivantes :

- épaisseur  $e_i$ ,
- propriétés thermophysiques  $k_i, \rho_i, c_i, \alpha_i$ .

Le premier travail consiste à tracer les n asymptotes "temps courts" associées aux diverses couches, en adaptant la relation (2.48) aux particularités physiques des couches. Il reste dès lors à joindre ces courbes.

Analysons le passage  $i/i+1$ . Deux cas se présentent suivant la position de l'asymptote "temps courts" de la couche  $i+1$  par rapport à celle de la couche  $i$ , c'est-à-dire suivant les valeurs relatives des produits  $k\rho c$  des deux milieux.

1<sup>er</sup> cas :  $k_i\rho_i c_i < k_{i+1}\rho_{i+1}c_{i+1}$

Newell postule que la couche  $i+1$  joue, dans un premier temps, le rôle de puits de chaleur isotherme vis-à-vis de sa précédente, et la jonction s'effectue selon une droite de type (2.49), d'ordonnée  $\sum_{j=1}^i \frac{e_j}{k_j}$ .

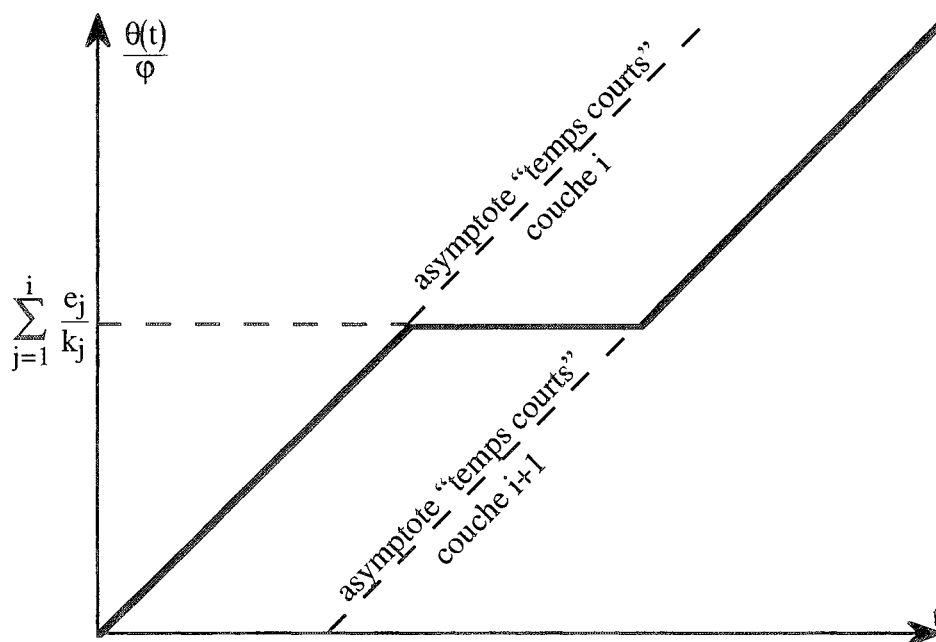


Figure 2.21 : Diagramme asymptotique des couches  $i$  et  $i+1$   
 $k_i\rho_i c_i < k_{i+1}\rho_{i+1}c_{i+1}$



2<sup>ème</sup> cas :  $k_i \rho_i c_i > k_{i+1} \rho_{i+1} c_{i+1}$

Newell postule que la couche  $i+1$  joue, dans un premier temps, le rôle d'isolant thermique vis-à-vis de sa précédente, et la jonction s'effectue selon une droite de type (2.50), de pente unité. Quant à son point d'intersection avec l'asymptote "temps courts" de la couche  $i$ , il nous faut bien avouer que nous ne savons pas le placer. Nous ne disposons malheureusement pas de l'article de Newell, et les documents ([8] et [46]) sur lesquels nous nous appuyons restent muets à ce sujet. Deux certitudes cependant : l'ordonnée de ce point est supérieure à  $\sum_{j=1}^i \frac{e_j}{k_j}$ , et vaut  $\frac{4}{\pi} \frac{e_1}{k_1}$  si  $i=1$ . Nous lui attribuerons,

faute de mieux, la valeur de  $\frac{4}{\pi} \left( \sum_{j=1}^i \frac{e_j}{k_j} \right)$ . C'est, quoi qu'il en soit, d'importance très secondaire.

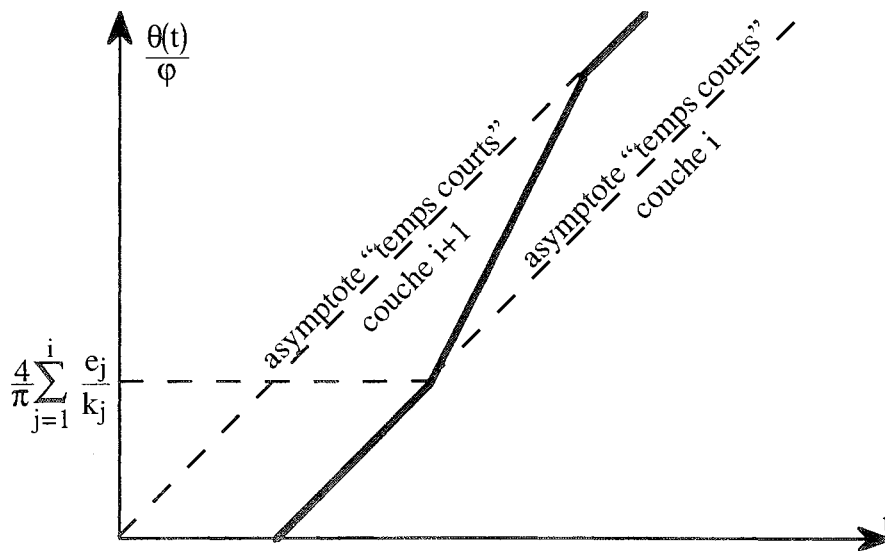


Figure 2.22 : Diagramme asymptotique des couches  $i$  et  $i+1$

$$k_i \rho_i c_i > k_{i+1} \rho_{i+1} c_{i+1}$$

Application : empilement silicium-molybdène-cuivre-aluminium sur puits de chaleur infini

n° couche	matériau	$e_i$ (cm)	$k_i$ (W/K.cm)	$\rho_i$ (g/cm <sup>3</sup> )	$c_i$ (J/g.K)	$\frac{e_i}{k_i}$ (K/W.cm <sup>2</sup> )	$\frac{\pi e_i^2}{4\alpha_i}$ (ms)
1	silicium	0,05	0,85	2,3	0,75	0,0588	3,98
2	molybdène	0,1	1,45	9	0,3	0,0690	14,6
3	cuivre	0,4	3,9	8,95	0,39	0,103	112,5
4	aluminium	1,5	2,05	2,6	0,94	0,732	2107

Figure 2.23 : Caractéristiques de l'empilement

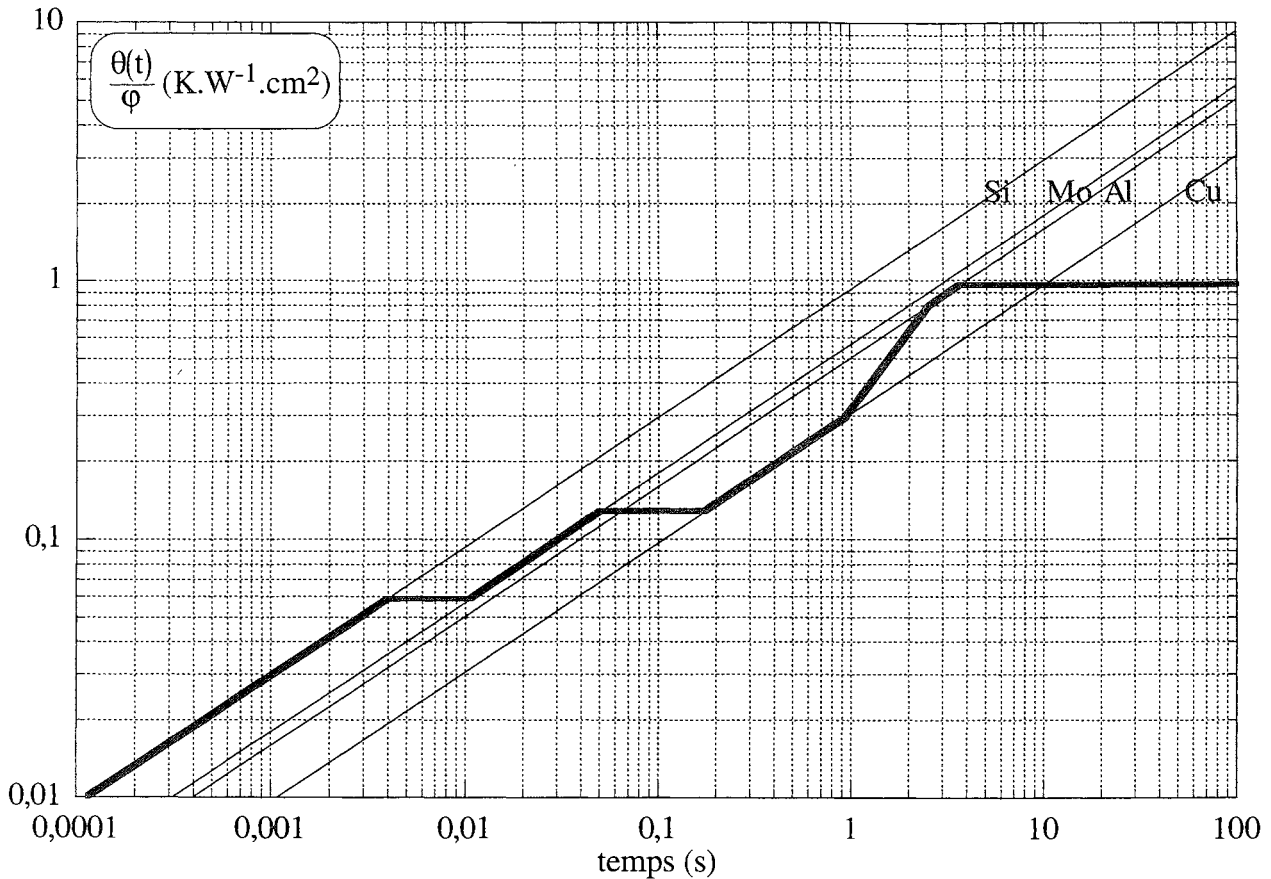


Figure 2.24 : Diagramme asymptotique de l'empilement

### 2.3.2.3 : Conclusion

La construction proposée par Newell, d'une simplicité attractive, soulève cependant quelques difficultés de principe. En effet, chaque couche étant appréhendée indépendamment des autres, la représentation asymptotique de l'élévation de température ignore tout couplage thermique entre couches de l'empilement, autre que celui traduit par la sommation des résistances thermiques. Cette simplification excessive peut conduire à des tracés aberrants, avec en particulier des excursions au-delà de la valeur de température associée au régime stationnaire. Exemple pratiquement déjà traité : le diagramme de l'empilement précédent, chauffé face aluminium et refroidi face silicium.

### 2.3.3 : Approche de A. FILLATRE

Pour pallier aux limites d'application du diagramme de Newell, A. Fillatre a développé un autre mode de construction, basé sur une description plus physique du transfert de chaleur dans un système multicouches, et sur des hypothèses de calcul permettant de préserver l'avantage de simplicité de l'approche de Newell. La démarche est la suivante :

- modélisation du problème dit "du mur semi-infini",
- application à un mur d'épaisseur finie,
- généralisation à un mur multicouches.

2.3.3.1 : Modèle simplifié du mur semi-infini

Les équations du mur semi-infini, soumis à un échelon de densité de flux uniforme  $\varphi$  en  $x=0$ , sont (sous nos désormais habituelles hypothèses) pour l'élévation de température :

$$\theta(x, t) = \frac{2\varphi}{k} \sqrt{\alpha t} \operatorname{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \quad (2.51),$$

et pour la densité de flux :

$$\varphi(x, t) = \varphi \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \quad (2.52).$$

L'élévation de température en  $x=0$ ,  $\theta(0, t)$ , sera notée dans ce qui suit  $\theta(t)$ . La modélisation de A.Fillatre repose sur l'hypothèse simplificatrice d'un gradient de température constant dans le matériau. Cette hypothèse traduit une propagation du front de chaleur de type "tout ou rien" (comprendre  $\varphi$  ou 0), et introduit un point particulier  $w$ , singulier pour la densité du flux. Le transit thermique est alors ramené à la loi d'évolution de ce point avec le temps.

En notant  $t_w$  la date d'arrivée du front de chaleur en  $w$ , les profils spatiaux de température et de densité de flux sont donnés par :

$$(\forall x \in \mathbb{R}^+) \begin{cases} x \leq w \Rightarrow \begin{cases} \varphi(x, t_w) = \varphi \\ \theta(x, t_w) = \theta(t_w) - \frac{x}{k} \varphi \end{cases} \\ x > w \Rightarrow \begin{cases} \varphi(x, t_w) = 0 \\ \theta(x, t_w) = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (2.53).$$

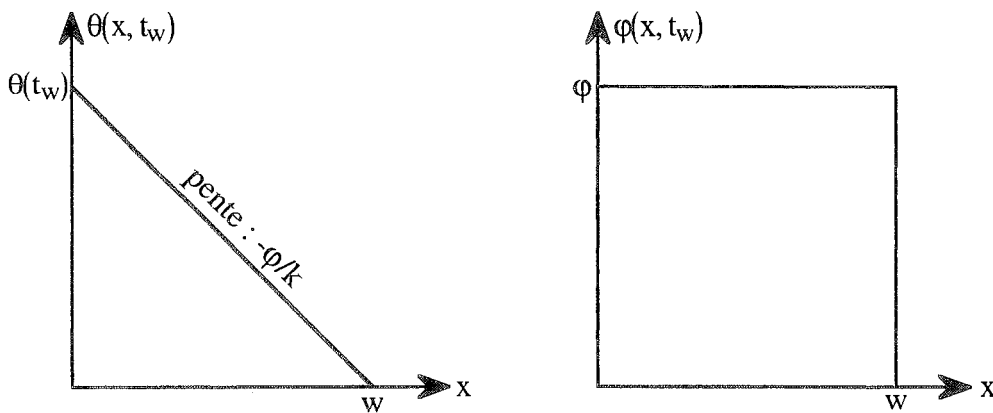


Figure 2.25 : Profils spatiaux de température et de densité de flux

La loi d'évolution  $w(t)$ , position instantanée du front de chaleur dans le matériau, est définie par :  $\theta(w(t), t) = 0$ , soit donc :

$$w(t) = 2 \cdot \sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}} \quad (2.54).$$

Une remarque s'impose pour la suite. Soit  $Q(t)$  la quantité de chaleur introduite dans le mur pendant la durée  $t$ . On a :

$$Q(t) = \int_0^t \varphi \cdot du = \varphi t \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{k}{w(t)} \cdot \theta(t) \quad \text{et} \quad t = \frac{\pi w^2(t)}{4\alpha},$$

d'où :

$$Q(t) = \frac{\pi \rho c_p}{2} \cdot \frac{\theta(t) \cdot w(t)}{2} \quad (2.55).$$

En d'autres termes, la quantité de chaleur introduite dans le mur pendant une durée  $t$  est proportionnelle à l'aire du profil spatial de température à l'instant  $t$ . Cette remarque sera fort utile pour calculer rapidement les constantes de temps thermiques des systèmes multicouches, sans passer par le calcul (fastidieux) des profils de température.

### 2.3.3.2 : Modèle simplifié du mur monocouche

Supposons maintenant que notre mur soit d'épaisseur finie  $e$ , et infiniment refroidi en  $x=e$ . La modélisation précédente reste applicable tant que  $w < e$ . D'autre part, la condition d'échange en  $x=e$  s'écrit :  $(\forall t \in \mathbb{R}^+) (\theta(e, t) = 0)$ . L'arrivée du front de chaleur en  $e$  ( $w=e$ ) marque donc la fin du régime transitoire. Le passage du mur infini au mur d'épaisseur finie s'effectue sans le moindre effort, et permet de surcroît de définir la notion de constante de temps thermique,  $\tau_{th}$ , temps nécessaire à l'établissement du régime permanent, comme suit :  $w(\tau_{th}) = e$ , c'est-à-dire :

$$\tau_{th} = \frac{\pi e^2}{4\alpha} \quad (2.56).$$

### 2.3.3.3 : Modèle simplifié du mur multicouches

Considérons un mur  $n$ -couches, dont la couche  $i$  a les caractéristiques suivantes :

- épaisseur  $e_i$ ,
- propriétés thermophysiques  $k_i, \rho_i, c_i, \alpha_i$ .

Notons également  $\tau_i$  la date d'arrivée du front de chaleur en  $x = \sum_{j=1}^i e_j$ .

Calcul de  $\tau_1$  :  $\tau_1 = \frac{\pi \rho_1 c_1}{4k_1} \cdot e_1^2 \quad (2.57).$

Calcul de  $\tau_2$  :

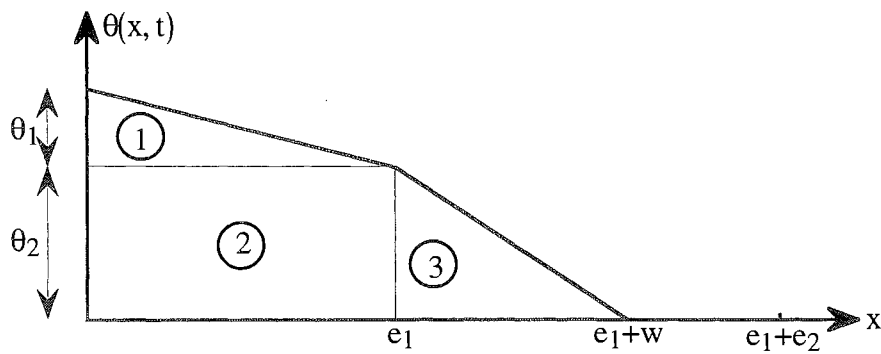


Figure 2.26 : Profil de température à  $t \in ]\tau_1, \tau_2[$

$$\begin{cases} \varphi t = \left( \frac{\pi \rho_1 c_1}{2} \cdot \frac{\theta_1 e_1}{2} \right) + \left( \frac{\pi \rho_1 c_1}{2} \cdot \theta_2 e_1 \right) + \left( \frac{\pi \rho_2 c_2}{2} \cdot \frac{\theta_2 e_2}{2} \right) \\ \theta_1 = \varphi \frac{e_1}{k_1} \text{ et } \theta_2 = \varphi \frac{w}{k_2} \end{cases}$$

d'où  $t = \frac{\pi \rho_1 c_1}{4k_1} e_1^2 + \frac{\pi \rho_1 c_1}{2k_2} e_1 w + \frac{\pi \rho_2 c_2}{4k_2} w^2$ . On en déduit :

$$\tau_2 = \frac{\pi \rho_1 c_1}{4k_1} e_1^2 + \frac{\pi \rho_2 c_2}{4k_2} e_2^2 + \frac{\pi \rho_1 c_1}{2k_2} e_1 e_2 \quad (2.58),$$

expression dans laquelle on reconnaît dans les deux premiers termes les constantes de temps thermiques des deux premières couches prises séparément, et dans le dernier une durée représentative du couplage thermique entre ces deux couches.

Calcul de  $\tau_3$  :

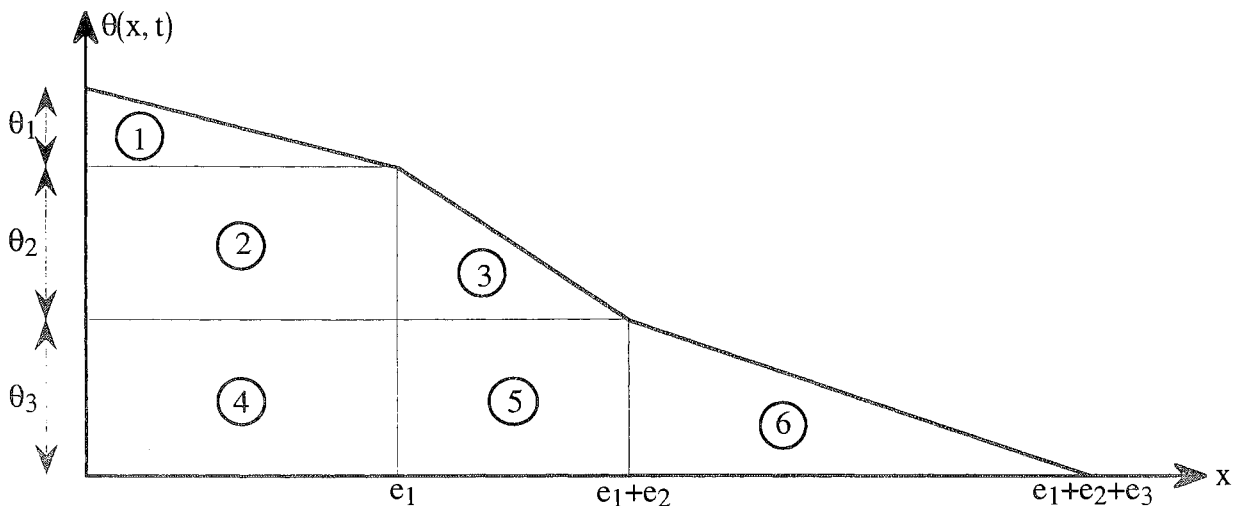


Figure 2.27 : Profil de température à l'instant  $\tau_3$

On montre de même que :

$$\tau_3 = \frac{\pi\rho_1c_1}{4k_1} e_1^2 + \frac{\pi\rho_2c_2}{4k_2} e_2^2 + \frac{\pi\rho_3c_3}{4k_3} e_3^2 + \frac{\pi\rho_1c_1}{2k_2} e_1e_2 + \frac{\pi\rho_1c_1}{2k_3} e_1e_3 + \frac{\pi\rho_2c_2}{2k_3} e_2e_3 \quad (2.59).$$

Calcul de  $\tau_n$  :

$\tau_n$  se présente sous la forme d'une somme de  $\frac{n(n+1)}{2}$  termes, dont n (associés aux aires triangulaires) représentent les constantes de temps thermiques des couches prises séparément, les autres étant les termes de couplage (aires rectangulaires).  $\tau_n$  s'écrit, respectivement sous forme explicite et sous forme récurrente :

$$\tau_n = \sum_{i=1}^n \frac{\pi\rho_i c_i}{4k_i} e_i^2 + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \frac{\pi\rho_i c_i}{2k_j} e_i e_j \quad (2.60),$$

$$\tau_n = \tau_{n-1} + \frac{\pi\rho_n c_n}{4k_n} e_n^2 + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\pi\rho_i c_i}{2k_n} e_i e_n \quad (2.61).$$

Il apparaît dans ces relations un coefficient  $\frac{\pi}{2}$  affectant les termes de couplage que les calculs de A. Fillatre ont oublié. Ce facteur est impératif pour retrouver la constante de temps thermique, donnée par l'expression (2.56), d'un système monocouche subdivisé (par la pensée) en n couches.

Donnons enfin les formes des expressions (2.60) et (2.61) généralisées aux systèmes multicouches présentant des interfaces imparfaites. Soit  $g_i$  la conductance thermique de la liaison couche i-couche i+1. Nous reprendrons l'hypothèse de calcul de P. TOUNSI [8], à savoir que les interfaces se comportent comme des surfaces adiabatiques tant que les températures de transition  $\left(\frac{\Phi}{g_i}\right)_{i \in \mathcal{N}_n}$  ne sont pas atteintes.

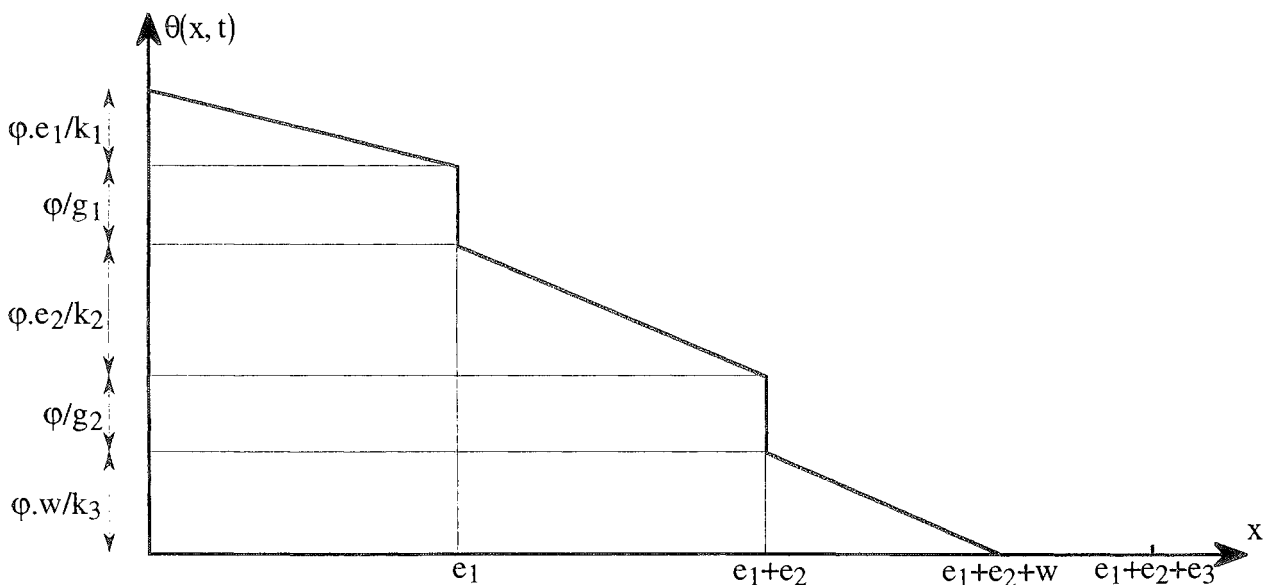


Figure 2.28 : Profil de température d'un système multicouches avec interfaces imparfaites

Dans ces conditions,  $\tau_n$  devient :

$$\tau_n = \sum_{i=1}^n \frac{\pi \rho_i c_i}{4} \left( \frac{e_i}{k_i} + \frac{2}{g_i} \right) e_i + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \frac{\pi \rho_i c_i}{2} \left( \frac{e_j}{k_j} + \frac{1}{g_j} \right) e_i \quad (2.62),$$

ou encore :

$$\tau_n' = \tau_{n-1} + \frac{\pi \rho_n c_n}{4} \left( \frac{e_n}{k_n} + \frac{2}{g_n} \right) e_n + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\pi \rho_i c_i}{2} \left( \frac{e_n}{k_n} + \frac{1}{g_n} \right) e_i \quad (2.63).$$

### 2.3.3.4 : Applications

#### Application 1 :

Considérons l'empilement habituellement rencontré en hybridation de puissance : puce (silicium, 400  $\mu\text{m}$ ), diffuseur supérieur (cuivre, 300  $\mu\text{m}$ ), isolant (alumine, 635  $\mu\text{m}$ ), diffuseur inférieur (cuivre, 300  $\mu\text{m}$ ), socle (cuivre, 2 mm). Les caractéristiques adoptées sont les suivantes :

- interfaces parfaites,
- injection surfacique uniforme de puissance face avant de la puce,
- silicium :  $k = 100 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$  ,  $\rho c_p = 1,7 \cdot 10^6 \text{ J.W}^{-1}.\text{m}^{-3}$ ,
- cuivre :  $k = 360 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$  ,  $\rho c_p = 3,4 \cdot 10^6 \text{ J.W}^{-1}.\text{m}^{-3}$ ,
- alumine :  $k = 20 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$  ,  $\rho c_p = 2,6 \cdot 10^6 \text{ J.W}^{-1}.\text{m}^{-3}$ .

Nous présentons figure 2.29 les courbes d'impédances thermiques indicelles de ce milieu, l'une étant obtenue par résolution numérique au moyen du logiciel "éléments finis" FLUX2D, l'autre par la méthode de A. Fillatre au moyen des équations suivantes, issues de la relation (2.61) :

$$\left\{ \begin{array}{l} t \in [0, \tau_1] \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} t = \frac{\pi \rho_1 c_1}{4k_1} w^2(t) \\ \theta(t) = \varphi \cdot \frac{w(t)}{k_1} \end{array} \right. \\ (\forall i \in \{2,3,4,5\}) (t \in [\tau_{i-1}, \tau_i]) \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} t = \tau_{i-1} + \frac{\pi \rho_i c_i}{4k_i} w^2(t) + \left( \sum_{j=1}^{i-1} \frac{\pi \rho_j c_j}{2k_i} e_j \right) w(t) \\ \theta(t) = \varphi \left( \frac{w(t)}{k_i} + \sum_{j=1}^{i-1} \frac{e_j}{k_j} \right) \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (2.64),$$

avec ici :

$$\tau_1 = 2,14 \text{ ms} \quad , \quad \tau_2 = 3,69 \text{ ms} \quad , \quad \tau_3 = 130 \text{ ms} \quad , \quad \tau_4 = 135 \text{ ms} \quad , \quad \tau_5 = 203 \text{ ms}.$$

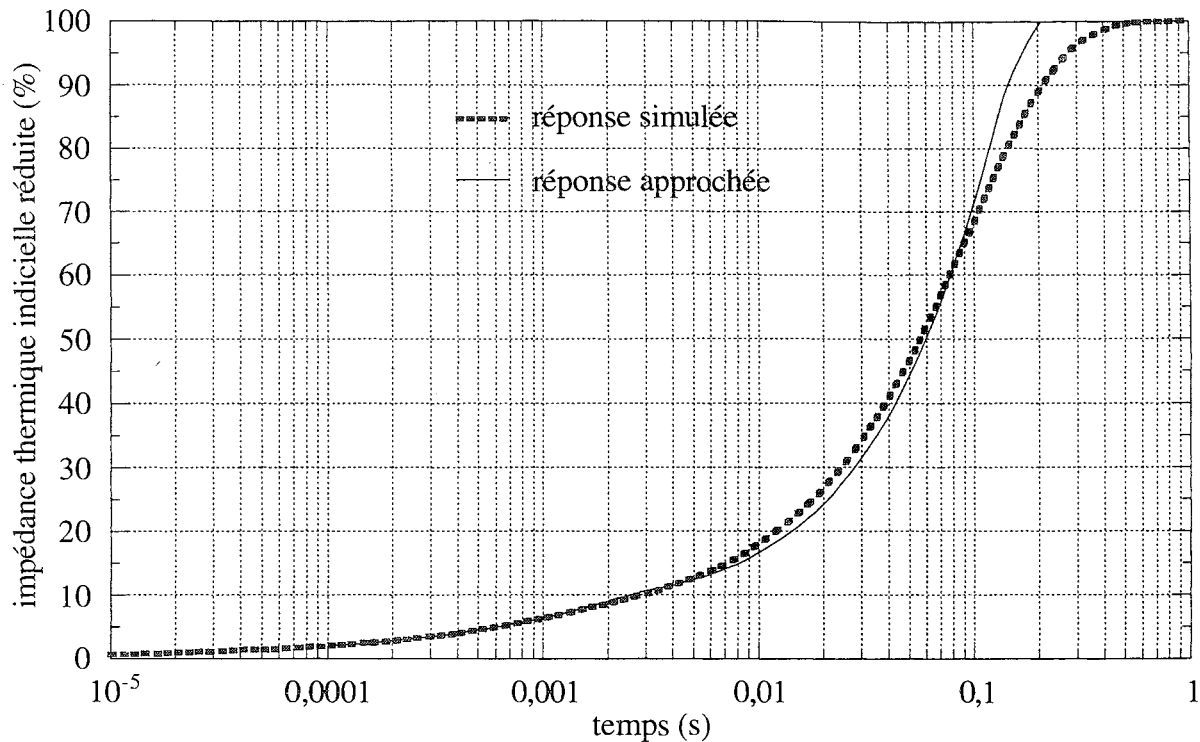


Figure 2.29 : Impédances thermiques indicielles simulée et approchée

La modélisation de A. Fillatre est donc relativement fidèle, c'était prévisible, dans les temps courts. Elle est cependant très rapide, et ne peut donner qu'un ordre de grandeur des constantes de temps thermiques, ce qui est déjà fort appréciable.

#### Application 2 :

La structure est la même que précédemment, à l'exception des interfaces, qui présentent les conductances thermiques finies suivantes :

- liaison puce-diffuseur supérieur :  $g_1 = 20 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ,
- liaison diffuseur supérieur-isolant :  $g_2 = 14 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ,
- liaison isolant-diffusant inférieur :  $g_3 = 14 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ,
- liaison diffuseur inférieur-socle :  $g_4 = 20 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ,
- liaison socle-puits de chaleur :  $g_5 = 0,4 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ .

L'expression (2.62) donne numériquement une durée d'établissement du régime permanent de 4,686 s. Par comparaison avec les 0,203 s précédentes, on en déduit que cette durée est essentiellement le fait des interfaces, à 95,7% ici dont 93,6% pour le seul contact socle-radiateur. Un calcul sur la répartition de la résistance thermique est tout autant éloquent : les interfaces représentent 86,5% de la résistance thermique totale, dont 78,8% proviennent de l'échange convectif.

Ces résultats exagèrent certes l'importance des interfaces, puisqu'ils reposent sur un écoulement unidimensionnel de la chaleur. Ils demeurent néanmoins le reflet du rôle prépondérant joué par les interfaces dans les transferts de chaleur, et tout particulièrement par celles relatives aux conditions d'échange.



### 2.3.4 : Conclusion

Les modèles 1D approchés de W.E. Newell et A. Fillatre permettent un calcul rapide et aisé des caractéristiques thermiques temporelles des architectures de l'électronique de puissance. Il est clair que leur qualité est globalement médiocre, mais on ne peut raisonnablement espérer d'une modélisation unidimensionnelle une description fidèle de la réalité hors de son cadre hypothétique.

Ces approches sont en revanche relativement correctes dans les temps courts, et la constante de temps thermique de la fonction semiconductrice, accessible par une relation de type (2.56), pourra être utilisée à bon escient. Pour déterminer par exemple un couple fréquence de découpage-rapport cyclique assurant la quasi-stationnarité du régime thermique lors d'un fonctionnement hacheur.

## 2.4 Interfaces et résistance thermique "3D"

Les interfaces jouent un rôle prépondérant dans la définition de la résistance thermique tridimensionnelle. Rôle quantitatif en premier lieu, puisqu'elles en sont responsables pour une part significative. A titre d'exemple, reprenons notre module ISOTOP "4 puces" (cf. figure 2.8). La figure ci-après montre l'évolution de la résistance thermique propre de la puce notée 1, en fonction du coefficient d'échange convectif appliqué en face arrière du socle. Le problème a été traité numériquement au moyen du logiciel FLUX3D, pour une injection volumique uniforme de puissance, et une définition "valeur moyenne volumique" de la température de jonction.

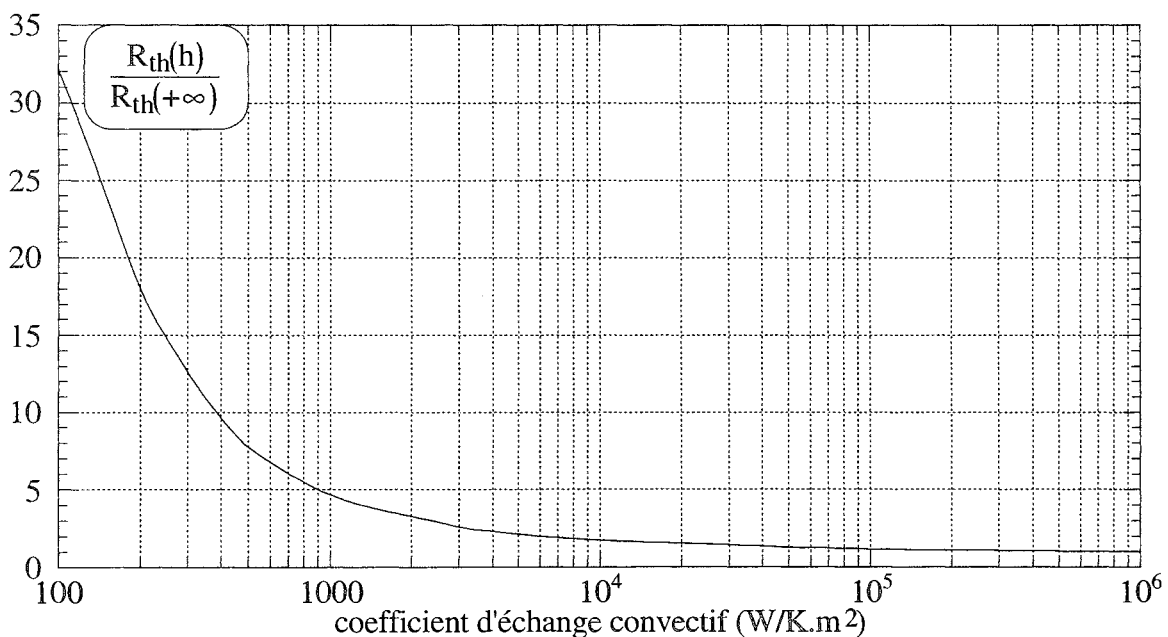


Figure 2.30 : Influence du coefficient d'échange convectif sur la résistance thermique propre d'une puce

Mais il serait erroné de croire que l'incidence des interfaces sur les transferts conductifs de chaleur

puisse se résumer à une simple élévation globale de la température. C'est pourtant, et malheureusement, ce que laisse supposer la modélisation, relative au refroidissement, de la résistance thermique d'un dispositif en une somme de deux termes, l'un dit jonction-boîtier, et l'autre boîtier-ambient. Modélisation qui apparaît, à grand renfort de données numériques, dans tous les livres "constructeurs". Les interfaces font partie du circuit thermique, et participent par conséquent à l'élaboration du champ de température dans la structure. C'est sur ce dernier point que nous allons, dans ce qui suit, mettre l'accent.

### 2.4.1 : Interfaces

L'expérience montre que le transfert de chaleur, à travers la surface de contact de deux corps non soudés, s'accompagne d'une discontinuité du champ de température au niveau du contact, proportionnelle à la densité de flux.

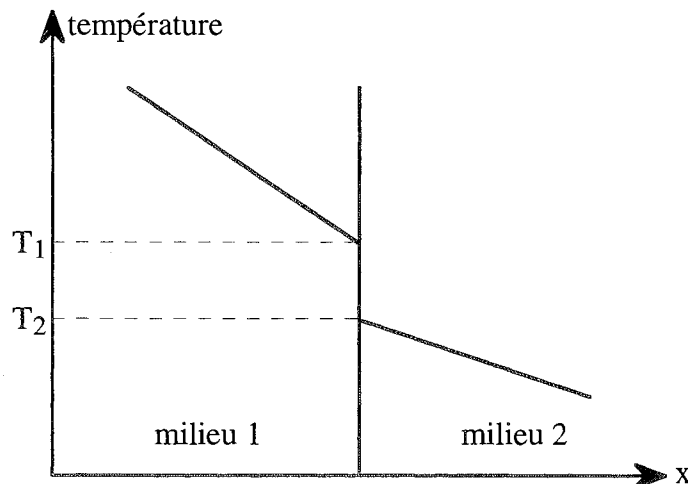


Figure 2.31 : Contact imparfait entre deux corps

On définit une résistance thermique de contact, relative à l'unité de surface, par le rapport du saut de température  $T_1 - T_2$  sur la densité de flux  $\phi$  :

$$R_c = \frac{T_1 - T_2}{\phi} \quad (2.65),$$

$R_c$  étant homogène à l'inverse d'une conductance thermique (unité :  $K.m^2.W^{-1}$ ).

Physiquement, ce saut de température est le résultat de l'imperfection des états de surface. Le transfert de chaleur par conduction d'un milieu à l'autre ne se fait qu'en un petit nombre de "pointes" dites de contact, dont la surface totale est faible par rapport à la surface apparente de contact. Le reste de celle-ci est baigné par un fluide, le plus souvent gazeux, au travers duquel un transfert thermique s'effectue également, et qui dépend bien entendu de la conductivité du fluide.

La résistance thermique de contact dépend par conséquent d'un certain nombre de paramètres, géométriques (aire et densité surfacique des zones de contact, hauteur des aspérités), thermophysiques (conductivités thermiques des matériaux et du fluide interstitiel), mécaniques (dureté et limite élastique des matériaux, pression de contact). Sans oublier les considérations autres que géométriques sur les états de surface (telles que, par exemple, l'existence éventuelle d'un film d'oxyde), ni, bien sûr, la température. D'une façon générale, la résistance thermique de contact diminue si :

- la pression mécanique ou la température à l'interface augmente,
- la rugosité diminue,
- les surfaces en contact sont de faible dureté,
- la conductivité thermique du fluide interstitiel est élevée.

L'étude systématique des interfaces déborde quelque peu du cadre de nos travaux, et il n'en sera pas question ici. L'objet de ce chapitre est, plus modestement, de souligner l'importance fondamentale (au sens littéral du terme), dans les transferts conductifs de chaleur, des interfaces, plus généralement des zones faiblement conductrices (relativement à d'autres qui le sont plus), et en particulier des conditions d'échange. Il nous faut au préalable commettre un abus de langage, en désignant sous l'appellation interface les régions à faibles conductivité thermique et épaisseur, c'est-à-dire compatibles avec la notion de saut de potentiel. Il s'agira, en électronique de puissance, des brasures et des accrochages métal-isolant. Nous placerons également, sous ce terme générique, les surfaces externes soumises à une condition d'échange.

#### 2.4.2 : Effet diffuseur

La volonté d'isoler électriquement la puce semiconductrice de son socle métallique conduit à l'insertion, entre la puce et l'isolant, d'une couche métallique, afin de réaliser la liaison mécanique puce-isolant et la liaison électrique puce-connectique extérieure.

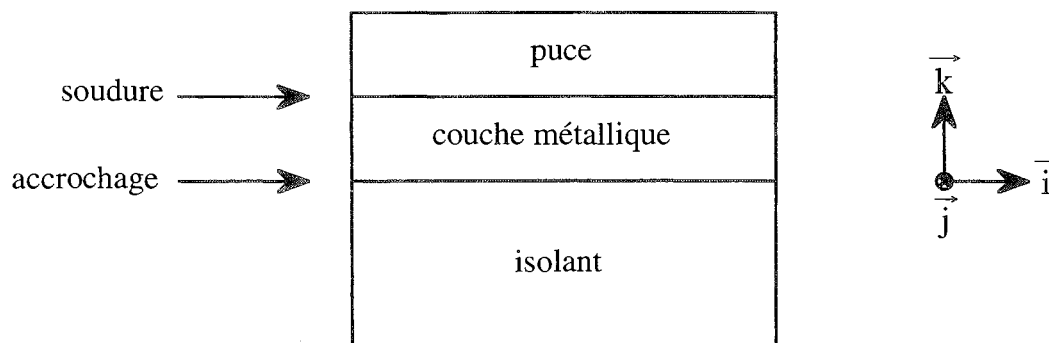


Figure 2.32 : Isolation d'une puce semiconductrice

L'isolant participe à l'évacuation de la chaleur en introduisant dans l'architecture ci-dessus une résistance thermique  $R_{thi} = \frac{e_i}{k_i S}$ , avec  $e_i$  épaisseur de l'isolant,  $k_i$  conductivité thermique de l'isolant, et

S surface d'échange. Comment diminuer cette résistance ?

L'épaisseur est conditionnée par le niveau de tension à isoler. La conductivité thermique est rarement bonne ( $20 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$  pour l'alumine,  $100 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$  pour le nitrure d'aluminium - ce qui n'est pas si mal) et, quoi qu'il en soit, l'accrochage cuivre-isolant présente toujours une conductance thermique relativement faible. Il reste donc à augmenter la surface d'échange en permettant un écoulement tridimensionnel de la chaleur entre la puce et l'isolant. La couche métallique va ainsi se voir attribuer la réalisation d'une troisième fonction qui lui vaudra le qualificatif de "diffuseur" (comprendre "diffuseur de chaleur") : la liaison thermique puce-isolant. Le cuivre, bon conducteur thermique et électrique, en sera le matériau.

Revenons à l'architecture présentée figure 2.32. En supposant une dissipation de puissance uniforme dans la puce, le flux de chaleur est unidirectionnel, orienté selon  $-\vec{k}$ , et la surface d'échange est égale à celle, guère élevée, de la puce. Les isothermes, quant à elles, sont des plans parallèles de base  $(\vec{i}, \vec{j})$ .

Pour réduire la résistance thermique de l'isolant, l'idée est de profiter de la très bonne conductivité du cuivre ( $360 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ ), donc de la possibilité d'un écoulement tridimensionnel de la chaleur malgré la présence du puits de chaleur sous l'architecture. Il "suffit" pour cela d'augmenter les dimensions de l'empilement diffuseur-isolant par rapport à celles de la puce, selon les directions  $\vec{i}$  et  $\vec{j}$ . Une remarque s'impose d'ors et déjà : une telle architecture, même dans le cas d'une dissipation uniforme dans la puce, conduit à un profil de température, selon une section  $(\vec{i}, \vec{j})$  de la puce, en dôme. Le centre de la puce est plus chaud que ses bords. Ce type de profil est bénéfique aux composants dont le coefficient de température de la chute de tension directe est positif, mais ne convient guère aux autres.

Telles sont, succinctement résumées, les explications usuellement données pour justifier le qualificatif attribué à la couche de cuivre. Globalement fondées, elles ont toutefois une fâcheuse tendance à exagérer le rôle du diffuseur dans la diminution de la résistance thermique propre des puces. Plus exactement à focaliser sur ce constituant, occultant ainsi les autres couches, et notamment le socle dont le pouvoir diffusant est de loin supérieur à celui du diffuseur. La terminologie employée, source d'erreurs, n'est donc peut-être pas la plus adéquate. Nous ne chercherons pas, cependant, à la remettre en cause : elle permet de parler un même langage, et quoi qu'il en soit, le diffuseur mérite son nom. De par la place stratégique qu'il occupe, il participe activement non seulement à modérer la résistance thermique propre des puces, mais aussi et surtout à réaliser, volontairement ou non, un couplage thermique efficace des sources de dissipation. Sur ce dernier point, son rôle est essentiel, bien que discutable quant à ses conséquences. Nous ne nous étendrons pas plus avant sur la question, et renvoyons, pour plus de précisions, à notre participation au rapport du contrat GIRCEP n°93-368 [47].

Revenons à notre propos. Parmi les explications communes sur l'effet diffuseur, il en est une qui soulève quelques interrogations : celle faisant l'amalgame entre bon diffuseur et bon conducteur. Le pouvoir diffusant d'un matériau, c'est-à-dire l'aptitude de ce dernier à tridimensionnaliser le flux de

chaleur, serait-il une propriété intrinsèque ? Si tel était le cas, il serait descriptible par une loi universelle, fonction croissante de l'unique variable conductivité thermique, qui, depuis le temps que les transferts de chaleur sont à l'étude, apparaîtrait dans tous les ouvrages spécialisés. On n'en voit pourtant trace nulle part.

Une première excellente raison à cela provient du fait que le pouvoir diffusant d'un matériau ne dépend pas uniquement de sa conductivité thermique, mais également de considérations géométriques : section et épaisseur (respectivement selon les directions  $\vec{i}$  et  $\vec{j}$ , et la direction  $\vec{k}$ , sur la figure 2.32). Ce qui accroît notablement la complexité du problème, et introduit, dans le domaine de la conception thermique des CEP, la notion d'optimisation géométrique du substrat.

Mais une fois la géométrie fixée, la seule qualité conductrice du matériau suffit-elle à quantifier son pouvoir diffusant ?

### 2.4.3 : Interfaces et diffusion 3D

#### 2.4.3.1 : Définitions et notations

Munissons-nous tout d'abord d'une structure, présentée figure 2.33, sur laquelle nous effectuerons par la suite des calculs thermiques à l'aide de FLUX3D.

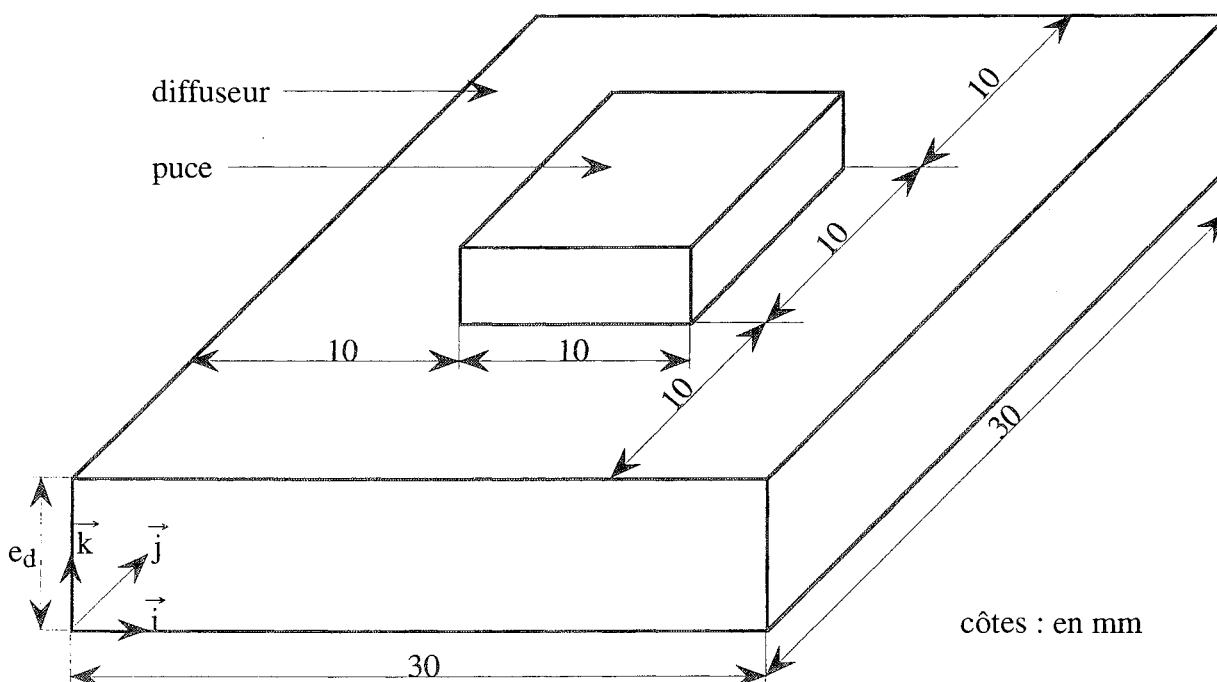


Figure 2.33 : Structure de travail

La puce est faite d'un matériau hypothétique, doté d'une conductivité thermique élevée de façon à assurer la quasi-isothermie de ce volume. L'injection de puissance y est volumique uniforme, de valeur totale  $\phi$  (numériquement 100 W). Nous noterons  $S_{puce}$  la section de la puce (numériquement 100

$\text{mm}^2$ ), et  $T_j$  sa température. Le diffuseur, d'épaisseur  $e_d$ , de conductivité thermique  $k_d$  et de section  $S_d$  (numériquement  $900 \text{ mm}^2$ ) est soumis, en face arrière, à une condition d'échange convectif avec un ambiant à la température  $T_a$ , caractérisée par un coefficient  $h$ . L'étude sera paramétrée par  $e_d$ ,  $k_d$  et  $h$ .

Nous quantifierons l'épanouissement du flux de chaleur dans le diffuseur au moyen d'un paramètre  $D$ , diminution de la résistance thermique de la puce relativement au cas unidimensionnel, défini comme suit :

$$D = \frac{R_{thz} - R_{th}}{R_{thz}} \quad (2.66),$$

où  $R_{thz}$  est la résistance thermique 1D de la puce :

$$R_{thz} = \frac{e_d}{k_d \cdot S_{puce}} + \frac{1}{h \cdot S_{puce}} \quad (2.67),$$

et  $R_{th}$  sa résistance thermique 3D :

$$R_{th} = \frac{T_j - T_a}{\phi} \quad (2.68).$$

Le coefficient  $D$  est une mesure de l'efficacité du diffuseur. Dans le cadre, un peu naïf, d'une représentation thermo-électrique de la diffusion du flux de chaleur,  $D$  apparaît comme la proportion du flux total évacuée, en face arrière du diffuseur, hors de l'aire située au droit de la puce.

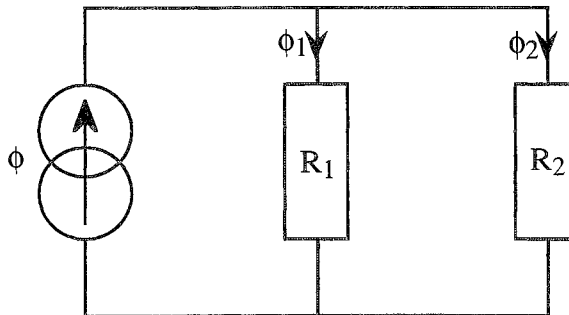


Figure 2.34 : Représentation thermo-électrique de la diffusion

Sur le schéma ci-dessus,  $\phi_1$  symbolise la portion de  $\phi$  évacuée au droit de la puce,  $\phi_2$  le terme complémentaire. On a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \phi \\ \phi_2 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \phi \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} R_{thz} = R_1 \\ R_{th} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \end{array} \right.$$

La relation (2.66) conduit à :

$$D = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad (2.69),$$

soit donc :

$$D = \frac{\phi_2}{\phi} \quad (2.70).$$

### 2.4.3.2 : Pouvoir diffusant d'un matériau

Aucun matériau n'est en soi meilleur diffuseur qu'un autre, et la conductivité thermique ne chiffre que la propension à épanouir le flux de chaleur, que le pouvoir diffusant potentiel. La schématisation électrique précédente est d'ailleurs assez révélatrice : D ne dépend que du rapport  $R_2/R_1$ , et une variation dans les mêmes proportions de ces deux résistances laisse inchangé le paramètre D. Aussi est-il opportun d'envisager, sous certaines conditions, une totale indépendance de l'effet diffuseur vis-à-vis de la conductivité thermique  $k_d$ .

Remplaçons la condition d'échange convectif de notre structure de travail par une condition de type Dirichlet ( $h = +\infty$ ). Les courbes ci-après montrent l'évolution, paramétrée par  $e_d$ , de D en fonction de  $k_d$ .

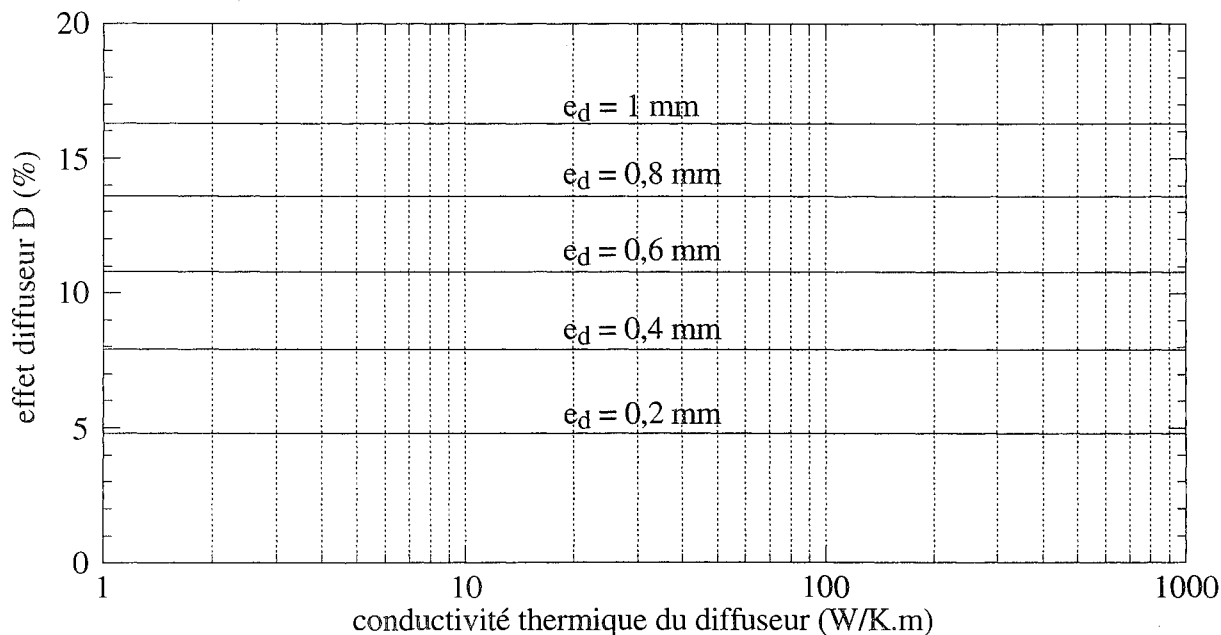


Figure 2.35 : Effet diffuseur fonction de  $k_d$  pour une condition d'échange de type Dirichlet

De toute évidence, géométrie 3D et conductivité thermique élevée, conditions nécessaires à l'obtention d'un épanouissement significatif du flux de chaleur, n'en sont pas pour autant suffisantes. Il manque

un catalyseur, une intervention externe qui incombe à toutes les zones, couches ou interfaces, de piètre qualité conductrice, et bien sûr situées en aval (selon la direction privilégiée d'écoulement de la chaleur, soit  $\vec{k}$  sur la figure 2.33) de la couche réputée diffusante. La palme en la matière revient tout naturellement à l'interface associée à l'échange convectif avec le radiateur, idéalement placée et de loin la plus thermiquement résistive.

Les interfaces, responsables, coupables même, d'une élévation conséquente de la résistance thermique propre des puces, sont en retour essentielles à la modération de cette élévation par diffusion thermique dans les couches à conductivité élevée. Elles sont de surcroît, ce pour rigoureusement les mêmes raisons, fondamentales au couplage thermique entre sources de dissipation.

Concernant notre structure de travail, l'effet diffuseur sera donc une fonction décroissante du coefficient d'échange convectif  $h$ , croissante de la conductivité thermique  $k_d$  et de l'épaisseur  $e_d$  du diffuseur. Quant à la section disponible du diffuseur, elle intervient dans le calcul de la borne supérieure de  $D$ . On aura ici :

$$D_{\max} = 1 - \frac{S_{\text{puce}}}{S_d} \quad (2.71),$$

soit numériquement :

$$D_{\max} = 88,9 \% \quad (2.72).$$

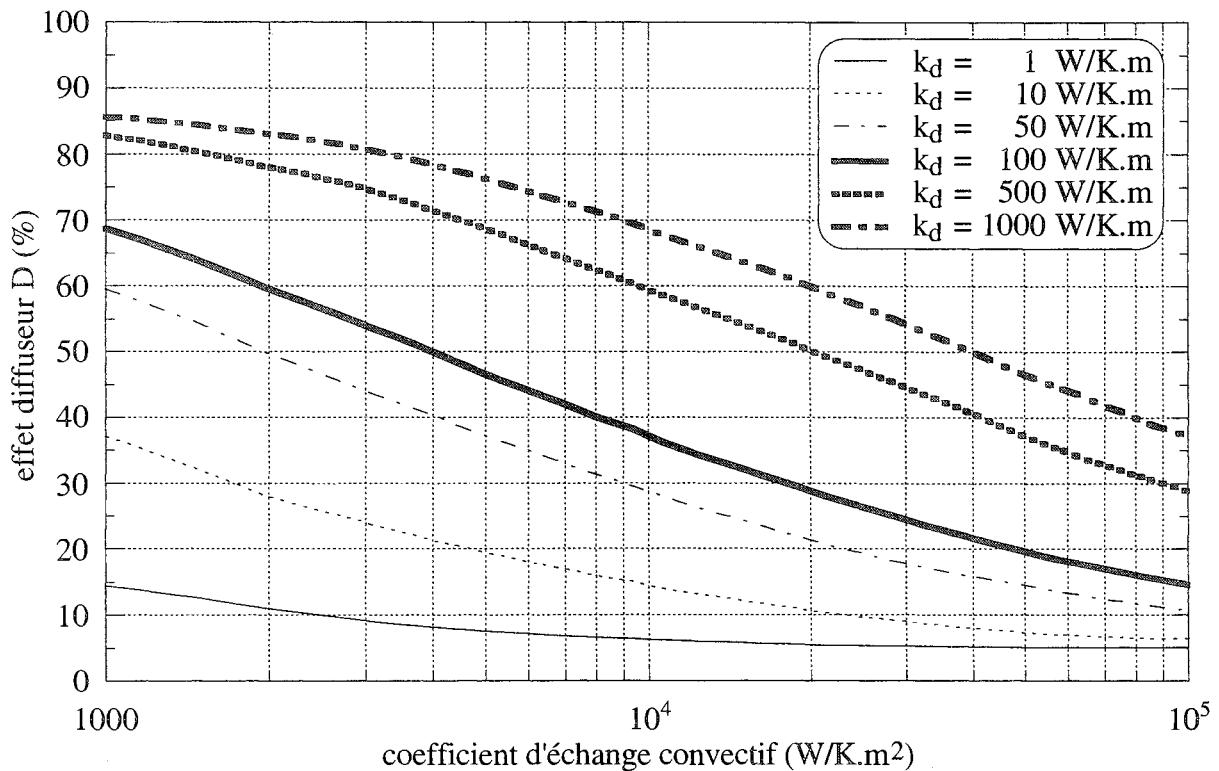


Figure 2.36 : Evolution de  $D$  en fonction de  $h$   
 $e_d = 200 \mu\text{m}$



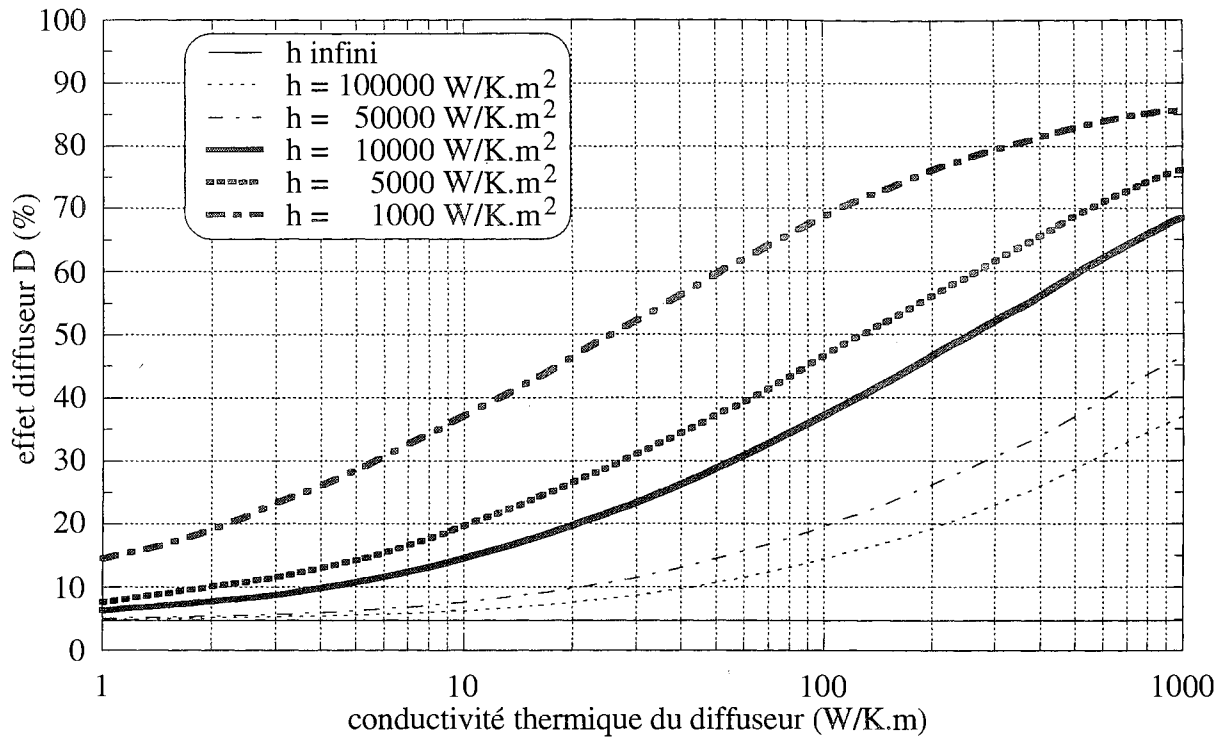


Figure 2.37 : Evolution de D en fonction de  $k_d$   
 $e_d = 200 \mu\text{m}$

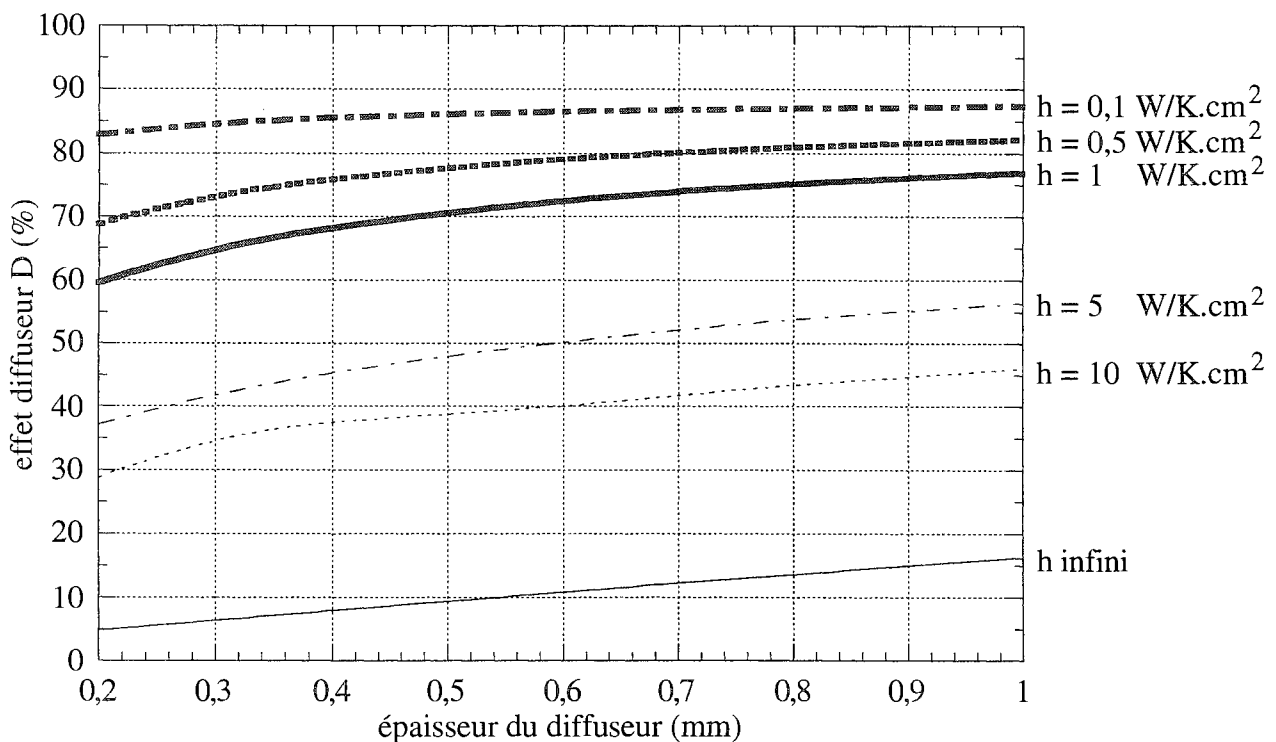


Figure 2.38 : Evolution de D en fonction de  $e_d$   
 $k_d = 500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

A ce niveau, levons une ambiguïté qui pourrait transparaître de notre propos. L'étude menée ne signifie en rien que l'obtention d'un bon pouvoir diffusant soit une fin en soi. La grandeur importante reste la résistance thermique propre de la puce que l'on cherchera à minimiser, éventuellement au moyen de

l'effet diffuseur. Pour illustration, nous présentons, figure 2.39, les courbes  $D(e_d)$  et  $R_{th}(e_d)$ , pour lesquelles les paramètres  $k_d$  et  $h$  sont fixés respectivement à  $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $20000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

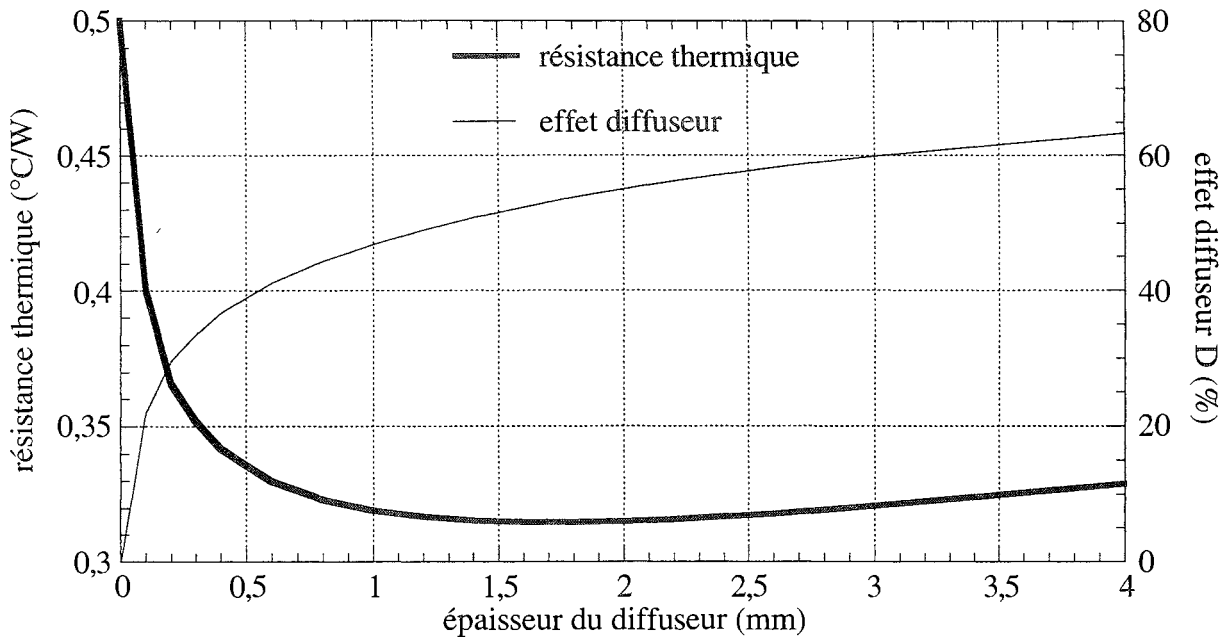


Figure 2.39 : Effet diffuseur et résistance thermique fonction de  $e_d$   
 $k_d = 100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ,  $h = 20000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

#### 2.4.4 : Conclusion

La diffusion tridimensionnelle du flux de chaleur n'est pas du seul ressort des couches conductrices. Elle repose également sur l'existence de zones résistives. Certes, ne serait-ce que du fait de la réalité imparfaite des radiateurs, cette condition nécessaire est en pratique toujours effective, ce qui confère une certaine valeur, au moins qualitative, à l'amalgame entre bon diffuseur et bon conducteur. Il demeure cependant que les interfaces jouent un rôle fondamental dans les transferts tridimensionnels de chaleur, qu'il convient de ne pas oublier.

Ainsi, l'optimisation thermique de la géométrie d'une structure sera inévitablement paramétrée par la qualité du refroidissement. Concernant les couches fines de liaison (accrochages et brasures), on trouve parfois une modélisation particulière, qui consiste à reporter leur conductance thermique dans la définition de leur couche adjacente, affectée par conséquent d'un matériau hypothétique de conductivité moindre que celle du matériau réel. En clair, on remplace le couple couche (conductivité  $k$ , épaisseur  $e$ ) - interface (conductance  $g$ ) par la couche (conductivité  $k'$ , épaisseur  $e$ ), où :

$$\frac{e}{k'} = \frac{e}{k} + \frac{1}{g} \quad (2.73).$$

Cette approche conduit à une surévaluation de la résistance thermique, l'erreur commise étant une fonction croissante de  $k$  et décroissante de  $g$ .

### Application numérique

Sur notre structure de travail, considérons le cas suivant :

$$k_d = 500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \text{ et } e_d = 200 \text{ }\mu\text{m} \text{ et } h = 5000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1},$$

caractérisé par :

$$D = 68,7\% \text{ et } R_{th} = 0,628 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}.$$

Le diffuseur "équivalent", d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$ , a une conductivité thermique de  $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et est infiniment refroidi. On obtient alors :

$$D_{eq} = 4,8\% \text{ et } R_{th eq} = 1,904 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}.$$

Si maintenant on choisit :

$$k_d = 50 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \text{ et } e_d = 200 \text{ }\mu\text{m} \text{ et } h = 100\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1},$$

soit donc :

$$D = 10,7\% \text{ et } R_{th} = 0,125 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1},$$

on obtient pour le diffuseur "équivalent", de conductivité thermique  $14,3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  :

$$D_{eq} = 4,8\% \text{ et } R_{th eq} = 0,133 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}.$$

Pour finir, revenons à la notion de résistance thermique jonction-boîtier d'un dispositif. Il est clair que cette grandeur, que l'on veut pourtant caractéristique du composant, dépend de la qualité du refroidissement, sous forme d'ailleurs d'une fonction croissante (maximum obtenu pour un échange parfait). On peut dès lors s'interroger sur son bien-fondé. En second lieu, la résistance thermique jonction-boîtier me paraît difficilement mesurable. Les constructeurs fournissent néanmoins des données numériques. Quel crédit peut-on leur accorder ?

Exemple tiré du livre de données [48], la  $R_{th}$  jonction-boîtier du composant IRGPC50 (S, F ou U) est évaluée à  $0,635 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ . Ce composant contient une puce  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  d'épaisseur  $350 \text{ }\mu\text{m}$ , brasée (épaisseur de brasure :  $35 \text{ }\mu\text{m}$ ) sur un socle de cuivre de  $2 \text{ mm}$ . Pour obtenir une résistance thermique "1D" de  $0,635 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ , il faudrait une conductivité thermique de brasure  $k_b$  de  $2,5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  (silicium :  $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , cuivre :  $360 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), valeur peu réaliste pour un alliage étain-plomb. D'autant qu'elle est relative à un écoulement unidimensionnel de la chaleur, et que, par conséquent, une résistance thermique "3D" de  $0,635 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$  relève d'une valeur de  $k_b$  encore plus faible. Pour  $k_b = 15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , ordre de grandeur plus usuel, on obtient une résistance thermique "1D" de  $0,316 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ , soit donc, pour son homologue "3D", plus de deux fois moins que la donnée "constructeur" ...

# CHAPITRE 3

## CARACTERISATION

### ELECTROTHERMIQUE DES C.E.P.



**Chapitre 3**  
**Caractérisation électrothermique des C.E.P.**

## **Introduction**

La thermique des CEP, comme déjà dit, est l'application des principes fondamentaux des transferts de chaleur aux particularités des composants de l'électronique de puissance. Nous n'avons guère appréhendé jusqu'à présent que ses aspects généraux : circuits thermiques typiques (structures, matériaux, interfaces), modélisations usuelles des transferts conductifs de chaleur. Une des spécificités, et non des moindres, des CEP réside conjointement dans la nature semiconductrice des sources de dissipation et dans l'origine électrique de la chaleur générée. Nous en avons eu un aperçu en section 2.2, lors de l'étude de l'extension des notions de résistance thermique et d'impédance thermique indiciaire aux régimes 3D. Il s'agit désormais, et c'est l'objet de ce chapitre et du suivant, de la prendre systématiquement en compte.

Les deux principales caractéristiques d'un interrupteur, tenue en courant et tenue en tension, sont en effet régies par des phénomènes électrothermiques, associés à l'influence de la température sur certaines propriétés semiconductrices, et par conséquent sur les paramètres de description macroscopique : chute de tension directe, courant de fuite, courant de recouvrement inverse, courant de traînage, temps de commutation, ...

Nous n'aborderons, dans le cadre de ce mémoire, que le lien entre température et tenue en courant, lien gouverné par ce que nous appellerons par la suite couplage électrothermique. Ce terme, quelque peu imprécis (il faudrait en toute rigueur le qualifier de "relatif à la tenue en courant") traduira pour nous la dépendance réciproque entre température et dissipation de puissance dans les puces semiconductrices.

Ch. SCHAEFFER a montré toute l'importance d'inclure le couplage électrothermique dans l'analyse globale des comportements électrique et thermique des interrupteurs de puissance. Nous reproduisons, figure 3.1, une courbe issue de son mémoire de thèse [49], illustrant les effets de ce phénomène sur le fonctionnement statique du composant MG400H1US1, et révélant au point nominal (400 A) une température de jonction de plus de 30% supérieure à celle calculée sans couplage. Notons à ce propos, au vu des quelques 170 °C à 400 A, que la notion de courant nominal mérite une définition autre que celle de "donnée constructeur".

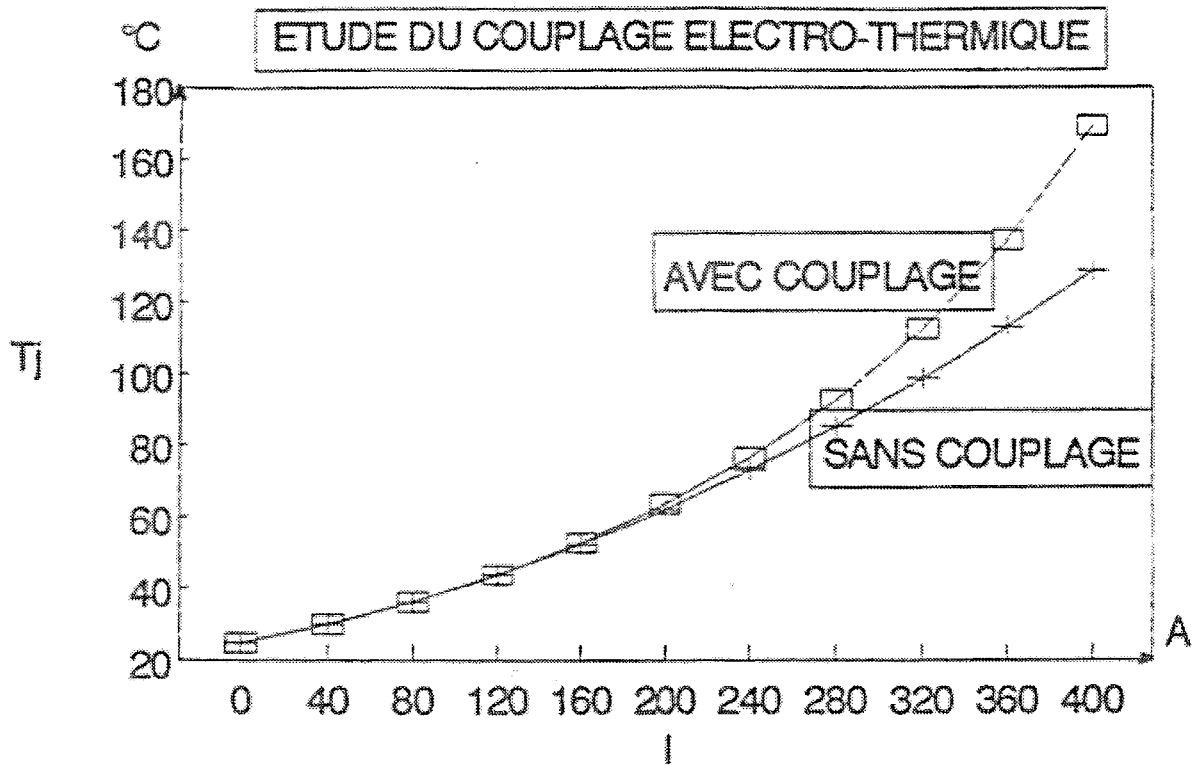


Figure 3.1 : Evolution de la température de jonction en fonction du niveau de courant

Dans une analyse plus fine, le couplage électrothermique intervient dans les phénomènes de points chauds, ou (par extension aux CEP constitués de puces en parallèle) de puces chaudes, par action de la température respectivement sur la densité de courant ou sur la répartition de courant. A titre d'exemple, la mise en parallèle de diodes est bien connue pour le soin particulier qu'elle nécessite, compte tenu du comportement électrothermique négatif de ce type de dispositifs, et de l'amplification de tout déséquilibre, qu'il soit d'origine électrique ou thermique, qui en résulte.

Le couplage électrothermique est donc une donnée fondamentale de la thermique des CEP, discipline qui par conséquent en devient irrémédiablement non-linéaire. Il s'agit dès lors non seulement de modéliser les transferts de chaleur, mais également de décrire la génération de chaleur en liaison avec l'état thermique des sources. Concernant la modélisation électrique des pertes, on peut distinguer trois niveaux de description, qui sont, dans l'ordre décroissant de complexité :

- la description microscopique, basée sur la physique des semiconducteurs et sur les équations associées,
- la description macroscopique comportementale, mettant en oeuvre des schémas électriques équivalents pour rendre compte des formes d'ondes de courant et de tension,
- la description macroscopique empirique, essentiellement basée sur l'expérimentation.

Nous nous limiterons à ce troisième niveau de modélisation, qui fait d'ailleurs l'objet de ce chapitre. Mais il nous faut au préalable revenir sur la notion de température de jonction, qui nous servira d'indicateur de l'état thermique des sources, et de lien entre équations électriques et équations thermiques.

## 3.1 Température de jonction

Nous l'avons vu au chapitre précédent, l'extension du formalisme unidimensionnel aux transferts tridimensionnels de chaleur nécessite le recours à une grandeur réelle, que l'on souhaite représentative de l'état thermique de la puce. Fait nouveau, et dans la mesure où nous ne ferons pas appel à la modélisation microscopique de la dissipation de puissance dans les semiconducteurs, il nous faut bien en retour user d'une telle grandeur, pour une formalisation macroscopique du couplage électrothermique.

Ce paramètre, appelé communément température de jonction, n'a pas d'existence physique. Il est ce que l'on veut, consciemment ou non, qu'il soit : généralement le résultat d'un calcul, d'une mesure, ou des deux. Ce qui laisse tout de même une certaine latitude, quant à la définition de ce qui n'est autre qu'un concept. Nous mènerons par conséquent, dans cette section, une réflexion entièrement dédiée à la notion de température de jonction.

### 3.1.1 : Thermométrie en électronique de puissance

L'accès à l'état thermique d'une puce semiconductrice peut être obtenu de deux façons différentes :

- la mesure directe, principalement basée sur le rayonnement infrarouge,
- la mesure indirecte, consistant à utiliser une grandeur électrique du composant comme thermomètre.

#### 3.1.1.1 : Méthodes directes

Il existe aujourd'hui différentes techniques utilisables pour estimer directement la température en une région plus ou moins étendue de la puce. Ainsi, on trouve dans la littérature, certains travaux [50, 51] sur l'intégration de capteurs dans l'environnement immédiat de la puce, capteurs dont la fonction première est la surveillance. Citons également l'emploi possible de cristaux liquides [52, 53], et une technique de thermométrie transitoire basée sur la variation, avec la température, de l'indice de réfraction d'un guide d'onde [54].

Mais la méthode directe la plus répandue reste la thermométrie infrarouge. Les dispositifs de mesure associés utilisent le phénomène d'émission spontanée d'énergie par tous les corps "chauds", sous forme de rayonnement électromagnétique appartenant, pour les sources de température inférieure à 500° C, au spectre infrarouge. Ils délivrent une grandeur analogique, généralement électrique, proportionnelle à l'éclairement du capteur. Aussi convient-il de les étalonner, de façon à établir une correspondance entre le flux radiatif et la température absolue de la cible. Cela impose une mise à nu de la puce, soit donc la désencapsulation du composant et l'élimination du gel de passivation, et éventuellement le dépôt d'une fine couche de peinture noire pour uniformiser l'émissivité de la surface



de la pastille. En définitive, on obtient le profil de température au niveau de la face supérieure de la puce, qui, en régime stationnaire, est le plan le plus chaud.

L'imagerie infrarouge est notoirement peu séante aux régimes thermiques évolutifs. Le principe (la détection de l'émission de rayonnement infrarouge) peut toutefois en être conservé pour une mise en oeuvre plus locale. A titre d'exemple, P. TOUNSI [8] et F.E. RATOLOJANAHARY [55] ont utilisé, au cours de leurs travaux de thèse, un détecteur à diode InSb.

### 3.1.1.2 : Méthodes indirectes

Tout composant semiconducteur dispose de paramètres électriques variant avec la température, et pouvant donc être utilisés comme thermomètre. Ces paramètres, dits thermosensibles (PTS), obéissent aux lois de la physique des semiconducteurs, et sont par conséquent fortement dépendants des caractéristiques technologiques des dispositifs. Le choix de l'un d'eux, pour une application donnée, peut être guidé par divers critères, comme la facilité de mise en oeuvre, la reproductibilité et la précision. Classiquement, pour l'ensemble des CEP, les paramètres thermosensibles usuels sont :

- la chute de tension directe,
- la tension de seuil de commande,
- le courant de fuite,

Utilisables tant en régime thermique permanent qu'évolutif, les PTS donnent une image globale de l'état thermique d'une région spécifique de la puce, propre à la nature du paramètre employé. Il est ainsi tout à fait possible, par la mise en oeuvre de plusieurs bancs de mesures pour un même dispositif, d'accéder à la température en différents "points" de la puce.

Enfin, la conversion de l'image fournie en une grandeur thermique nécessite une phase préalable d'étalonnage, afin d'établir expérimentalement la corrélation entre le PTS et la température. D'une façon ou d'une autre, il s'agit de maintenir le dispositif étudié à une température aussi constante que possible, et de procéder à la mesure du PTS de telle sorte que celle-ci ne modifie par l'état thermique de la puce. Quant aux moyens de chauffer le dispositif, ils sont de deux types :

- les bons, qui assurent l'isothermie du dispositif, et par là même de la puce, et permettent en outre une mesure précise de la température du semiconducteur. Ce sont, de façon générale, les enceintes thermostatées : four, bain brassé et chauffé d'un liquide électriquement isolant, pouvant être porté sans changement d'état à une température élevée (disons 150° C), et autant que possible bon marché (en d'autres termes : l'huile), ...
- les moins bons, susceptibles d'entacher la calibration d'erreurs. Ce sont là les procédés d'échauffement du dispositif par la face externe de son socle, c'est-à-dire les configurations de type "plaque chauffante". Le défaut de ces méthodes provient de l'exposition du composant à la convection naturelle, et de l'existence qui en résulte d'un flux de chaleur le traversant, même en régime stationnaire. Aussi l'isothermie de la puce n'est-elle, en toute rigueur, pas assurée, bien

que l'on puisse sans grand risque d'erreur la supposer. Plus gênant en revanche, on ne peut guère mesurer que la température de la plaque. Il faut donc veiller à ce que celle-ci soit relativement isotherme, à réaliser un bon contact plaque-composant, enfin à diminuer les échanges convectifs avec l'air ambiant (si ce n'est pas en confinant le système, au moins en évitant de l'exposer aux mouvements d'air).

Le PTS peut bien sûr servir d'indicateur de stabilité thermique du système. Notons enfin que la puce est, durant la phase de calibration, traversée par un courant, et qu'il est donc préférable qu'elle soit isotherme, de façon à s'affranchir de l'action de la température sur la densité de courant.

### Chute de tension directe

Ce que l'on appelle traditionnellement méthode de la chute de tension directe repose sur la mesure des variations, avec la température, de la différence de potentiel apparaissant aux bornes d'une jonction PN pour un courant donné. Sa mise en oeuvre s'étend à l'ensemble des composants classiques de l'électronique de puissance : diodes bien sûr, thyristors, transistors bipolaires pour lesquels on utilise principalement la jonction base-émetteur [43, 56], darlington diffusés [57], IGBT, ... et même les MOS, via leur diode antiparallèle parasite.

Le PTS associé, que nous noterons  $V_f$ , est certainement celui qui offre le meilleur compromis entre tous les critères de choix, malgré une dynamique de variation, typiquement  $-2 \text{ mV.K}^{-1}$ , relativement faible. Il est en effet réputé par sa reproductibilité, et sa mise en oeuvre ne présente aucune difficulté. Il fournit une mesure de la température au niveau de la jonction considérée, région quasi surfacique dont la localisation dans le silicium dépend énormément de la nature du dispositif, et de ses caractéristiques. Ainsi, elle se situe [58] :

- pour les diodes P<sub>VN</sub> des architectures hybrides (traditionnellement brasées sur le substrat isolant côté cathode), au voisinage de la surface de la puce, sous l'injecteur P<sup>+</sup> dont l'épaisseur varie de 5 à 20  $\mu\text{m}$  pour les dispositifs basse tension, de 10 à 50  $\mu\text{m}$  pour les dispositifs haute tension,
- pour les MOS, au voisinage de la surface de la puce, sous les îlots P<sup>+</sup> (épaisseur : 6  $\mu\text{m}$ ),
- pour les IGBT (pour lesquels  $V_f$  n'est autre que la tension émetteur-base du transistor PNP interne), sous la couche tampon N<sup>+</sup> (soit une centaine de micromètres sous la surface) s'il s'agit de dispositifs dits à base non homogène (ou Punch Through), ou sous la zone v de tenue en tension s'il s'agit de dispositifs à base homogène (ou Non Punch Through), c'est-à-dire, à quelques micromètres près (correspondant à l'épaisseur de l'injecteur P<sup>+</sup>) au niveau de la face arrière de la puce.

Enfin,  $V_f$  s'utilise, et donc s'étalonne, à faible niveau de courant, afin d'une part d'éviter tout échauffement significatif du semiconducteur durant la mesure ou la calibration, et d'autre part de

s'affranchir des chutes de tension d'origine ohmique. Dans ces conditions, la variation de  $V_f$  avec la température est linéairement décroissante, de pente dépendant légèrement du courant d'étalonnage, et s'élevant typiquement à  $-2 \text{ mV.K}^{-1}$ . Nous présentons, figure 3.2, les courbes de calibration obtenues sur un dispositif redresseur en boîtier ISOTOP, prototype, fourni par la Société SGS-THOMSON, constitué d'une unique puce de type BYT200PI400.

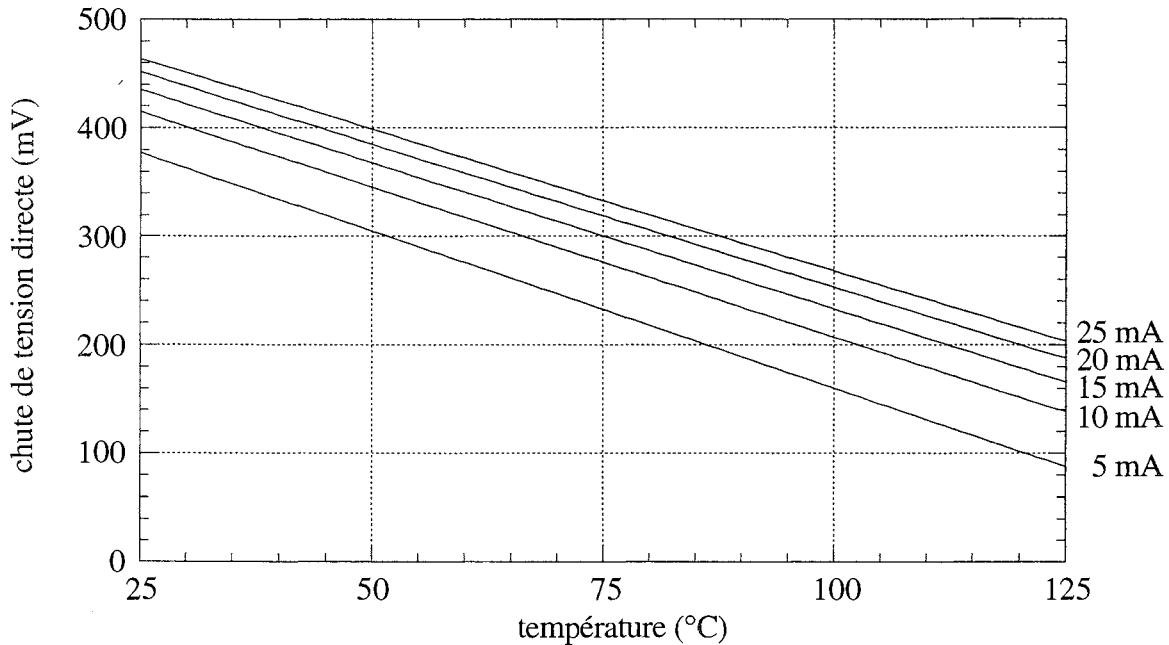


Figure 3.2 : Courbes de calibration du paramètre thermosensible  $V_f$

### Tension de seuil de commande

Ce paramètre, usuellement noté  $V_{GStH}$ , correspond au seuil de mise en conduction des interrupteurs à commande électrostatique, tels que le transistor MOS de puissance et l'IGBT. Très intéressant, de par sa sensibilité (environ  $-10 \text{ mV.K}^{-1}$ ) et sa localisation en surface de la puce (au niveau du canal d'inversion), les dispositifs de mesure qui lui sont associés sont cependant d'une complexité accrue, comparativement à ceux basés sur le capteur  $V_f$ . Ils nécessitent en effet un asservissement de la tension de commande sur le courant d'étalonnage, afin de définir le niveau de mise en conduction. En outre, sa reproductibilité est médiocre, et l'on peut trouver, entre deux composants identiquement référencés, des disparités non négligeables.

E. FARJAH a consacré à ce paramètre thermosensible des investigations approfondies. Il a en particulier développé des bancs de calibration et de mesure que l'on trouvera décrits dans son mémoire de thèse [23], et procédé à un certain nombre d'études dans le cadre général de la caractérisation et la modélisation du comportement thermique des CEP : en régime transitoire [59], en régime transitoire de défaut [42, 60], en régime stationnaire [61]. La figure ci-dessous, issue d'un de ses articles [59], illustre les variations du PTS  $V_{GStH}$  avec la température, pour un interrupteur IGBT IRGPC40F et un courant d'étalonnage de 2 mA.

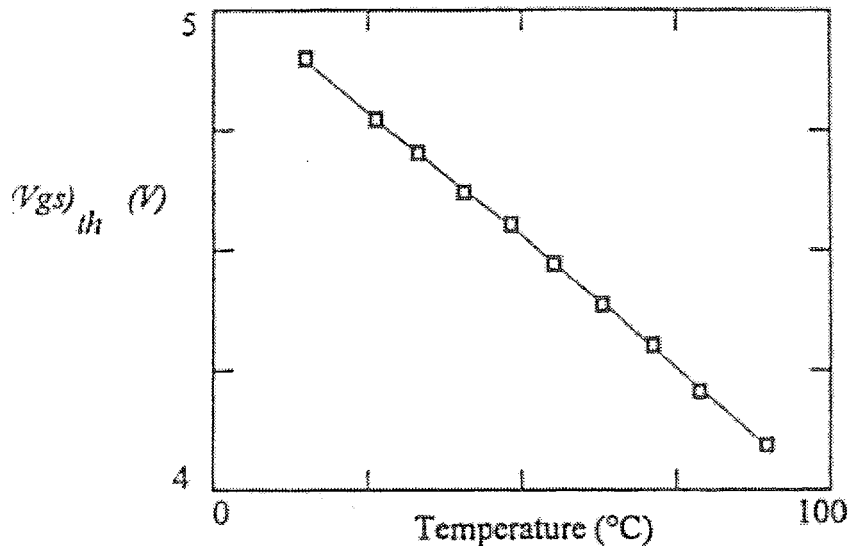


Figure 3.3 : Courbe de calibration du paramètre thermosensible  $V_{GSth}$

### Courant de fuite

Le courant de fuite d'une jonction PN polarisée en inverse est engendré par la combinaison de deux phénomènes :

- création de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace, par chocs ionisants de particules incidentes sur le réseau cristallin,
- processus de multiplication : sous l'action du champ électrique local régnant dans la zone de charge d'espace, ces paires acquièrent une énergie suffisante pour en générer d'autres, qui à leur tour subiront le phénomène.

On caractérise l'efficacité du processus de multiplication par deux coefficients d'ionisation (l'un relatif aux électrons, l'autre aux trous), fonctions très rapidement croissantes du champ électrique local, et ses effets sur le nombre de charges mobiles dans la zone de charge d'espace, et en définitive sur le courant de fuite de la jonction, par des coefficients de multiplication.

Quant au courant primaire, il provient principalement de deux sources : diffusion de porteurs des régions neutres vers la zone déplétée, et génération thermique de paires électron-trou dans cette même zone. Cependant, aux températures habituelles de fonctionnement des composants, le courant primaire est essentiellement un courant de génération thermique. De sorte qu'après multiplication, on dispose en sortie d'une grandeur thermosensible, représentative de l'état thermique de la zone de charge d'espace, et fonction croissante de la tension inverse appliquée qui servira de paramètre d'étalonnage. La dynamique de variation avec la température est énorme, d'allure exponentielle.

Toutefois, le courant de fuite d'un composant en régime de tenue en tension ne se limite pas à la seule contribution de celui associé à la jonction PN polarisée en inverse. Il faut en effet lui ajouter ceux générés aux périphéries. Le PTS résultant n'est dès lors plus guère représentatif de l'état thermique d'une région particulière, et est en outre réputé pour sa piètre reproductibilité. Il conserve cependant sa remarquable dynamique de variation, illustrée par la figure 3.4, empruntée à une note d'application du livre de données [39].

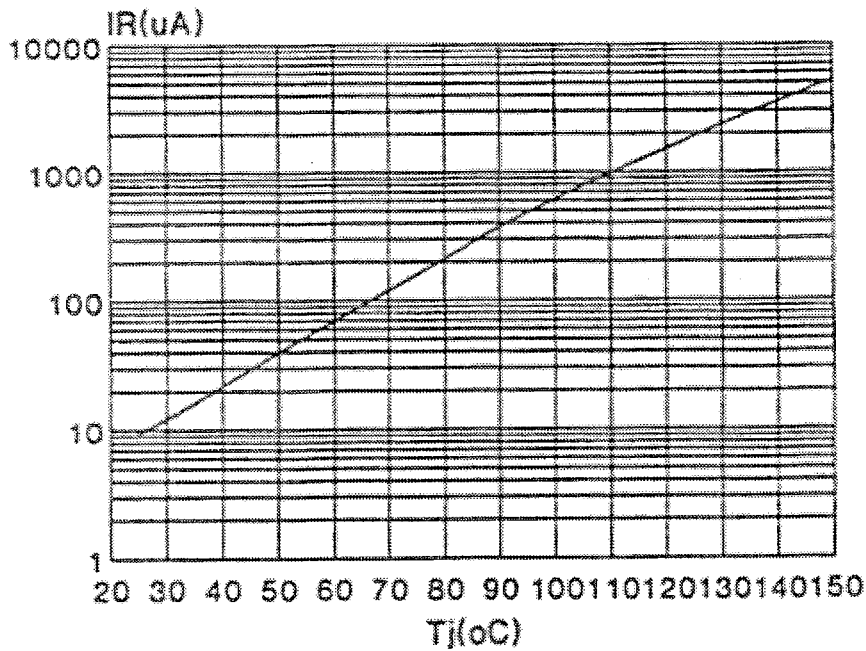


Figure 3.4 : Courant de fuite fonction de la température

### 3.1.1.3 : Conclusion

La thermométrie infrarouge, plus précisément la thermographie infrarouge, souffre, outre de l'investissement qu'elle représente, de deux handicaps principaux. Le premier, il faut s'en accommoder, est qu'elle n'est envisageable qu'en régime stationnaire. Le second est lié à la désencapsulation qu'elle nécessite, qui implique une modification de l'environnement mécanique, et surtout thermique de la puce. On effectue en définitive des mesures sur un composant dont les surfaces actives sont exposées à la convection naturelle, composant par conséquent différent de l'original.

Sur ces deux points, la thermométrie PTS est plus que satisfaisante : aussi performante en stationnaire qu'en transitoire, elle s'effectue sur des dispositifs entiers. En revanche, elle ne sied guère à l'observation des profils de température, des points chauds (pour les puces larges) et des puces chaudes (pour les associations parallèles), ce qui est immédiat en thermographie infrarouge.

Nous n'utiliserons par la suite exclusivement que la thermométrie  $V_f$ , à laquelle nous consacrerons un développement particulier. Cependant, des investigations que nous avons menées en matière de conception thermique des modules hybrides de puissance, il ressort que la thermographie infrarouge est la méthode de mesure la plus à même de rendre compte, au moins en régime stationnaire, des subtilités de la thermique des CEP.

### 3.1.2 : Définitions de la température de jonction

Comme déjà dit, la température de jonction est un concept, un outil permettant de définir un scalaire à partir d'un profil tridimensionnel de température, fonction scalaire des trois variables d'espace. Le

mode opératoire est du ressort de l'utilisateur, qui devra donc veiller à la cohérence de la définition qu'il adopte par rapport à ce qu'il veut en faire.

Traditionnellement rattachée à la notion de résistance thermique (ou aux notions d'impédances thermiques), la température de jonction nous servira à la modélisation électrothermique des pertes dans les semiconducteurs. Dans les deux cas, l'approche est globale (comprendre mathématiquement non locale), de fait pour le premier, par choix pour le second (nous travaillerons avec des grandeurs électriques intégrées, courant et puissance, et non avec leur définition locale respective, densités de courant et de puissance). En toute logique, la température de jonction se doit donc d'être une description globale de l'état thermique du semiconducteur.

Nous définirons par conséquent la température de jonction systématiquement de façon intégrale, au moyen du théorème dit de la valeur moyenne, comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} f(T_j) = \frac{1}{\chi} \int_{\Omega} f(T).d\omega \\ \chi = \int_{\Omega} d\omega \end{array} \right. \quad (3.1),$$

où :

- $\Omega$  est une région, surfacique ou volumique, de la puce,
- $\chi$  est l'aire ou le volume du domaine d'intégration  $\Omega$ ,
- $f$  est une fonction de pondération de la variable d'état température sur le domaine d'intégration  $\Omega$ ,
- $T_j$  est la température de jonction.

Notons que la définition adoptée, qui répond au critère de globalité, assure de surcroît l'égalité entre température de jonction et température d'une puce isotherme, pour peu que la fonction de pondération soit injective. Ce qui sera toujours le cas, puisqu'il est nécessaire qu'elle soit bijective. Nous verrons en outre que ce que nous appelons "puce" peut en fait être un ensemble de puces, ou une partie d'une puce.

Quant à la non-unicité de la définition (3.1), conséquence de son paramétrage par  $\Omega$  et  $f$ , elle est le reflet du caractère conceptuel de la température de jonction. D'un point de vue résultats, elle n'est pas gênante tant que le gradient de température selon l'épaisseur de la puce est faible. Dans le cas contraire, il conviendra, tout simplement, d'éviter de parler de température de jonction.

Un exemple éloquent, extrait d'un article de S. DUONG et al. [62], est celui des réponses thermiques transitoires d'un IGBT à base homogène, un BUP 304, relevées, après un court-circuit de 20  $\mu$ s, à l'aide des PTS  $V_{GSth}$  et  $V_f$ . Rappelons que le premier est localisé en surface de la puce, et le second au voisinage de sa face arrière, soit environ 400  $\mu$ m plus bas.

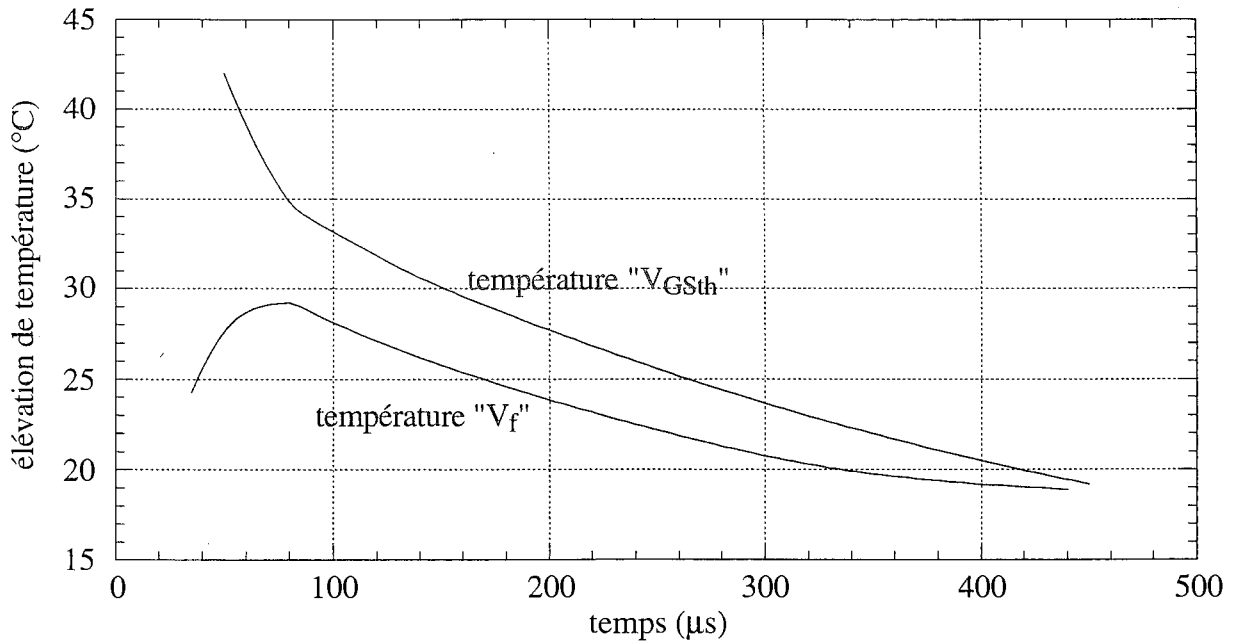


Figure 3.5 : Réponses thermiques "V<sub>GSth</sub>" et "V<sub>f</sub>" d'un IGBT à base homogène après un court-circuit de 20 µs

### 3.1.2.1 : Définitions mathématiques

Les définitions mathématiques de la température de jonction reposent sur la connaissance du champ de température en une région  $\Omega$  de la puce. Elles seront donc, pour nous, associées à :

- la thermographie infrarouge,
- la simulation thermique 3D.

La fonction de pondération fait ici l'objet d'un choix délibéré, pour lequel nous sommes partisans de la simplicité. Dans les deux cas, nous opterons donc pour la fonction identité.

Concernant la thermographie infrarouge, qui délivre la carte de température en surface de la puce, il n'y a dès lors plus guère d'ambiguïté, et on écrira, en notant  $S_{\text{puce}}$  la surface de la puce :

$$T_j = \frac{1}{S_{\text{puce}}} \iint_{S_{\text{puce}}} T(x, y).dS \quad (3.2).$$

Quant à la simulation thermique, pour laquelle nous avons a priori le choix sur la nature, surfacique ou volumique, du domaine d'intégration, nous avons opté, dans la mesure où nous procéderons par la suite à des injections volumiques de puissance, pour une définition du même type. En notant  $\mathcal{V}_{\text{puce}}$  le volume de la puce, nous aurons donc pour la température de jonction :

$$T_j = \frac{1}{\mathcal{V}_{\text{puce}}} \iiint_{\mathcal{V}_{\text{puce}}} T(x, y, z).d\mathcal{V} \quad (3.3).$$

### 3.1.2.2 : Définitions PTS

Les paramètres thermosensibles fournissent une température représentative de l'état thermique de la puce. Certes ... mais quelle est cette représentation ? Peut-on la quantifier ? En utilisant un PTS, que mesurons-nous exactement ? Le problème étant posé, précisons d'emblée que nous n'avons nullement l'intention de développer une théorie générale des paramètres thermosensibles. Plus modestement, nous serons amenés à mettre en oeuvre  $V_f$ , et souhaitons par conséquent, dans les lignes qui suivent, modéliser le lien entre la réponse de ce paramètre et le champ de température.

Partons d'un constat simple : la chute de tension directe présente un coefficient de température non nul, raison pour laquelle elle est thermosensible. Si d'aventure on met deux puces parfaitement identiques en parallèle, et que l'on fait circuler dans le dispositif un courant total de calibration  $I_e$ , l'équirépartition  $(\frac{I_e}{2}, \frac{I_e}{2})$  ne sera obtenue que si les deux puces ont le même état thermique, auquel cas on mesurera via  $V_f$  une température de jonction égale à celles des puces. Dans le cas contraire, il nous faudra traiter, pour exprimer la mesure  $T_j$  en fonction des températures de jonction des puces, un classique problème de mise en parallèle.

Traisons un exemple concret, celui de deux résistances  $r_1$  et  $r_2$  dont les lois de variations avec la température sont rigoureusement identiques, de la forme  $r_0(1+bT)$ . La loi de calibration du dipôle  $r_1//r_2$  est alors  $r = \frac{r_0}{2}(1+bT)$ . En notant  $T_1$  et  $T_2$  les températures de jonction respectives de  $r_1$  et  $r_2$ , et  $T_j$  la mesure associée au PTS  $r$ , il est aisé, outre d'établir la relation liant  $T_j$  à  $T_1$  et  $T_2$ , de montrer que :

- $T_j$  est comprise entre  $T_1$  et  $T_2$  :

$$T_1 \geq T_2 \Rightarrow T_2 \leq T_j \leq T_1 \quad (3.4),$$

- $T_j$  ne se situe au centre de cet intervalle que si, et seulement si, les températures de jonction des résistances  $r_1$  et  $r_2$  sont égales :

$$T_j = \frac{T_1+T_2}{2} \Leftrightarrow T_1 = T_2 \quad (3.5),$$

- la position de  $T_j$  par rapport à ce point milieu est conditionnée par le signe du coefficient de température  $b$ , de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} b > 0 \Rightarrow T_j \leq \frac{T_1+T_2}{2} \\ b < 0 \Rightarrow T_j \geq \frac{T_1+T_2}{2} \end{array} \right. \quad (3.6).$$

On retrouve dans ces trois relations le comportement, si ce n'est des PTS en général, au moins de la chute de tension directe, la tension de seuil de commande et le courant de fuite. Concernant ceux-ci, la



relation (3.6) est de type "b < 0" : ils fournissent une mesure représentative des températures "les plus chaudes".

Appliquons désormais, pour  $V_f$ , le principe de la mise en parallèle, mais de façon locale, afin de modéliser la corrélation entre température mesurée par  $V_f$ , et champ de température au niveau de la jonction. Notre raisonnement reposera sur les hypothèses suivantes :

- le saut de potentiel  $V_f$  au niveau de la jonction est uniforme sur la surface de la jonction,
- la densité de courant de calibration ne dépend que de  $V_f$  et du champ de température au niveau de la jonction,
- la jonction est isotherme durant la phase d'étalonnage.

Des courbes obtenues durant ladite phase, on peut définir une fonction de calibration  $f_c$  du PTS, liant le courant de calibration  $I_e$  à  $V_f$  et  $T$  :

$$I_e = f_c(V_f, T) \quad (3.7).$$

On trouve dans la littérature [63, 64], pour la caractéristique statique à faible niveau de courant d'une jonction PN longue (de type P $\nu$ N ou P $\pi$ N), l'expression approchée suivante :

$$V_f = \frac{2KT}{e} \ln\left(\frac{I_e}{I_0}\right) + E \quad (3.8),$$

où  $K$  est la constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  J.K<sup>-1</sup>),  $e$  la charge électronique ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  C),  $T$  la température en kelvin, et  $I_0$  et  $E$  deux paramètres dépendant de caractéristiques physiques de la zone centrale ( $\nu$  ou  $\pi$ ). En outre,  $I_0$  dépend également, en toute rigueur, de la température. La relation (3.8) conduit, pour  $f_c$ , à :

$$f_c(V_f, T) = I_0 \cdot \exp\left(\frac{e}{2K} \cdot \frac{V_f - E}{T}\right) \quad (3.9).$$

Compte tenu des hypothèses posées, la densité de courant de calibration  $J_e$  est uniforme durant la phase d'étalonnage, et donnée, en notant  $S_j$  la surface de la jonction, par :

$$J_e = \frac{1}{S_j} f_c(V_f, T) \quad (3.10).$$

Dans le cas général (jonction non isotherme), la relation locale (3.10) reste valable, et exprime, pour une chute de tension donnée, la dépendance de la densité de courant vis-à-vis du champ de température au niveau de la jonction. Le courant  $I_e$ , injecté durant la phase de mesure, vérifiera par conséquent :

$$I_e = \frac{1}{S_j} \iint_{S_j} f_c(V_f, T) \cdot dS \quad (3.11).$$

Enfin, par une simple utilisation des courbes d'étalonnage, on définira la température de jonction de la puce comme la valeur  $T_j$  pour laquelle la relation (3.7) est vérifiée. On obtient donc en définitive :

$$f_c(V_f, T_j) = \frac{1}{S_j} \iint_{S_j} f_c(V_f, T).dS \quad (3.12).$$

En reprenant les notations de la définition (3.1), le domaine d'intégration  $\Omega$  est, sans surprise, la surface de la jonction, et la fonction de pondération n'est autre que celle que nous avons qualifiée de calibration, fournie par l'étalonnage du PTS. Pour illustration, si on adopte une relation de type (3.9) avec  $I_0$  constant, on obtient une équation explicite, définissant  $T_j$  en fonction du PTS et du champ de température :

$$T_j = \frac{\frac{e}{2K}(V_f - E)}{\ln\left(\frac{1}{S_j} \iint_{S_j} \exp\left(\frac{e}{2K} \frac{V_f - E}{T}\right).dS\right)} \quad (3.13).$$

L'extension du développement précédent au paramètre thermosensible  $V_{GStH}$  est relativement immédiate, malgré somme toute une certaine difficulté de principe, provenant de la nature multicellulaire des dispositifs à commande électrostatique, et de la géométrie toujours particulière du domaine d'intégration  $\Omega$  qui en résulte. Quant au courant de fuite, le fait que les grandeurs associées respectivement au paramètre thermosensible (grandeur de type courant) et au paramètre de calibration (grandeur de type tension) soient inversées par rapport aux cas de  $V_f$  et  $V_{GStH}$  ne modifie en rien la logique précédente. En effet, ces deux paramètres sont théoriquement tout à fait interchangeables, et les qualificatifs qui leur sont attribués ne reflètent uniquement que le choix naturel, lors de la mise en oeuvre, de l'un pour la calibration, et l'autre pour la mesure. Plus problématique en revanche est le caractère multisources du courant de fuite. On ne peut, de l'extérieur, dissocier la contribution de la zone de tenue en tension de celle des périphéries. Aussi, si sur le papier il est permis de subdiviser le domaine d'intégration en au moins deux sous-domaines (davantage en réalité, étant donnée la diversité des périphéries), la méconnaissance des fonctions de calibration respectives réduit la modélisation du PTS à un pur exercice de style, sans intérêt pratique.

Pour finir, notre développement est bien sûr tout à fait applicable aux associations parallèles de puces (elles en sont en fait à l'origine). La relation définissant la température mesurée en fonction des températures de jonction de chacune des puces du dispositif s'obtient en subdivisant le domaine d'intégration en autant de sous-domaines qu'il y a de puces, ou plus simplement en écrivant l'égalité entre le courant total de calibration et la somme des courants conduits par chacune des puces. En notant :

- $I_e$  : courant total de calibration,
- $V_f$  : chute de tension aux bornes du dispositif,

- $T_j$  : température de jonction du dispositif,  
 $f_c$  : fonction de calibration du dispositif,  
 $n$  : nombre de puces du dispositif,  
 $I_{ei}$  : courant conduit par la puce  $i$ ,  
 $T_i$  : température de jonction de la puce  $i$ ,  
 $f_{ci}$  : fonction de calibration de la puce  $i$ ,

on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_e = f_c(V_f, T_j) \\ (\forall i \in \mathcal{N}_n)(I_{ei} = f_{ci}(V_f, T_i)) \\ I_e = \sum_{i=1}^n I_{ei} \end{array} \right. \quad (3.14),$$

ce qui mène à :

$$f_c(V_f, T_j) = \sum_{i=1}^n f_{ci}(V_f, T_i) \quad (3.15).$$

Notons en premier lieu que les hypothèses de notre modélisation sont toujours sous-jacentes. On remarquera en particulier que le dispositif est supposé sans chute ohmique de tension, et donc toute l'importance du bas niveau de courant. En second lieu, on retrouve dans la relation (3.15) un problème analogue à celui soulevé par le PTS courant de fuite : l'utilisation de cette équation est conditionnée par la connaissance de la suite de fonctions  $(f_{ci})_{i \in \mathcal{N}_n}$ . Ainsi, pour un module de puissance constitué de  $n$  puces en parallèle, nous n'avons guère d'autres recours que celui de poser péremptoirement :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( f_{ci} = \frac{1}{n} \cdot f_c \right) \quad (3.16),$$

soit donc de supposer l'équirépartition du courant total durant la phase d'étalonnage. D'où l'intérêt d'utiliser un PTS particulièrement reproductible. Enfin, pour anecdote, si l'on subdivise la jonction d'une puce, de fonction de calibration  $f_c$ , en  $n$  sections égales, la relation (3.15) devient :

$$f_c(V_f, T_j) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f_c(V_f, T_j) \quad (3.17),$$

où l'on reconnaît la forme discrétisée de l'équation (3.12).

### 3.1.2.3 : Conclusion

Nous procéderons à une validation expérimentale de la modélisation développée ci-dessus, non sous sa forme (3.12) (il nous faudrait pour cela disposer de moyens de mesure infrarouge), mais sous sa forme (3.15). Nous aimerions là relater les résultats d'une expérience menée par l'un de nos partenaires industriels, en l'occurrence GEC ALSTHOM, sur le module ONIX. Cet interrupteur 1200 A-1600 V à technologie hybride, dédié à la traction ferroviaire, possède une fonction IGBT réalisée par 16 puces en parallèle, ainsi qu'une fonction diode antiparallèle incombant à 32 puces. La société a effectué des mesures thermométriques au moyen de la chute de tension directe, et d'un dispositif infrarouge. Chacune des cartographies obtenues par la seconde méthode a été moyennée sur la surface des 16 puces. La comparaison des résultats avec les mesures PTS de température a révélé une excellente concordance, avec moins de 2 % d'écart relatif. Il ressort de cette manipulation que :

- le paramètre thermosensible  $V_f$  est de nature intégrale,
- la définition d'une température de jonction, appuyée d'une cartographie, se doit par conséquent d'être intégrale,
- dans cette optique, une simple valeur moyenne semble très satisfaisante.

Nous avons abordé dans cette section les aspects théoriques du paramètre thermosensible  $V_f$ . La section suivante est entièrement consacrée à ses aspects pratiques.

### 3.1.3 : Etude du paramètre thermosensible $V_f$

On n'aura pas été sans remarquer que l'utilisation d'un paramètre thermosensible passe par deux phases :

- l'étalonnage,
- la mesure proprement dite.

Les esprits critiques n'auront pas non plus manqué d'émettre des doutes sur l'utilité de la relation (3.15), ce à raison : elle représente mathématiquement un système d'une équation à  $n$  inconnues ...

#### 3.1.3.1 : Etalonnage

L'étalonnage vise à établir numériquement la correspondance, à courant constant, entre le PTS  $V_f$  et la température. On obtient ainsi, dans le plan  $(T, V_f)$ , un réseau de courbes paramétré par le courant d'étalonnage  $I_e$ , et dans le plan  $(V_f, I_e)$ , un réseau de courbes paramétré par la température. En pratique bien sûr, une seule des courbes du plan  $(T, V_f)$  est, dans la grande majorité des cas, réellement utile. La figure 3.6, ci-dessous, présente les résultats de l'étalonnage effectué sur le prototype redresseur en boîtier ISOTOP dont nous avons déjà parlé en section 3.1.1.2.

L'essentiel des précautions nécessaires à un étalonnage correct a déjà été exposé. Aussi n'épilouterons-nous pas sur la question.

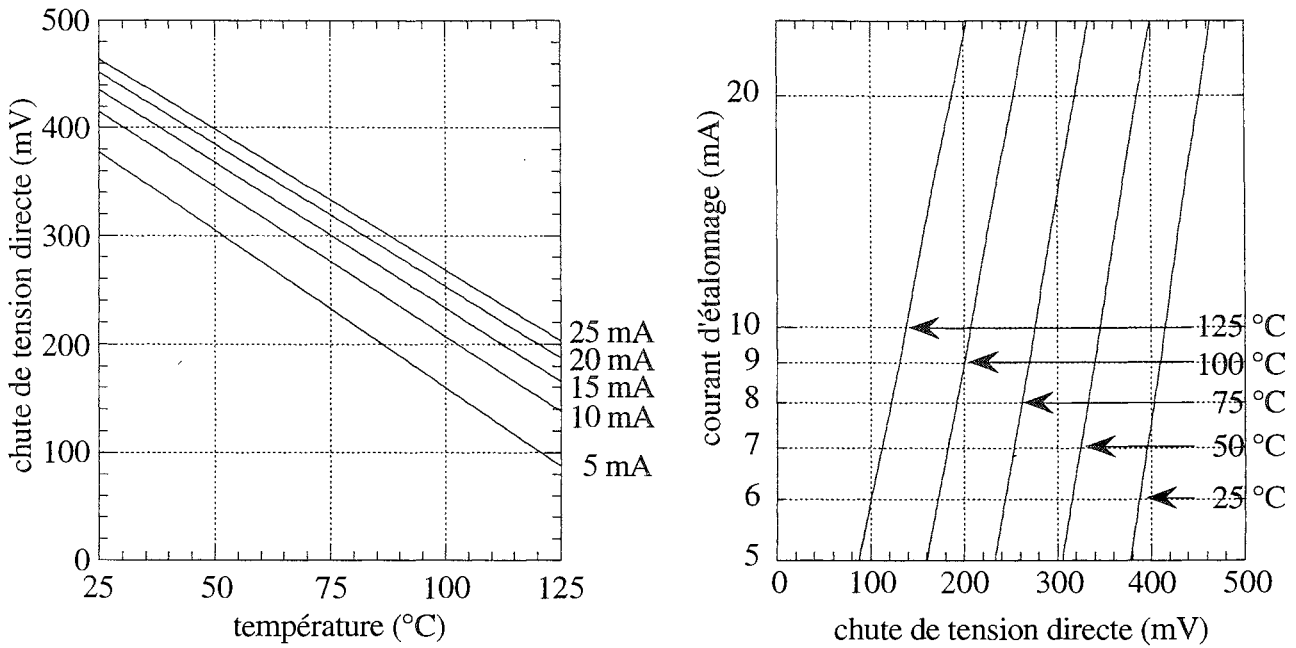


Figure 3.6 : Courbes d'étalonnage

**3.1.3.2 : Bancs de mesures thermométriques**

La mesure de la température de jonction, au moyen du paramètre thermosensible  $V_f$ , d'un composant en situation de fonctionnement repose sur l'interruption, plus ou moins longue, dudit fonctionnement, pour ne plus soumettre le composant qu'au courant de calibration. Le principe se décompose donc en deux phases :

- phase de dissipation de puissance dans le composant sous test (CST),
- phase de mesure de l'échauffement résultant.

La transition ne pouvant, par essence, être réalisée par l'interrupteur sur lequel la mesure est effectuée (CST est toujours passant), elle incombe à un interrupteur pilote, noté  $T_P$  ci-dessous.

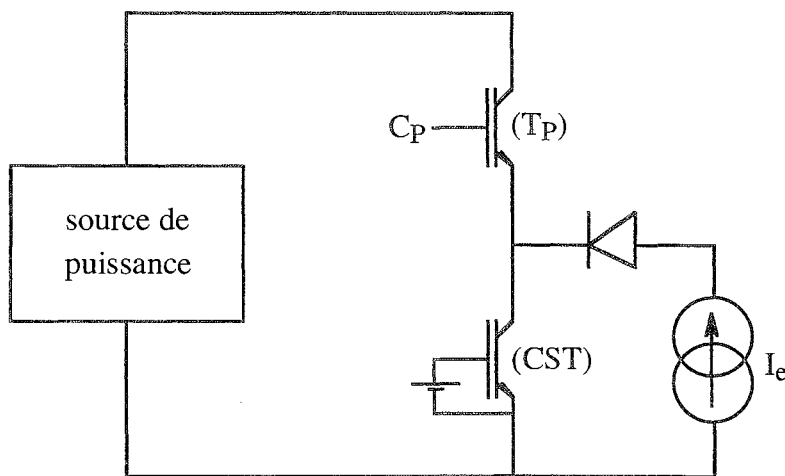


Figure 3.7 : Schéma de principe des bancs de caractérisation thermique

Le composant sous test peut, bien évidemment, être d'un autre type que celui présenté figure 3.7.

Quant à la source de puissance et la commande  $C_P$  de l'interrupteur pilote, elles définissent la nature de la mesure effectuée.

Concernant les bancs générant une excitation de type demi-arche sinusoïdale de courant, leur structure est en fait un peu plus complexe. Elle met en oeuvre un circuit oscillant LC dont il faut gérer la charge et la décharge. On la trouvera décrite dans un article de Ch. SCHAEFFER et al. [40]. La source de puissance peut, sinon, être plus simplement une source de tension, ou une source de courant.

Le premier cas relève de la caractérisation thermique des CEP en régime de défaut, plus précisément des dispositifs, présentant un régime linéaire de fonctionnement [62, 65]. La commande  $C_P$  de l'interrupteur pilote (qui, précisons le tout de même, doit être d'un calibre courant nettement supérieur à celui du composant testé, ce afin de reporter sur ce dernier l'essentiel de la tension de source durant le court-circuit) est de type monocoup, créneau de tension d'amplitude suffisante pour saturer  $T_P$  (au sens de la terminologie bipolaire), et de durée contrôlée au moyen d'un traitement électronique ad hoc.

Quant à l'emploi d'une source de courant continu, il donne lieu aux méthodes de détermination expérimentale des réponses thermiques indicielles, et en particulier à la mesure de résistances thermiques et d'impédances thermiques indicielles.

#### Caractérisation thermique en régime permanent

Cette configuration doit assurer la quasi-stationnarité du régime thermique. Aussi la phase de dissipation de puissance ne doit-elle être interrompue, en principe, que de façon très ponctuelle. En pratique, les transitions électriques perturbent dans un premier temps la mesure du PTS, sur une durée n'excédant guère la cinquantaine de microsecondes. Dès lors on peut soit s'accommoder de ce retard à la mesure s'il est faible, soit, comme le proposent certains auteurs [56, 66], prolonger volontairement la phase de mesure de façon à obtenir un début significatif de réponse au refroidissement, et déterminer par une extrapolation en  $\sqrt{t}$  (modèle unidimensionnel du mur semi-infini) la température au moment de la transition.

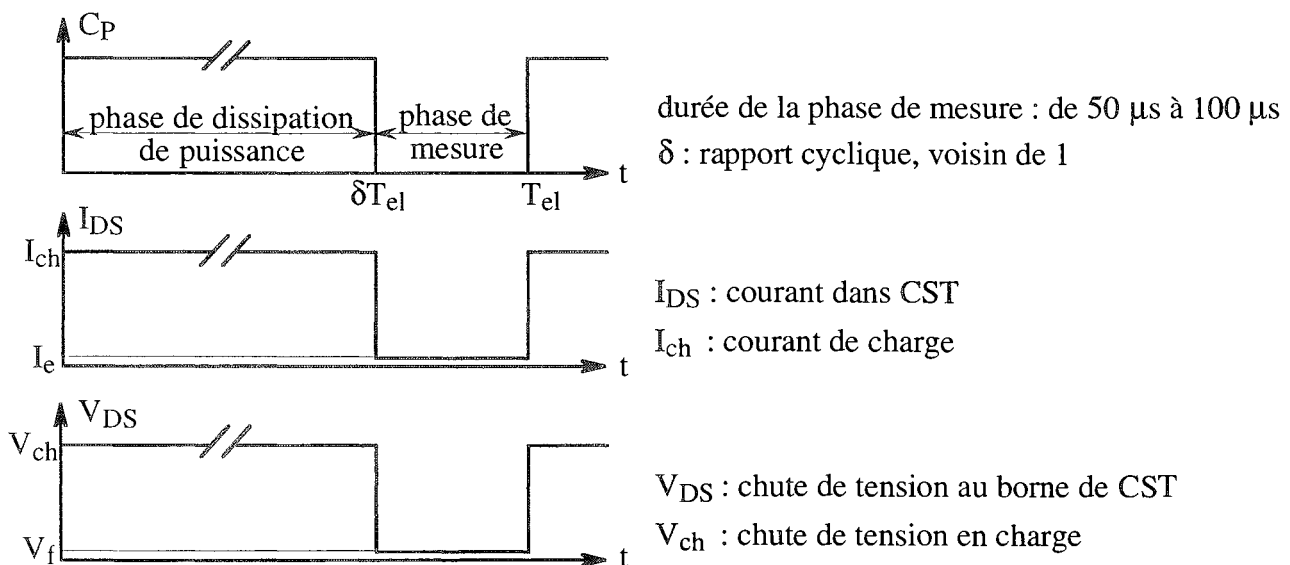


Figure 3.8 : Signaux associés à la caractérisation du régime thermique permanent

Caractérisation thermique transitoire au refroidissement

Dans cette configuration, la phase de dissipation de puissance est maintenue jusqu'à établissement du régime thermique permanent. On procède alors à la transition, et à la mesure de la réponse thermique complète au refroidissement, qui, rappelons-le, est indicielle. Un relevé expérimental associé à cette mise en oeuvre a déjà été présenté en section 2.2.4, figure 2.15.

Caractérisation thermique transitoire à l'échauffement

Cette caractérisation nécessite le contrôle et la mesure de la durée de la phase de dissipation de puissance, phase à l'issue de laquelle on effectue la mesure de température. En réitérant l'opération pour un nombre suffisant de durées différentes, on obtient la réponse thermique complète à l'échauffement, qui elle, n'est pas indicielle, et dont l'utilité est par conséquent douteuse. Un relevé expérimental de ce type a également été présenté sur la même figure 2.15.

**3.1.3.3 : Thermométrie PTS généralisée**

Considérons une association parallèle de puces sur laquelle on effectue une mesure de température de jonction, au moyen du paramètre thermosensible  $V_f$ . La répartition du courant total de calibration dans chacune des puces est régie, conformément à la relation (3.15), par :

- les fonctions de calibration individuelles, décrivant la dépendance de la chute de tension de chaque puce en fonction du courant et de la température,
- les températures de jonction des puces.

Nous avons procédé expérimentalement à la mise en parallèle de deux diodes  $D_1$  et  $D_2$ , dont les courbes de calibration, identiques, ont été présentées figure 3.6. Particularité de la manipulation, la diode  $D_1$  est chauffée (de façon externe). La figure 3.9 montre une comparaison entre les températures des diodes et la température mesurée au moyen du PTS du dispositif parallèle, ce pour différents niveaux d'échauffement de  $D_1$ .

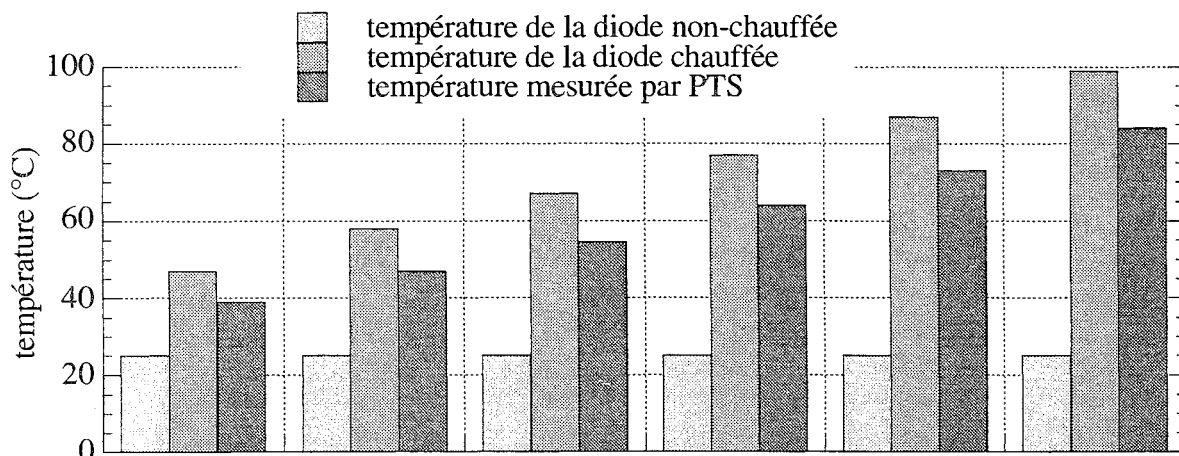


Figure 3.9 : Mesures de température de jonction par PTS pour deux diodes en parallèle

Comme on pouvait s'y attendre, compte tenu de la négativité du coefficient de température de  $V_f$ , la mesure est plus représentative de l'état thermique de la diode la plus chaude. Un autre constat apparaît clairement : la mesure peut masquer des déséquilibres thermiques importants.

Le but de la thermométrie PTS généralisée est la détermination de la température de jonction de chaque puce d'une association parallèle. Son principe repose sur la réalisation de  $n$  mesures indépendantes,  $n$  étant le nombre de puces en parallèle. On obtient ainsi, en reprenant les notations définies pour l'écriture de la relation (3.15), le système d'équations suivant :

$$(\forall k \in \mathcal{N}_n) \left( I_{ek} = \sum_{i=1}^n f_{ci}(V_{fk}, T_i) \right) \quad (3.18).$$

Ce système aura une solution si :

- la suite  $(I_{ek})_{k \in \mathcal{N}_n}$  est bien sûr injective,
- la répartition relative des courants dépend du courant total de calibration.

Cette seconde condition signifie que la mesure de la température de jonction d'une association parallèle dépend du courant total de calibration. En clair, si l'on effectue deux essais correspondant à deux courants différents, on obtient deux valeurs de température différentes, pour peu que l'association soit thermiquement déséquilibrée. L'écart est certes modique, mais suffisant pour rendre les équations du système (3.18) indépendantes. Il s'agit là d'une propriété de la fonction de calibration, propriété par conséquent liée à la nature même du paramètre thermosensible. Aussi, avant de se lancer dans la mise en oeuvre de la méthode, il convient de vérifier que le PTS s'y prête. Ce n'est, par exemple, pas le cas des PTS de type résistif. En revanche,  $V_f$  et  $V_{GSth}$  répondent à ce critère, et peuvent donc donner lieu à une mesure individuelle des températures de jonction d'une association parallèle.

Nous avons appliqué la méthode à notre dispositif redresseur, constitué de deux diodes en parallèle, dont une des deux est chauffée. Les résultats, présentés figure 3.10, sont relativement satisfaisants, malgré une nette dégradation de leur qualité apparaissant avec l'accroissement du déséquilibre thermique.

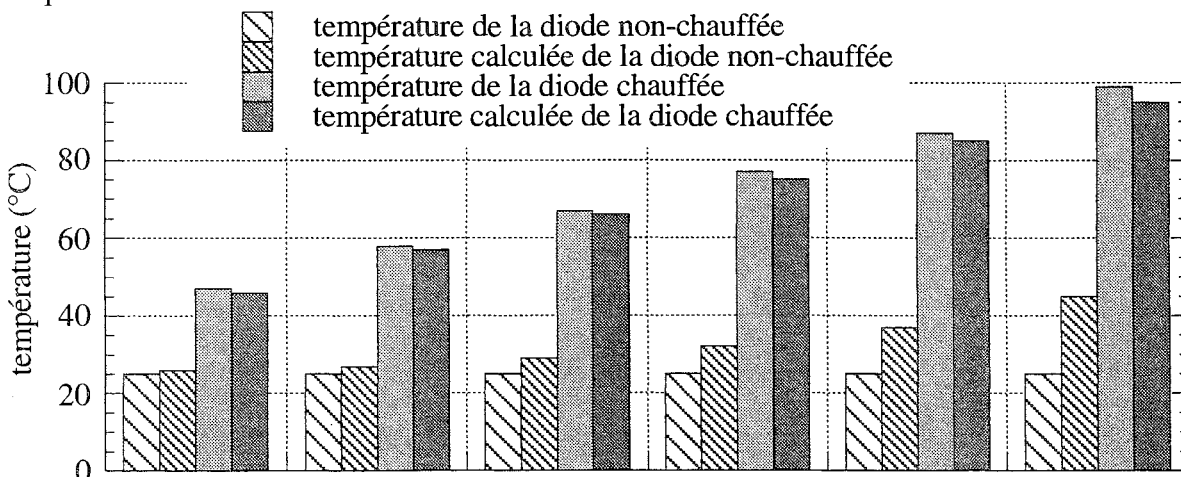


Figure 3.10 : Application de la méthode PTS généralisée



### 3.1.4 : Conclusion

La thermométrie PTS généralisée peut, de la même façon, être appliquée pour déterminer, par morceau, le profil de température d'une puce. De fait, la mesure " $V_f$ " de température de jonction d'un dispositif monopuce, dont la pastille semiconductrice n'est pas isotherme, dépend, nous avons pu le vérifier expérimentalement du courant injecté pendant la mesure. Une étude de E. FARJAH et al. [61], menée avec le paramètre  $V_{GSth}$ , a montré l'efficacité de la méthode dans ce contexte.

Cependant, cette procédure de mesure peut-elle remplacer la thermographie infrarouge ? Pour ce faire, il la faudrait au moins aussi fiable, ce qui est loin d'être le cas. Concernant  $V_f$ , le trop faible coefficient de température de ce paramètre rend son utilisation délicate : les mesures doivent être extrêmement soignées, de même que l'étalonnage. En outre, nous avons dû décrire les fonctions de calibration, pour l'exemple des deux diodes en parallèle, par interpolation, ce qui allonge considérablement la phase d'étalonnage. Puis se pose le problème des modules de puissance pour lesquels seul l'accès à la fonction de calibration globale est ouvert. Pour ceux-ci, il nous faut supposer, comme déjà dit (relation (3.16)), une parfaite équirépartition du courant total durant la phase d'étalonnage, ce sans possibilité aucune de vérification. Sans même entrer dans des considérations de reproductibilité, cette hypothèse très radicale soulève le problème de la confiance à accorder à la méthode PTS généralisée. Il est indéniable que celle-ci "marche", et que ce faisant, elle corrobore notre approche théorique sur la température de jonction. En est-elle fiable pour autant ? Les investigations que nous avons menées nous inciteraient plutôt à affirmer le contraire.

## 3.2 Modélisation électrothermique des pertes

La thermique des CEP est fondamentalement non linéaire. Car si le champ de température régnant dans un dispositif dépend de la chaleur générée en son sein, ce conformément aux lois de la thermique, cette même chaleur est, en électronique de puissance, fonction de l'état thermique des sources, selon des lois électriques associées à la nature semiconductrice de la génération de chaleur. C'est cette interaction, dont la schématisation fait apparaître un système bouclé, que nous désignerons sous le vocable couplage électrothermique.

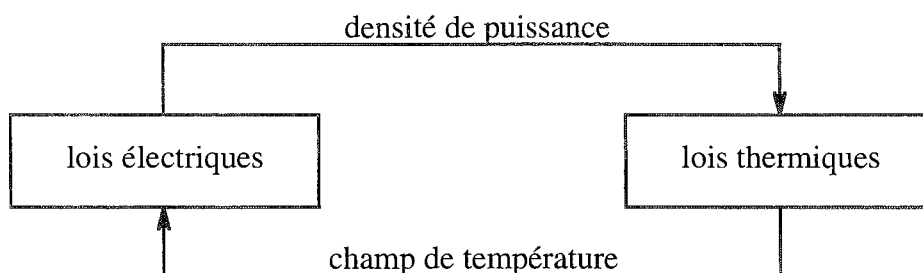


Figure 3.11 : Schéma de principe du couplage électrothermique

Nous limiterons notre approche à une modélisation empirique des pertes, en fonction de paramètres électriques adéquats et de la température de jonction. Trois types de pertes sont à considérer, correspondant aux diverses phases de fonctionnement d'un interrupteur de puissance :

- les pertes statiques (ou pertes en conduction), associées à l'état passant de l'interrupteur,
- les pertes au blocage, associées à l'état ouvert de l'interrupteur,
- les pertes dynamiques (ou pertes en commutation), associées aux changements d'état (ouverture et fermeture).

En notant  $v(t)$  et  $i(t)$  les ondes respectivement de tension aux bornes de l'interrupteur, et de courant dans l'interrupteur, et  $T_{el}$  la période de ces signaux, la puissance totale dissipée dans le composant est donnée par :

$$P = \frac{1}{T_{el}} \int_0^{T_{el}} v(t).i(t).dt \quad (3.19).$$

L'approche empirique étant par essence réductrice, il nous faut bien choisir une structure de puissance qui définira l'allure des signaux  $v(t)$  et  $i(t)$ . Nous avons opté pour la cellule de commutation la plus élémentaire : la cellule de type hacheur série. Enfin, nous négligerons, dans tout ce qui suit, la puissance dissipée durant la phase de tenue en tension. Précisons également, cela a son importance, que le régime thermique sera désormais supposé stationnaire.

### 3.2.1 : Pertes statiques

#### 3.2.1.1 : Modélisation statique

Durant la phase de conduction, le signal courant  $i(t)$ , que nous noterons  $i_F(t)$  pour spécifier clairement le cas étudié, est imposé par la structure de puissance. Le contrôle de  $v(t)$ , chute de tension directe à l'état passant que nous noterons  $v_F(t)$ , appartient quant à lui au semiconducteur. Sa loi d'évolution avec le courant conduit définit la caractéristique directe du composant, dont l'allure la plus usuelle est présentée ci-dessous.

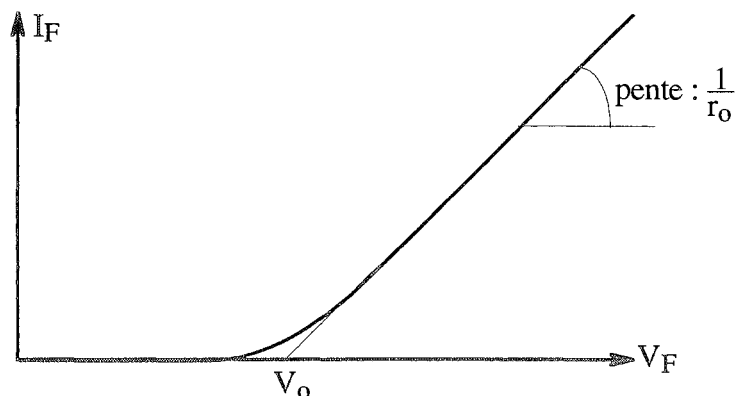


Figure 3.12 : Caractéristique directe classique

Le modèle statique le plus usité est issu de la linéarisation de cette caractéristique, qui permet de définir deux paramètres :

- $V_o$ , paramètre de type "tension de seuil",
- $r_o$ , paramètre ohmique essentiellement représentatif de la résistivité de la zone centrale du dispositif (après ou non modulation), et de celle d'un éventuel canal (pour les dispositifs à commande électrostatique dont le canal participe à la conduction).

On écrira donc, pour la chute de tension directe :

$$V_F = V_o + r_o \cdot I_F \quad (3.20),$$

et pour la puissance statique, dans des conditions de stationnarité du régime thermique :

$$P_{\text{cond}} = V_o \cdot \langle i_F(t) \rangle + r_o \cdot \langle i_F^2(t) \rangle \quad (3.21).$$

Pour décrire l'état passant des transistors MOS de puissance, il suffit de prendre un paramètre tension de seuil nul. Dans le cas d'un fonctionnement hacheur série pour lequel l'ondulation du courant est négligée, on aura, en notant  $\delta$  le rapport cyclique de conduction (rapport du temps de conduction sur la période de découpage) et  $I_F$  le courant conduit :

$$P_{\text{cond}} = \delta \cdot V_F \cdot I_F \quad (3.22).$$

On ne peut raisonnablement pas parler de la caractéristique directe d'un composant au singulier. D'une part parce que, pour certains dispositifs (MOS, IGBT, transistor bipolaire), elle est paramétrée par l'amplitude du signal de commande. Et d'autre part parce qu'elle dépend de la température, et ce quel que soit le dispositif. On reportera naturellement cette dépendance sur les paramètres  $V_o$  et  $r_o$ , à propos desquels les comportements électrothermiques bien connus des diodes et des transistors MOS nous enseignent :

$$\begin{cases} \frac{\partial V_o}{\partial T_j} < 0 \\ \frac{\partial r_o}{\partial T_j} > 0 \end{cases} \quad (3.23).$$

Quant à la modélisation proprement dite, on pourra à loisir la rattacher à l'expérimentation, qui effectivement la corrobore (la figure 2.14 en témoigne), ou à un développement limité au premier ordre. Elle est simple (entendre d'utilisation aisée), fidèle, et s'écrit :

$$\begin{cases} V_o = V_{o0} - a \cdot T_j \\ r_o = r_{o0} + b \cdot T_j \end{cases} \quad (3.24),$$

avec :

- $V_{00}$  : tension de seuil à 0 °C,
- $a$  : coefficient de température de la tension de seuil,
- $r_{00}$  : résistance à 0 °C,
- $b$  : coefficient de température de la résistance.

En définitive, on adoptera pour la chute de tension directe, la loi de variation suivante :

$$V_F = (V_{00} - aT_j) + (r_{00} + bT_j) \cdot I_F \quad (3.25),$$

relation permettant, en outre, de définir explicitement un paramètre caractéristique du comportement électrothermique du composant. Il s'agit du coefficient de température de la chute de tension directe :

$$\frac{\partial V_F}{\partial T_j} = b \cdot I_F - a \quad (3.26),$$

coefficient faisant en particulier apparaître deux zones de conduction bien distinctes, suivant le niveau de courant injecté :

- une zone de comportement électrothermique négatif, définie par  $I_F < I_0$ ,
- une zone de comportement électrothermique positif, définie par  $I_F > I_0$ ,

$I_0$  étant le niveau de courant annulant le coefficient de température. Cette grandeur, donnée par :

$$I_0 = \frac{a}{b} \quad (3.27),$$

dépend de la nature du dispositif. Nulle pour les transistors MOS de puissance, elle est, pour les diodes de puissance classiques, toujours supérieure (typiquement dans un rapport double) au courant nominal "constructeur". L'IGBT, alliance réussie entre commande électrostatique et modulation de résistivité, présente un  $I_0$  intermédiaire, inférieur (dans un rapport 1/3 à 2/3, suivant le compromis MOS-bipolaire réalisé) au courant nominal "constructeur".

Dernière précision, la définition de  $I_0$  se traduit concrètement, dans le plan  $(V_F, I_F)$ , par l'existence d'un point particulier, point de focalisation du réseau de caractéristiques directes paramétré par la température. L'intersection de toutes ces courbes en un point unique se vérifie expérimentalement.

### 3.2.1.2 : Caractérisation statique

La connaissance des quatre paramètres  $\{V_{00}, a, r_{00}, b\}$ , associés à la modélisation de l'état passant d'un interrupteur de puissance, passe par la détermination expérimentale des caractéristiques directes du composant, ce pour au moins deux valeurs de température. Concrètement, il s'agit de contrôler la température du dispositif par un moyen externe d'échauffement, et de le soumettre à un créneau de courant de faible durée (inférieure à la centaine de microsecondes), monocoup ou pseudo-monocoup

(période de répétition élevée, supérieure à la seconde). Ces précautions visent évidemment à éviter tout échauffement interne significatif du composant sous test.

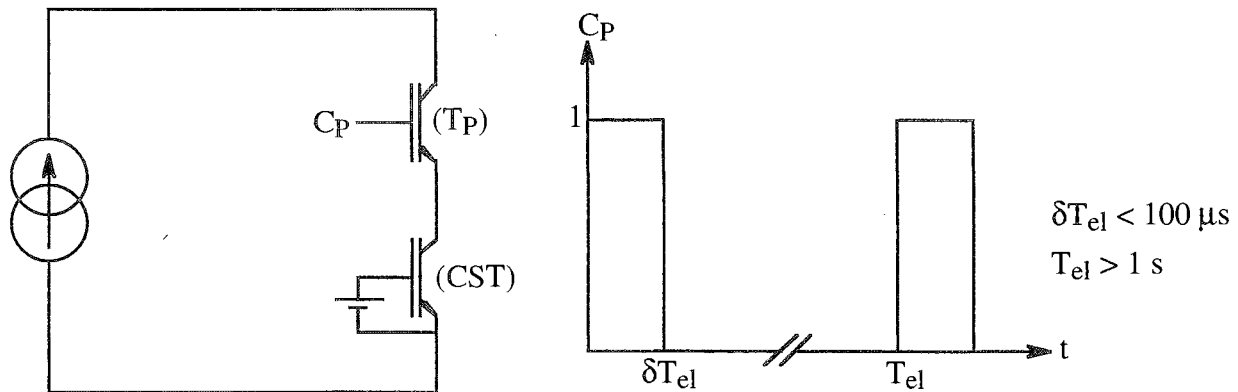


Figure 3.13 : Schéma de principe du banc de caractérisation statique

Le banc ci-dessus (non spécialement destiné aux IGBT, comme ne l'indique la figure 3.13) convient bien aux interrupteurs de faible calibre courant, inférieur à 100 A, pourvu que l'on soigne quelque peu le câblage. Pour les interrupteurs plus imposants, on pourra par exemple connecter, aux bornes de (Tp) et (CST), un circuit d'aide à l'ouverture de type RCD, pour réduire la surtension supportée par l'interrupteur pilote. Cette technique permet en outre de contrôler le front de courant à la fermeture de (Tp) par l'inductance de câblage, et donc d'obtenir en une seule mesure la totalité de la caractéristique directe de (CST).

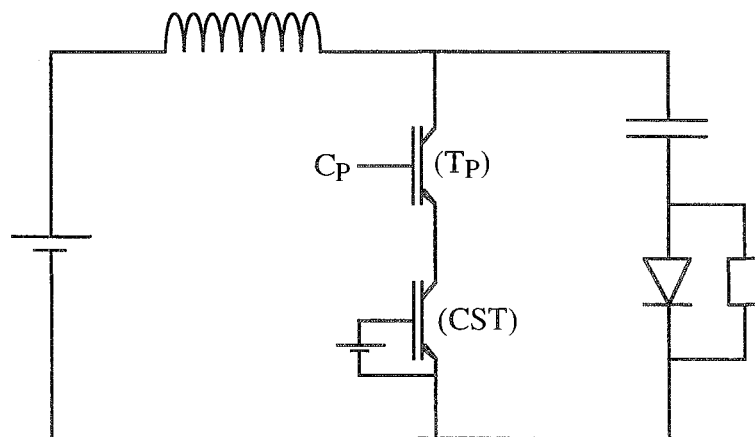


Figure 3.14 : Banc de caractérisation statique "forts courants"

Pour les diodes enfin, on peut également les caractériser en roue libre, au sein d'une structure hacheur série dont la charge inductive est constituée d'un simple câble. On obtient de nouveau la totalité de la caractéristique directe du dispositif en une unique mesure, pendant la décroissance exponentielle du courant de charge.

Nous présentons, figure 3.16, les résultats obtenus, au moyen du banc 3.13, sur les IGBT "standard" (S), "fast" (F) et "ultrafast" (U) de la famille IRGPC50 (50 A-600 V).

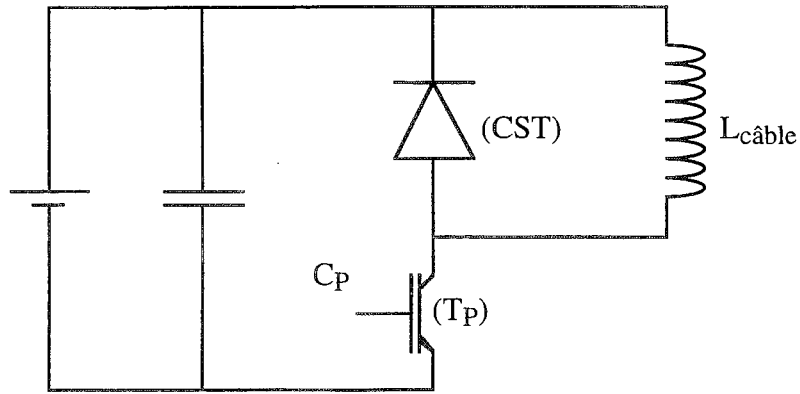


Figure 3.15 : Banc de caractérisation statique pour diodes

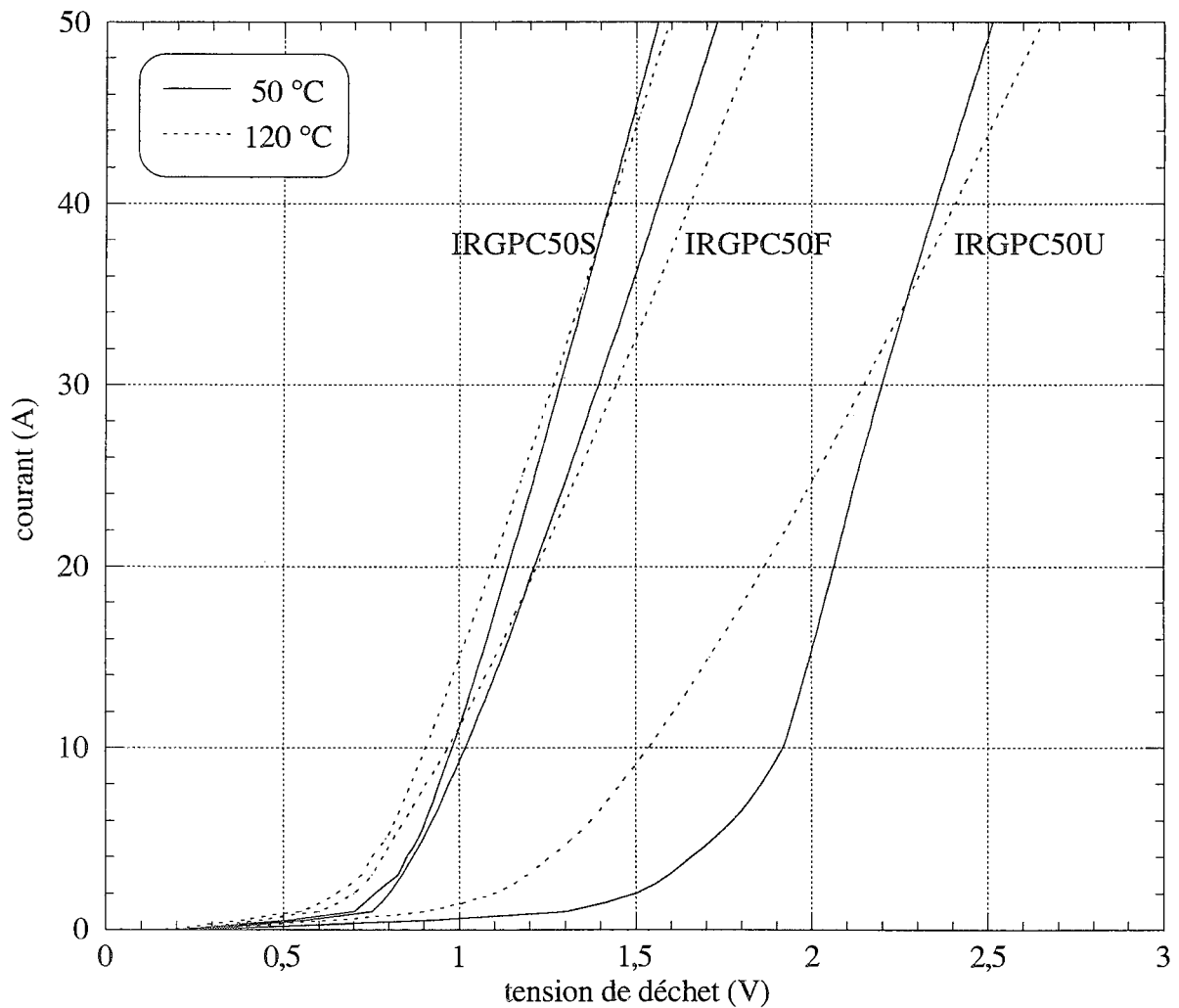


Figure 3.16 : Caractéristiques directes des interrupteurs IRGPC50S, IRGPC50F et IRGPC50U à 50° C et 120° C

### 3.2.2 : Pertes dynamiques

#### 3.2.2.1 : Modélisation dynamique

Une des particularités de la modélisation des pertes statiques est son caractère général. En effet, la

structure de puissance n'intervient qu'au travers de l'onde de courant  $i_F(t)$  qu'elle impose au dispositif semiconducteur durant la phase de conduction. Le réseau  $V_F(I_F, T_j)$  étant du seul ressort du composant, la stratégie de caractérisation de l'état passant s'en trouve grandement facilitée. A l'inverse, les phases de transition ne peuvent être appréhendées de la même façon, en découplant le circuit du composant. Interviennent, selon une liste non exhaustive :

- le type de commutation : forcé, assisté, zéro de courant, zéro de tension, ...
- les fronts de tension et de courant, l'amplitude des courants et tensions découplés,
- la dynamique des signaux de commande,
- les éléments parasites : inductances, capacités, ...
- le composant étudié et les autres composants actifs du circuit : temps de commutation, courant de traînage, courant de recouvrement, température, ...

En conséquence de quoi nous nous pencherons sur un type donné de convertisseur : le hacheur série le plus élémentaire présenté ci-dessous, qui offre un intérêt pédagogique certain, relatif à la continuité de la tension d'alimentation et du courant de charge.

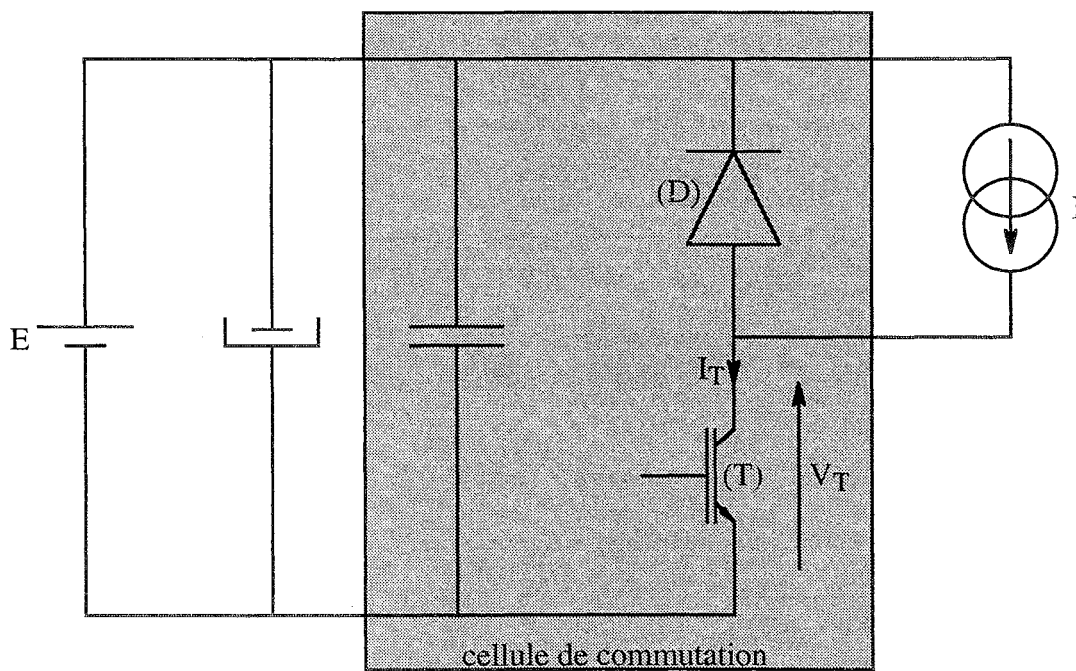


Figure 3.17 : Cellule hacheur série élémentaire

### Pertes à la fermeture de (T)

Pendant cette phase d'amorçage, en considérant un courant constant dans la charge, l'interrupteur et la diode sont traversés par des courants complémentaires. Par conséquent, l'étude de la commutation de l'interrupteur à la fermeture doit prendre en compte les phénomènes liés à l'ouverture de la diode. En second lieu, le front de courant étant contrôlé par l'interrupteur, la tension à ses bornes lui sera imposée, par la tension  $E$  d'alimentation du montage bien sûr, mais également par l'inductance parasite de la cellule de commutation, ou inductance de maille  $L_m$ .

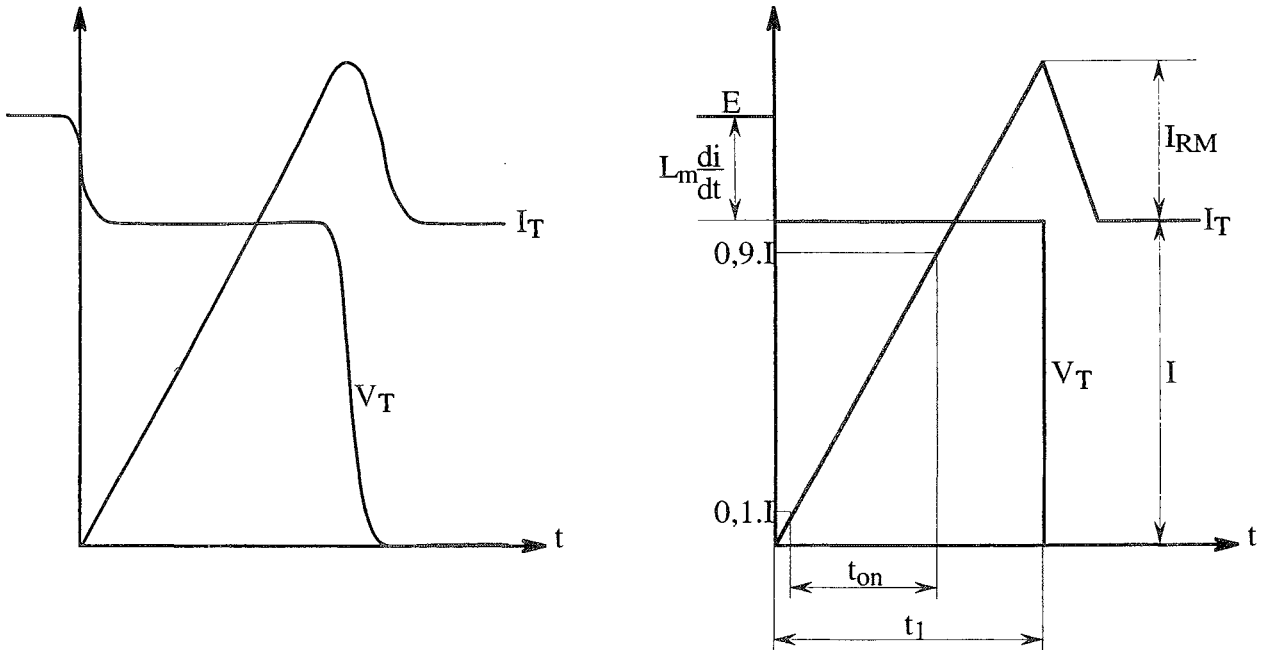


Figure 3.18 : Ondes réelles et idéalisées de tension et de courant à la fermeture de (T)

Sur la base des ondes idéalisées, on peut établir l'énergie dissipée à la fermeture en fonction de la tension et du courant commutés, comme suit :

$$W_{on} = k_{on} \cdot E \cdot I - k'_{on} \cdot I^2 \quad (3.28),$$

avec, en utilisant les notations figure 3.18 :

$$\begin{cases} k_{on} = 0,4 \cdot \frac{t_f^2}{t_{on}} \\ k'_{on} = 0,32 \cdot \frac{t_f^2}{t_{on}^2} \cdot L_m \end{cases} \quad (3.29).$$

Les coefficients  $k_{on}$  et  $k'_{on}$  dépendent, outre des caractéristiques dynamiques de l'interrupteur, de celles de la diode, de l'inductance de maille, et d'une façon générale de la tension et du courant commutés.

#### Pertes à l'ouverture de (T)

L'ouverture d'un IGBT s'effectue, vis-à-vis du courant, en deux parties toujours bien distinctes. La première, très rapide, correspond au blocage de la fonction MOS de l'interrupteur, et occasionne une surtension due à l'inductance de la cellule de commutation. Dès lors apparaît le recouvrement de la fonction bipolaire PNP, et ce, comme il est coutume de la qualifier pour la circonstance, "base en l'air". Il en résulte un changement net de pente dans la décroissance du courant. Cette seconde phase, dite de traînage, et caractérisée par son amplitude initiale  $I_{tail}$  et sa durée  $t_{tail}$ , se produit sous pleine tension, et est donc relativement dissipative.



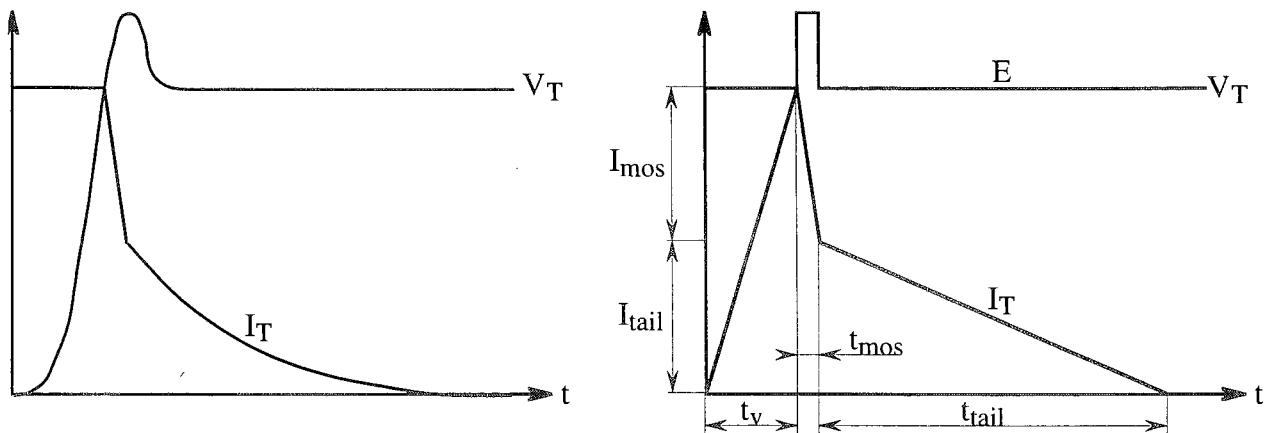


Figure 3.19 : Ondes réelles et idéalisées de tension et de courant à l'ouverture de (T)

En notant  $W_{off}$  l'énergie dissipée à l'ouverture, on a :

$$W_{off} = k_{off} \cdot E \cdot I + k'_{off} \cdot I^2 \quad (3.30),$$

avec :

$$\begin{cases} k_{off} = \frac{t_v}{2} + \frac{2\beta+1}{2(\beta+1)} t_{mos} + \frac{\beta}{2(\beta+1)} t_{tail} \\ k'_{off} = \frac{2\beta+1}{2(\beta+1)^2} \cdot L_m \\ \beta = \frac{I_{tail}}{I_{mos}} \end{cases} \quad (3.31).$$

### Pertes dynamiques de (T)

Ainsi, pour une cellule de type hacheur série, à commutation forcée non assistée, on peut établir une modélisation générale de l'énergie dissipée, à l'ouverture et à la fermeture, dans l'interrupteur commandable. En négligeant l'ondulation de courant de charge, et en notant  $W_{com}$  la somme des deux termes énergétiques établis précédemment, on écrira :

$$W_{com} = k_{com} \cdot E \cdot I + k'_{com} \cdot I^2 \quad (3.32),$$

avec :

$$\begin{cases} k_{com} = k_{on} + k_{off} \\ k'_{com} = -k'_{on} + k'_{off} \end{cases} \quad (3.33).$$

Une fois l'environnement électrique de l'interrupteur entièrement fixé, nous considérerons que les coefficients  $k_{com}$  et  $k'_{com}$  ne sont plus paramétrés que par les conditions de fonctionnement : courant de charge, tension d'alimentation, et température de jonction de (T). Nous verrons que pour une

précision accrue du modèle, il faudrait de surcroît tenir compte de l'état thermique de la diode de roue libre.

Conclusion

Dans l'exemple traité apparaissent toutes les limites de la modélisation empirique du régime dynamique d'un interrupteur. La structure de puissance y est omniprésente, qualitativement (eu égard aux formes d'ondes qui lui sont associées), et quantitativement (suivant les caractéristiques de ses éléments constitutifs). La caractérisation expérimentale se devra par conséquent d'être in situ. Elle révélera, pour les coefficients  $k_{com}$  et  $k'_{com}$  relatifs au fonctionnement hacheur série, une dépendance relativement linéaire en fonction de la température de jonction de ( $T$ ) :

$$\begin{cases} k_{com} = W_1 + a_{com} \cdot T_j \\ k'_{com} = W_2 + b_{com} \cdot T_j \end{cases} \quad (3.34).$$

3.2.2.2 : Caractérisation dynamique

Un banc de caractérisation dynamique d'un interrupteur doit permettre le contrôle de tous les paramètres influents. Nous avons choisi une structure de puissance de type hacheur série, en avons réalisé un prototype au sein duquel nous effectuerons la caractérisation des IGBT IRGPC50 (S, F et U). Ce faisant, nous fixons définitivement la cellule de commutation. Nous utiliserons en outre toujours les mêmes diode de roue libre (BYT261PIV600) et carte de commande rapprochée. Il nous reste encore à contrôler simultanément la tension d'alimentation  $E$ , le courant commuté  $I$ , et la température de jonction du dispositif  $T_j$ .

Nous combinerons pour cela un fonctionnement hacheur monocoup (en réalité pseudo-monocoup) et un fonctionnement hacheur classique. Le premier, incombant à l'interrupteur testé, permet la maîtrise de l'état thermique de celui-ci, par échauffement externe. Le second, pris en charge par un interrupteur pilote, sert à fixer le courant commuté.

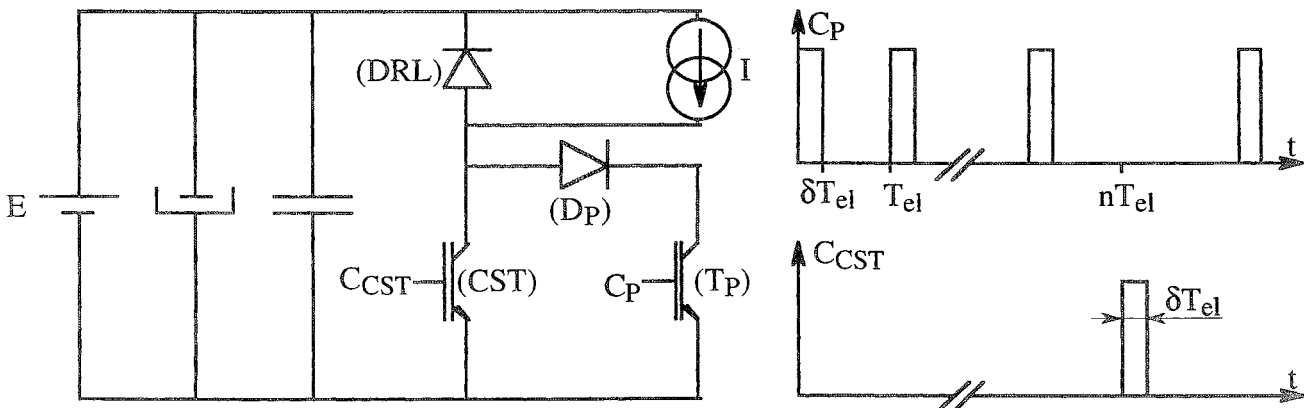


Figure 3.20 : Banc de caractérisation dynamique d'un interrupteur commandable en fonctionnement hacheur série

La diode ( $D_p$ ) permet de réduire les effets capacitifs de l'interrupteur pilote lors des commutations du composant sous test. Quant à la charge, elle est constituée d'une inductance de 24 mH, en série avec un rhéostat de puissance avec lequel nous réglerons le niveau de courant. Pour minimiser l'échauffement interne du dispositif, la durée  $\delta T_{e1}$  de la phase de conduction ne doit pas excéder quelques dizaines de microsecondes, avec une période de répétition  $nT_{e1}$  pour (CST) de quelques secondes. Le banc 3.20 permet ainsi la caractérisation des commutations à l'ouverture et à la fermeture du dispositif étudié, ce pour des conditions de tension, courant et température entièrement ajustables.

Nous avons mené une campagne de caractérisation dynamique des interrupteurs IGBT de la gamme IRGPC50. Les figures qui suivent en présentent quelques résultats, relatifs au composant "fast".

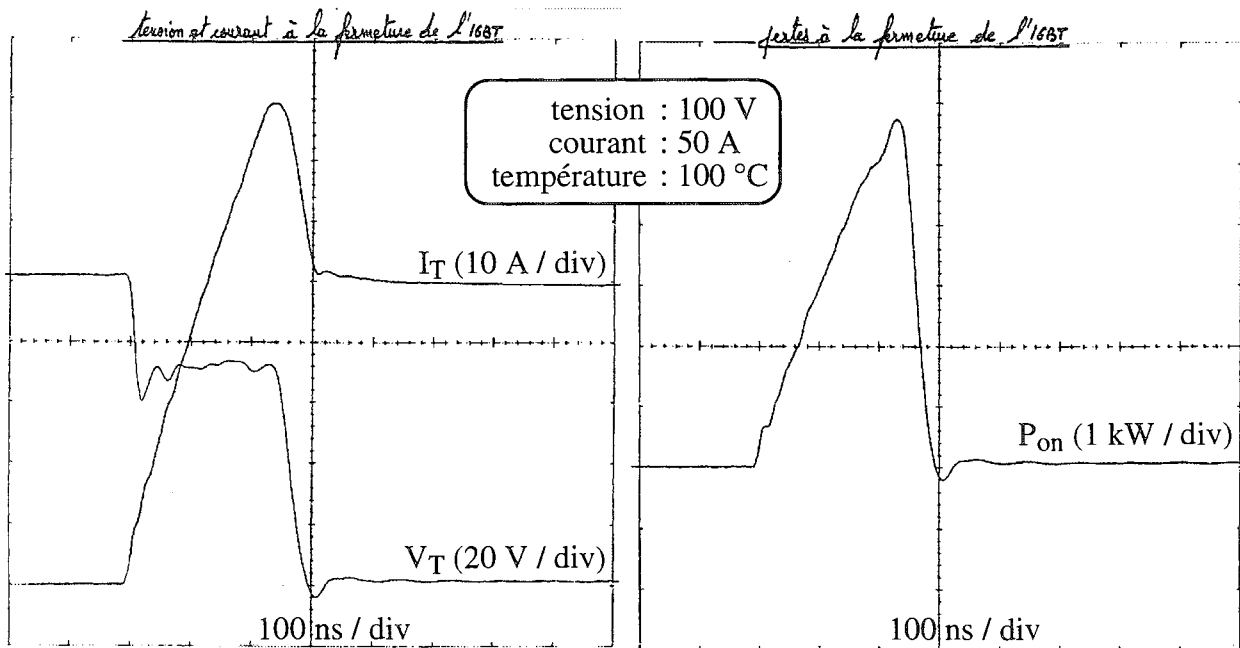


Figure 3.21 : Ondes de courant, de tension et de puissance à la fermeture de l'IRGPC50F

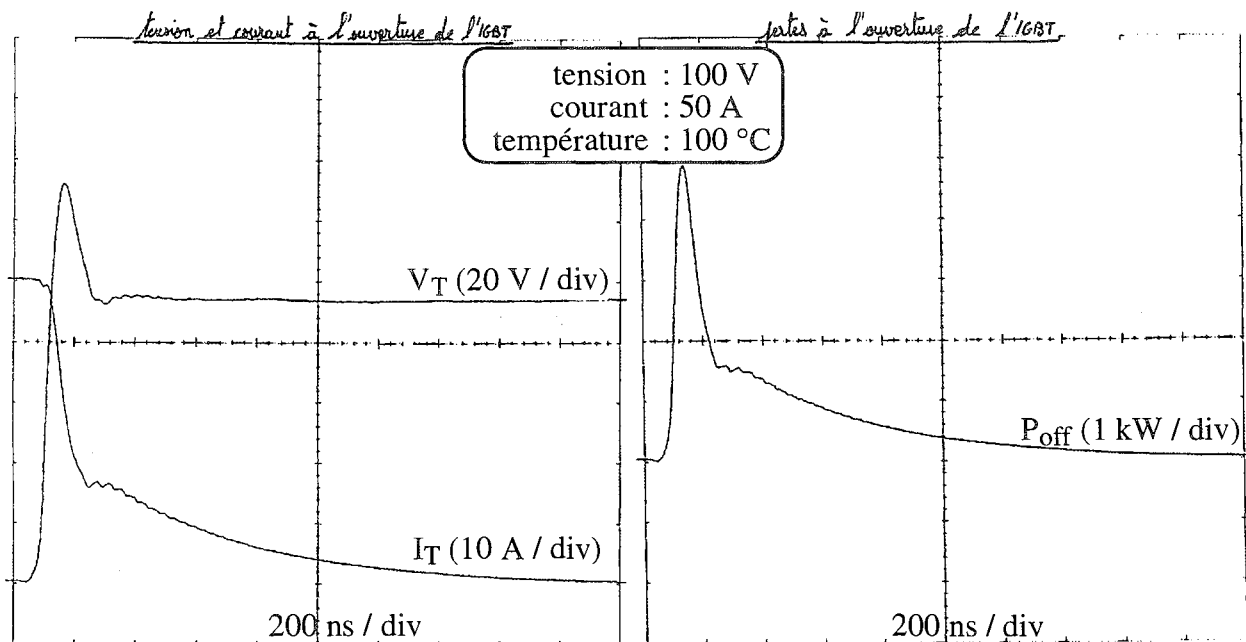


Figure 3.22 : Ondes de courant, de tension et de puissance à l'ouverture de l'IRGPC50F

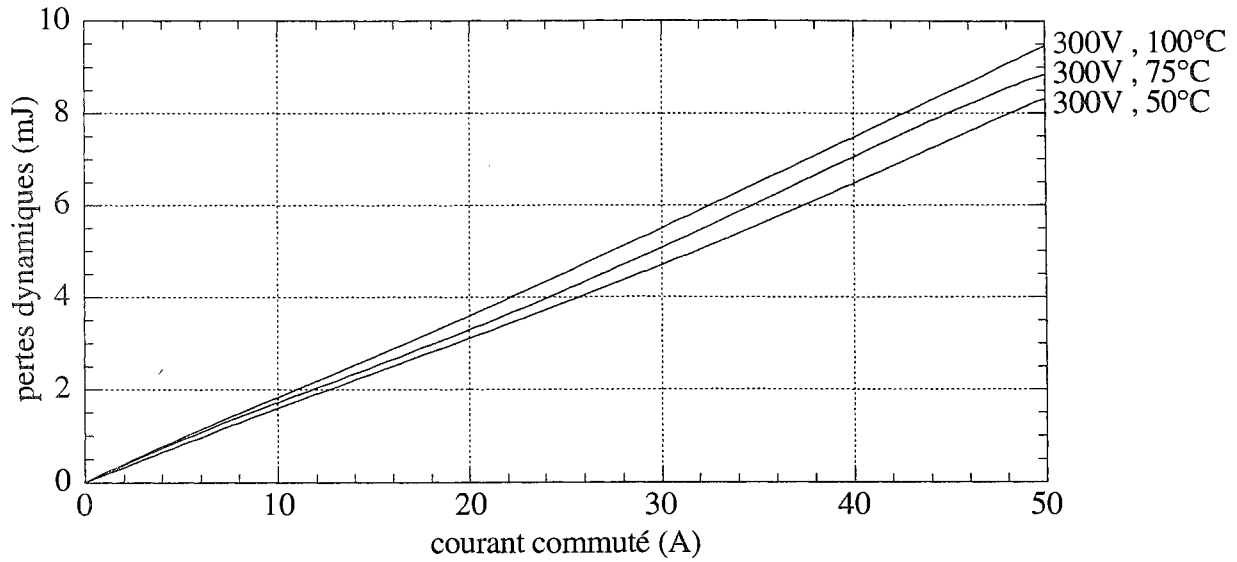


Figure 3.23 : Pertes dynamiques de l'IRGPC50F en fonction du courant

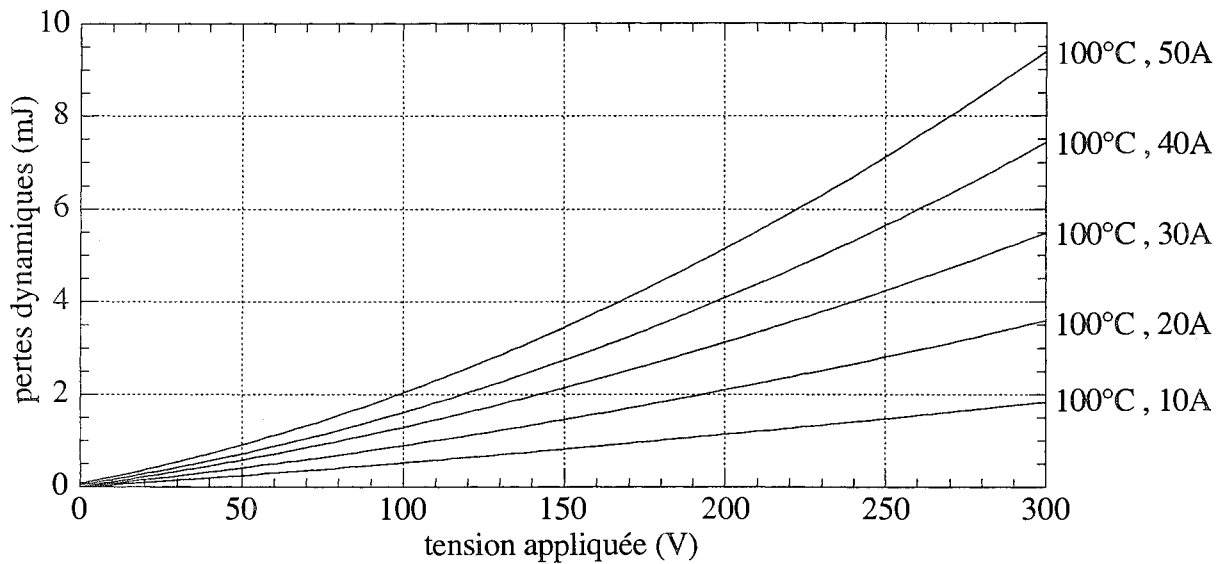


Figure 3.24 : Pertes dynamiques de l'IRGPC50F en fonction de la tension

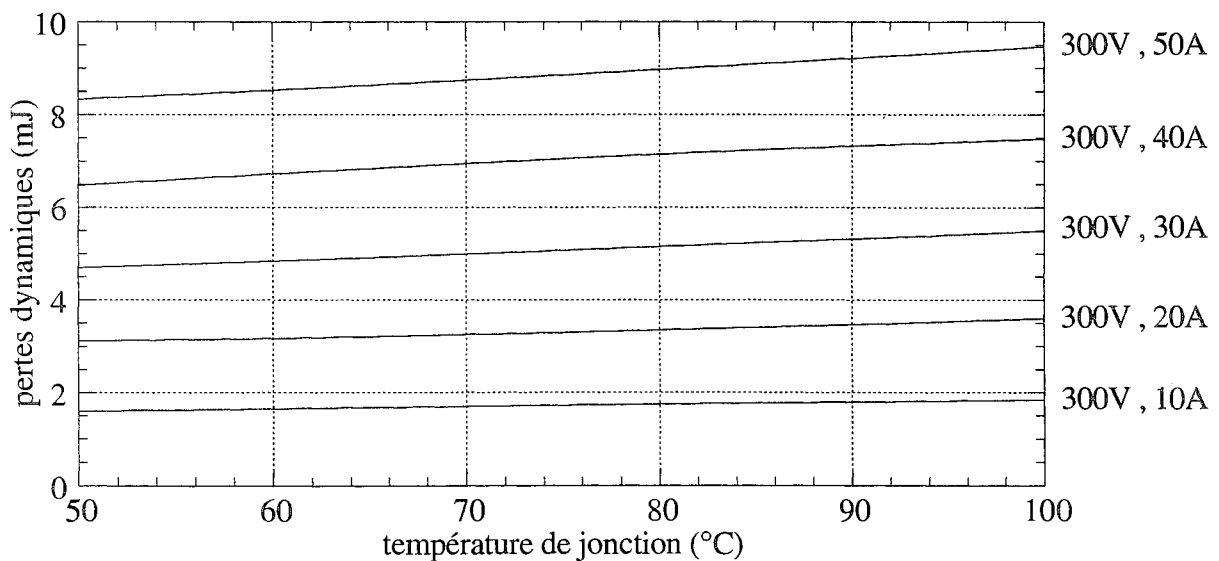


Figure 3.25 : Pertes dynamiques de l'IRGPC50F en fonction de la température

Nous adopterons, dans ce qui suit, un modèle des pertes dynamiques linéaires en fonction de la température :

$$W_{\text{com}} = (W_1 + a_{\text{com}}T_j).E.I + (W_2 + b_{\text{com}}T_j).I^2 \quad (3.35),$$

avec des coefficients  $\{W_1, a_{\text{com}}, W_2, b_{\text{com}}\}$  indépendants du courant commuté, mais variables en revanche avec la tension appliquée, comme l'indique la figure 3.24.

La structure de caractérisation que nous avons utilisée ne constitue bien évidemment en rien la solution unique. On peut en particulier imaginer des stratégies de commande moins contraignantes pour l'interrupteur pilote et la diode de roue libre, comme par exemple celle adoptée par l'équipe de D. LAFORE de l'ESIM-IMT, qui consiste, via  $T_P$ , à établir (et non plus maintenir) le courant de charge. Une fois le niveau voulu atteint, on procède à une première phase de roue libre par ouverture de  $T_P$ , puis à la fermeture, conduction et ouverture de (CST), à l'issue de quoi s'opère une phase finale de roue libre avec décroissance exponentielle du courant de charge.

Enfin, une structure hacheur série classique convient parfaitement à la caractérisation dynamique des diodes. Il suffit pour cela de se placer en régime de fonctionnement quasi-continu, interrompu de façon très occasionnelle et pour une brève durée afin d'étudier le comportement dynamique de la diode de roue libre durant la phase du même nom.

### 3.3 Modélisation globale du couplage électrothermique

Aux modèles électriques, il reste à adjoindre un outil décrivant les transferts de chaleur des sources de dissipation vers le radiateur. Nous ferons ici usage du concept de résistance thermique, sans nous préoccuper de la nature éventuellement multipuces du dispositif étudié. Le régime thermique sera supposé stationnaire, hypothèse reposant en pratique sur un choix adéquat du couple fréquence de découpage - rapport cyclique, eu égard à la constante de temps thermique de la partie silicium. En outre, nous considérerons invariante la résistance thermique totale du système composant-radiateur.

#### 3.3.1 : Caractérisation thermique

La mesure de la résistance thermique d'un dispositif s'effectue au moyen du banc de caractérisation thermique des CEP en régime stationnaire. Ce banc, dont le principe a été présenté en section 3.1.3.2, est dédié à la mesure de la température de jonction  $T_j$  d'un composant conduisant, de façon quasi-continue, un courant de charge  $I_F$ . Dès lors, en notant  $V_F$ , la tension de déchet et  $T_a$  la température du puits de chaleur, on obtient la résistance thermique  $R_{th}$  du système composant-radiateur en calculant :

$$R_{th} = \frac{T_j - T_a}{V_F \cdot I_F} \quad (3.36).$$

Concernant les interrupteurs IGBT de la gamme IRGPC50, nous avons mesuré, pour un courant de charge de 50 A et un refroidissement sur plaque à eau :

$$R_{th}(\text{IRGPC50S}) = 1,03 \text{ } ^\circ\text{C.W}^{-1},$$

$$R_{th}(\text{IRGPC50F}) = 1,07 \text{ } ^\circ\text{C.W}^{-1},$$

$$R_{th}(\text{IRGPC50U}) = 0,99 \text{ } ^\circ\text{C.W}^{-1},$$

les différences observées étant imputables, outre aux erreurs de mesure, aux disparités des qualités de contact composant-radiateur (couche de graisse, serrage).

### 3.3.2 : Couplage électrothermique en conduction continue

#### 3.3.2.1 : Modélisation

Considérons un système composant-puits de chaleur, caractérisé par :

$V_{00}$ ,  $a$ ,  $r_{00}$ ,  $b$  : paramètres statiques du composant,

$T_a$  : température du puits de chaleur,

$R_{th}$  : résistance thermique du système.

Les équations électrothermiques du système en régime de conduction continue s'écrivent, en notant  $I_F$  le courant conduit,  $V_F$  la chute de tension directe,  $P$  la puissance dissipée et  $T_j$  la température de jonction du composant :

$$\begin{cases} V_F = (V_{00} - aT_j) + (r_{00} + bT_j).I_F \\ P = V_F.I_F \\ P = \frac{T_j - T_a}{R_{th}} \end{cases} \quad (3.37).$$

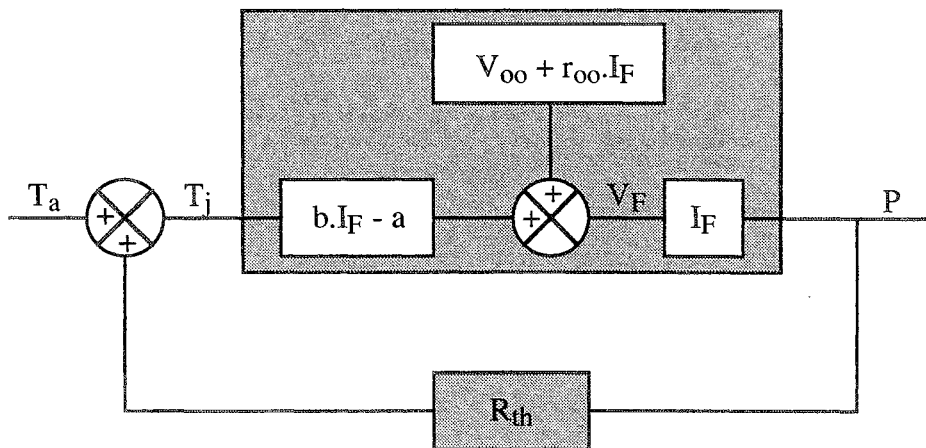


Figure 3.26 : Couplage électrothermique composant-radiateur en conduction continue

La résolution des équations (3.37) permet d'exprimer la température de jonction du composant en fonction du courant conduit :

$$T_j = \frac{T_a + R_{th} \cdot I_F (V_{00} + r_{00} I_F)}{1 - R_{th} \cdot I_F (b I_F - a)} \quad (3.38),$$

relation à partir de laquelle il est aisé d'établir les lois d'évolution de la tension de déchet et de la puissance dissipée, mais surtout où apparaît clairement l'influence du couplage électrothermique, sans lequel le dénominateur serait invariablement égal à l'unité.

### 3.3.2.2 : Validation expérimentale

Nous avons procédé à la mise en oeuvre des interrupteurs IRGPC50 au sein du banc de mesure de température de jonction par PTS (banc relatif au régime thermique stationnaire, présenté en section 3.1.3.2), les composants ayant été préalablement étalonnés en  $V_f$ . Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés ci-dessous à ceux issus du calcul théorique.

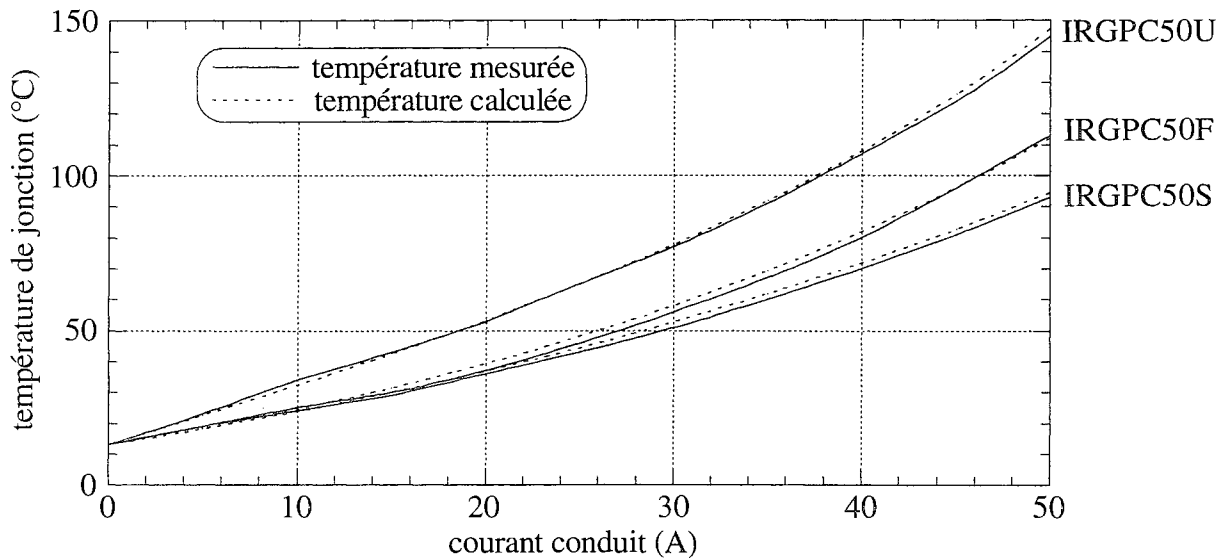


Figure 3.27 : Evolution des températures de jonction mesurée et calculée

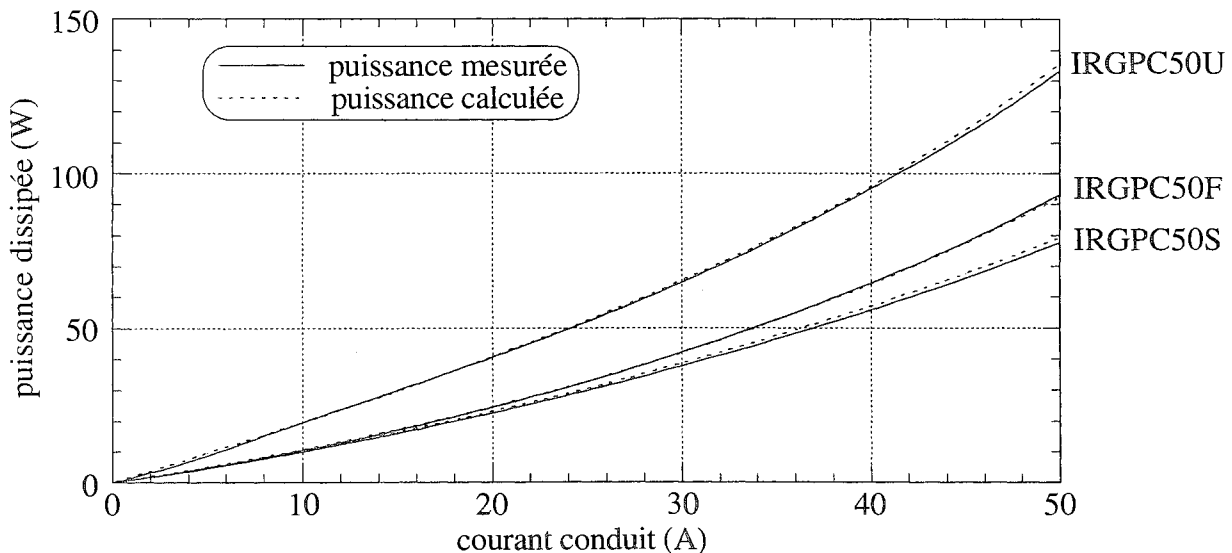


Figure 3.28 : Evolution des puissances dissipées mesurée et calculée

La modélisation électrothermique du régime de conduction continue se montre donc très fidèle dans la plage de courant [20 A, 50 A], avec des écarts relatifs sur la température et la puissance dissipée inférieurs à 3%. Pour les niveaux de courant plus faibles, on observe sans surprise (les paramètres statiques ayant été obtenus par linéarisation des caractéristiques directes au voisinage de 50 A, courant nominal "constructeur" des composants étudiés) des écarts plus importants sur la tension de déchet, et par conséquent sur la puissance dissipée.

### 3.3.2.3 : Exploitation

La relation (3.38) permet de définir deux grandeurs caractéristiques du système composant-puits de chaleur : le courant maximum de conduction, et le courant limite de stabilité thermique en conduction.

#### Courant maximum de conduction

Le courant maximum de conduction  $I_{max}$  d'un composant, définition purement thermique du courant nominal, est le courant pour lequel la température de jonction du composant atteint une certaine valeur  $T_{jmax}$ , considérée comme maximale. Représentatif de la puissance maximale dissipable, il dépend fortement de la qualité du refroidissement, comme suit :

$$I_{max} = \frac{\sqrt{(V_{oo} - aT_{jmax})^2 + 4(r_{oo} + bT_{jmax}) \frac{T_{jmax} - T_a}{R_{th}} - (V_{oo} - aT_{jmax})}}{2(r_{oo} + bT_{jmax})} \quad (3.39).$$

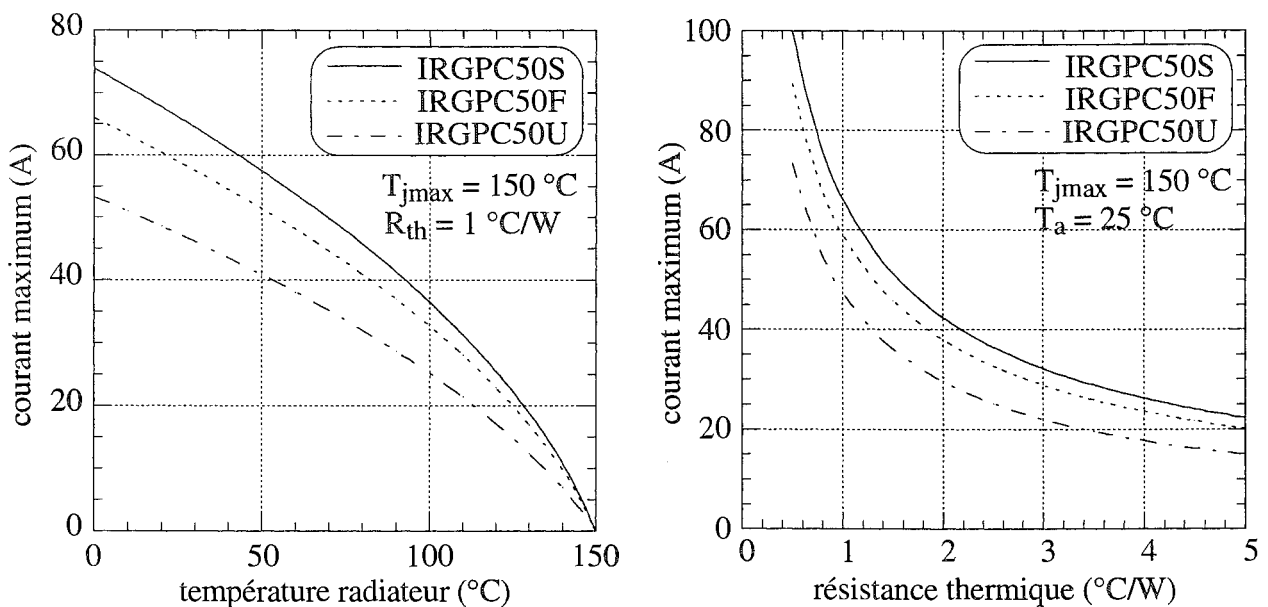


Figure 3.29 : Influence de refroidissement sur le courant maximum de conduction

#### Courant limite de stabilité thermique en conduction

Le couplage électrothermique, représenté figure 3.26 sous forme de schéma bloc, fait apparaître un



système bouclé potentiellement divergent (réaction positive). La condition de stabilité, définie par la stricte positivité du dénominateur de la relation (3.38), se traduit au niveau du courant par :

$$\begin{cases} I_F < I_{\text{stab}} \\ I_{\text{stab}} = \frac{aR_{\text{th}} + \sqrt{(aR_{\text{th}})^2 + 4bR_{\text{th}}}}{2bR_{\text{th}}} \end{cases} \quad (3.40).$$

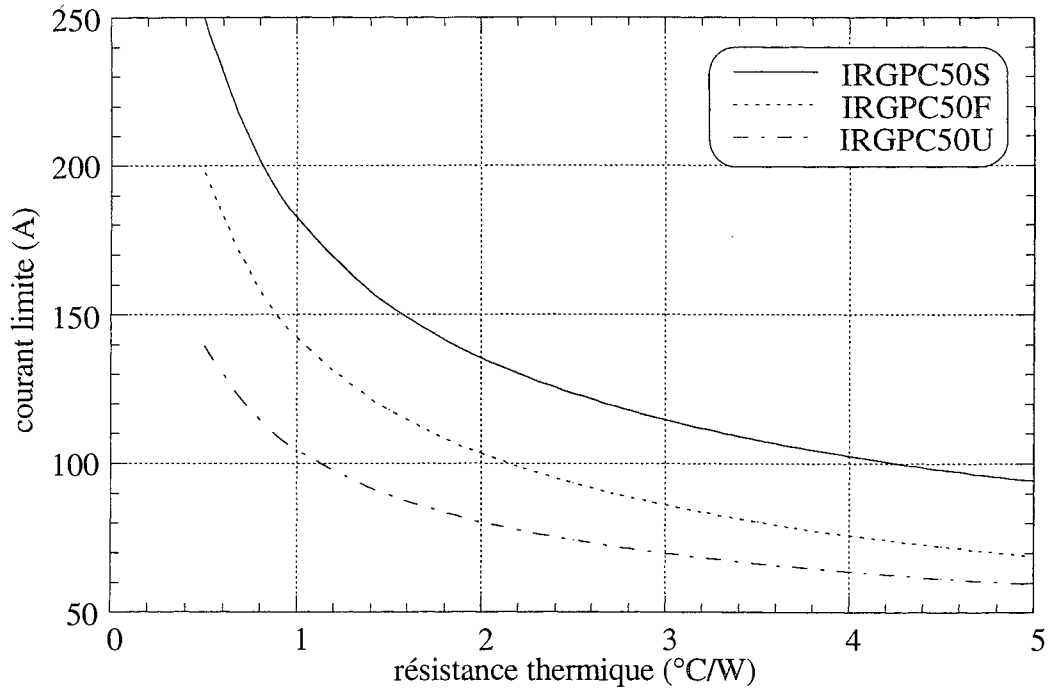


figure 3.30 : Influence du refroidissement sur la stabilité du couplage

### 3.3.3 : Couplage électrothermique en fonctionnement hacheur

#### 3.3.3.1 : Modélisation

Considérons un fonctionnement hacheur série à commutation non assistée, et notons :

- E : tension appliquée,
- I : courant conduit et commuté par l'interrupteur commandable,
- $\delta$  : rapport cyclique,
- $f_{el}$  : fréquence de découpage,
- $P_{\text{cond}}$  : pertes statiques dissipées dans l'interrupteur,
- $P_{\text{com}}$  : pertes dynamiques dissipées dans l'interrupteur,
- P : pertes totales dissipées dans l'interrupteur,
- $T_a$  : température du puits de chaleur,
- $R_{\text{th}}$  : résistance thermique du système composant-puits de chaleur,
- $T_j$  : température de jonction de l'interrupteur.

Les équations électrothermiques du système en fonctionnement hacheur s'écrivent :

- pour les pertes statiques :

$$\begin{cases} P_{cond} = \delta \cdot V_F \cdot I \\ V_F = (V_{00} - aT_j) + (r_{00} + bT_j) \cdot I \\ \{V_{00}, a, r_{00}, b\} : \text{paramètres statiques du composant} \end{cases} \quad (3.41),$$

- pour les pertes dynamiques :

$$\begin{cases} P_{com} = f_{el} \cdot W_{com} \\ W_{com} = (W_1 + a_{com}T_j) \cdot E \cdot I + (W_2 + b_{com}T_j) \cdot I^2 \\ \{W_1, a_{com}, W_2, b_{com}\} : \text{paramètres dynamiques du composant} \end{cases} \quad (3.42),$$

- pour les pertes totales :

$$\begin{cases} P = P_{cond} + P_{com} \\ P = \frac{T_j - T_a}{R_{th}} \end{cases} \quad (3.43).$$

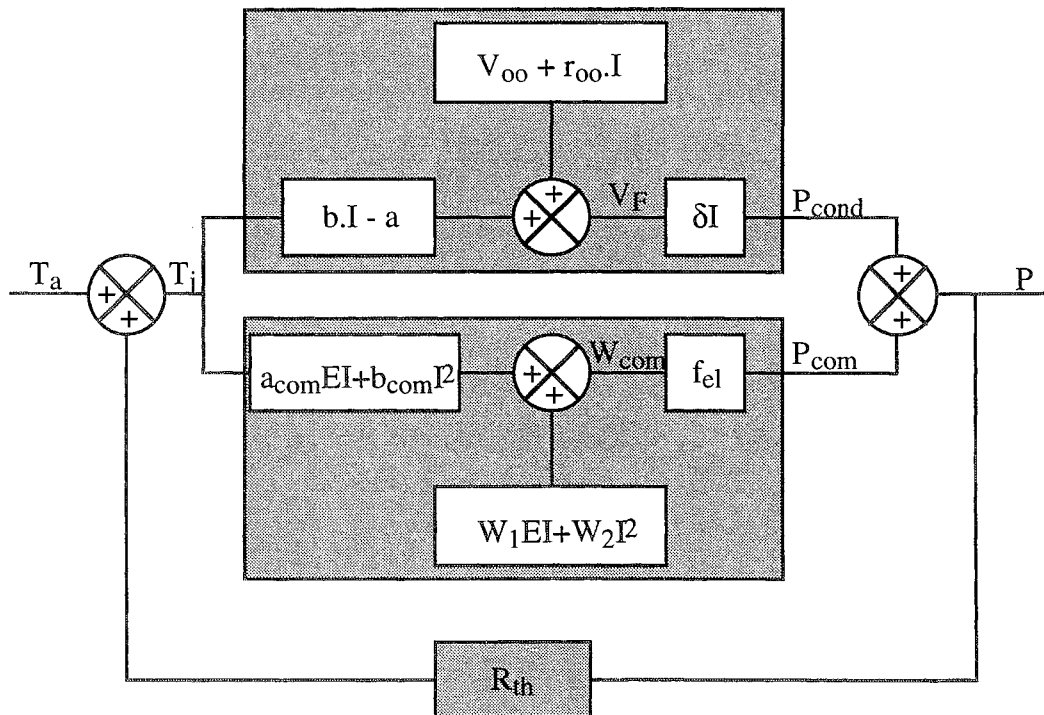


Figure 3.31 : Couplage électrothermique composant-radiateur en fonctionnement hacheur

La température de jonction du composant s'exprime, en fonction des conditions de fonctionnement  $\{E, I, \delta, f_{el}\}$ , comme suit :

$$T_j = \frac{T_a + R_{th}I \cdot (\delta \cdot (V_{00} + r_{00}I) + f_{el} \cdot (W_1E + W_2I))}{1 - R_{th}I \cdot (\delta \cdot (bI - a) + f_{el} \cdot (a_{com}E + b_{com}I))} \quad (3.44).$$

**3.3.3.2 : Validation expérimentale**

Des mesures de puissance dissipée, effectuées sur l'interrupteur IGBT IRGPC50F implanté au sein de la cellule de commutation ayant servi à la caractérisation dynamique, ont de nouveau montré la fidélité de la modélisation électrothermique des pertes.

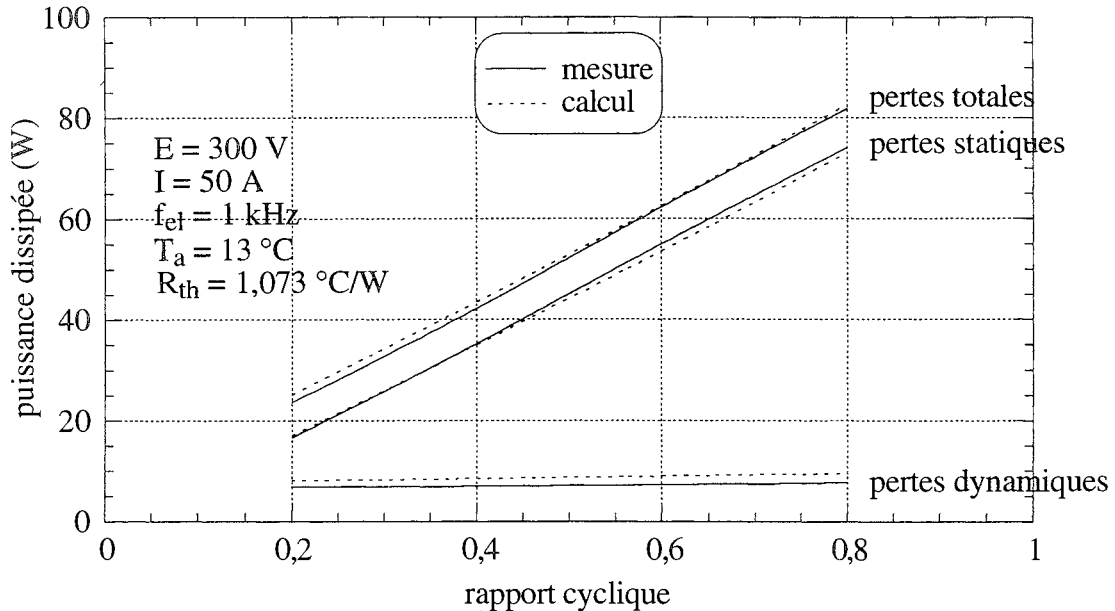


Figure 3.32 : Pertes mesurées et calculées du composant IRGPC50F

Cette expérimentation a cependant mis en évidence une surévaluation des pertes à la fermeture de l'interrupteur. C'était certes prévisible, notre modèle dynamique ne tenant aucunement compte de l'état thermique de la diode de roue libre, ni par conséquent de son influence sur le courant de recouvrement inverse. L'erreur commise, en définitive très modique devant l'amplitude des pertes totales, n'en est pas moins représentative d'une insuffisance de fond, illustrée ci-dessous, de notre description empirique de la commutation à la fermeture.

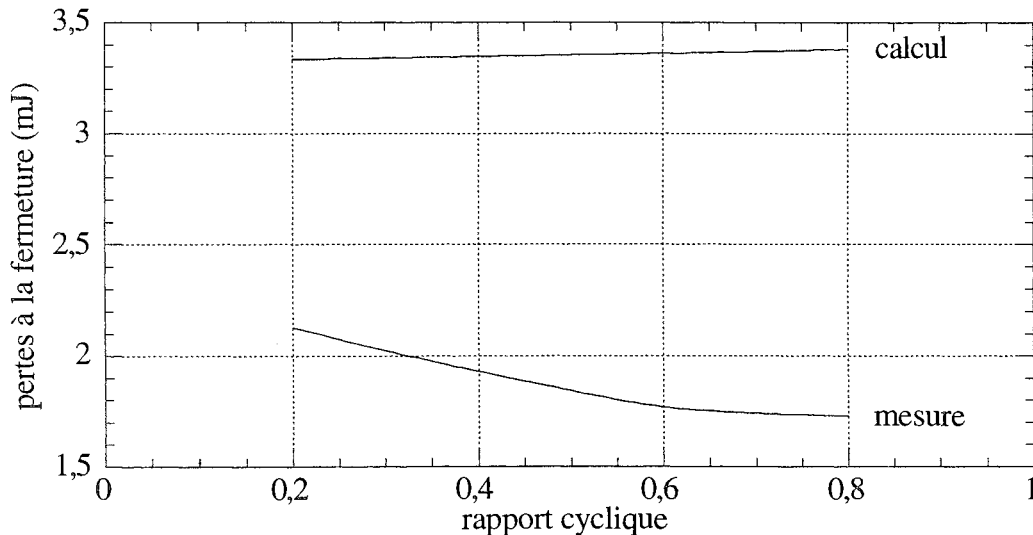


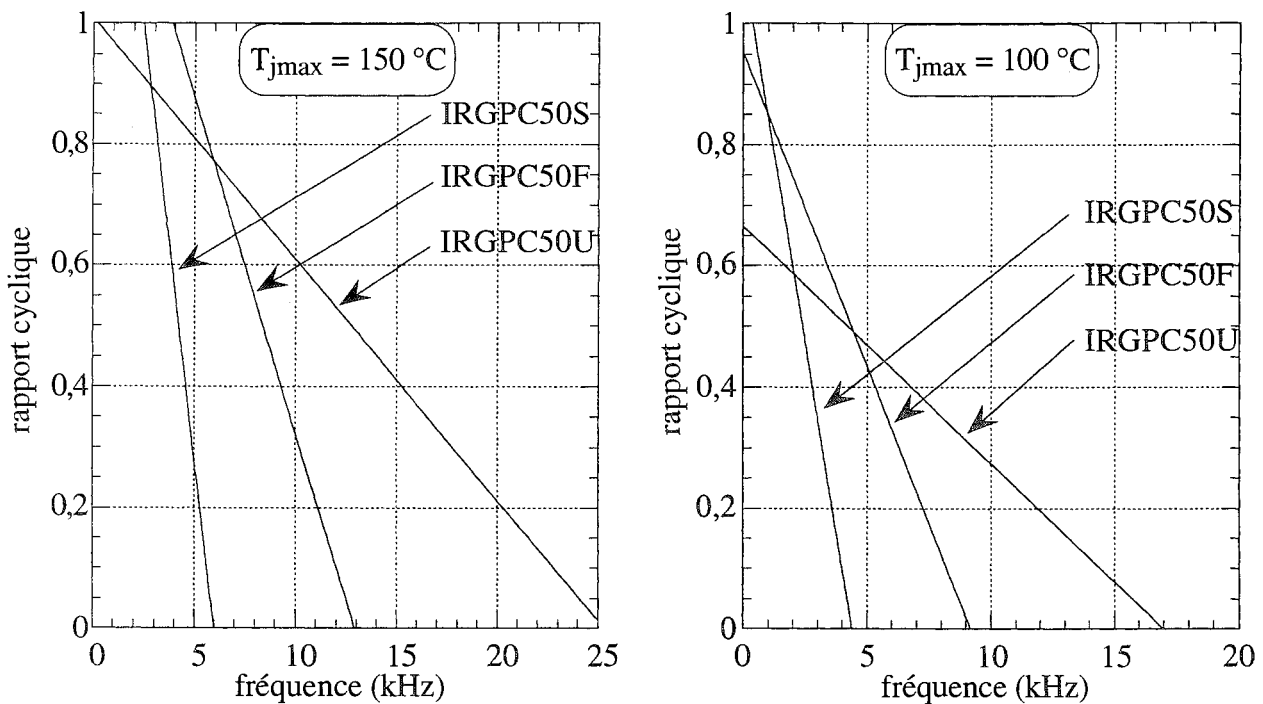
Figure 3.33 : Pertes à la fermeture du composant IRGPC50F

**3.3.3.3 : Exploitation**

De la même façon qu'en conduction continue, l'équation (3.44) peut donner lieu à la définition d'un courant maximum et d'un courant limite de stabilité thermique, qui ne dépendront plus uniquement de la qualité du refroidissement, mais également des conditions de fonctionnement : tension appliquée, rapport cyclique, fréquence de découpage.

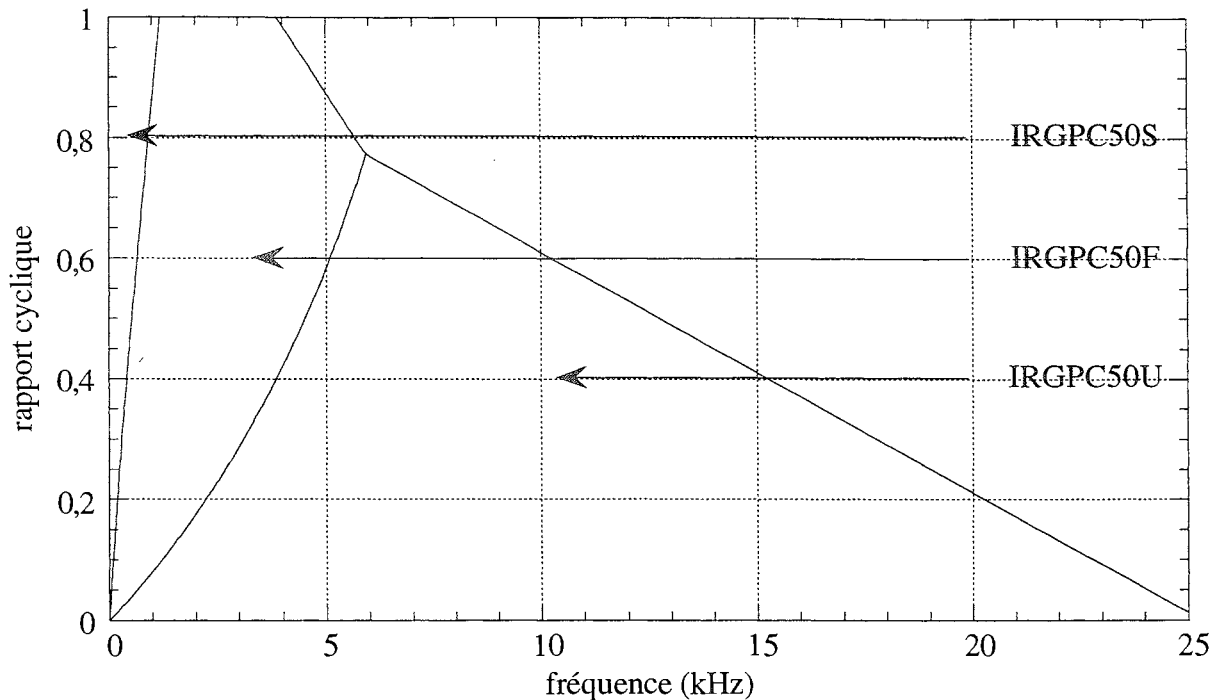
Plus généralement, elle peut servir de base à l'étude des performances et des limites du système composant-radiateur. Une première application est la détermination des aires de fonctionnement du système, relativement à une limite thermique  $T_{jmax}$  donnée. Il s'agit de définir le domaine du plan  $(X_1, X_2)$  respectant cette limite,  $X_1$  et  $X_2$  étant deux conditions de fonctionnement choisies, en ce qui nous concerne, parmi  $\{E, I, \delta, f_{el}, T_a, R_{th}\}$ . Par exemple, l'aire de fonctionnement  $(\delta, f_{el})$  du système composant-radiateur sera donnée, pour des conditions particulières  $\{E, I, T_a, R_{th}\}$ , par :

$$f_{el} \geq 0 \text{ et } 0 \leq \delta \leq 1 \text{ et } T_j \leq T_{jmax} \tag{3.45}$$



**Figure 3.34 : Aires de fonctionnement  $(\delta, f_{el})$**   
 $(E = 300 \text{ V}, I = 50 \text{ A}, T_a = 13 \text{ }^\circ\text{C}, R_{th} = 1 \text{ }^\circ\text{C/W})$

Une seconde application est axée sur la comparaison des composants entre eux, afin d'apporter un élément de réponse au délicat problème du choix d'un CEP pour un convertisseur donné. On pourra par exemple régionaliser le plan  $(X_1, X_2)$  en ajoutant, au critère précédent de fiabilité, un critère de rendement. Pour illustration, la figure ci-dessous présente, dans le plan  $(\delta, f_{el})$ , les zones d'utilisation des interrupteurs IRGPC50, pour un fonctionnement hacheur à moindres pertes (et donc à moindre température de jonction).



**Figure 3.35 :** Partition du plan  $(\delta, f_e)$  minimisant les pertes  
 ( $E = 300 \text{ V}$ ,  $I = 50 \text{ A}$ ,  $T_a = 13 \text{ °C}$ ,  $R_{th} = 1 \text{ °C/W}$ ,  $T_{jmax} = 150 \text{ °C}$ )

## Conclusion

L'utilisation adéquate d'un interrupteur de puissance nécessite, pour peu que l'on s'intéresse au rendement, ou à la fiabilité, ou plus simplement au bon fonctionnement de l'application, une connaissance précise des pertes dissipées dans la partie active du composant durant chacune des phases de fonctionnement. Les données fournies par les constructeurs ne permettent de se faire qu'une idée vague des performances envisageables des dispositifs. Cette lacune n'est évidemment pas imputable aux constructeurs qui s'efforcent de caractériser au mieux les produits développés. La difficulté d'évaluation in situ provient du fait que, malgré un rôle prépondérant joué par les caractéristiques intrinsèques de la partie silicium, un certain nombre de paramètres externes intervient de manière significative sur le comportement global de la fonction interrupteur.

Ce sont en premier lieu les paramètres liés à l'environnement électrique, qui imposent une évaluation du composant au sein d'une cellule de commutation aussi proche que possible de celle qu'il aura à subir dans la structure du convertisseur. De fait, l'amélioration technologique des performances dynamiques d'un interrupteur commandable ne suffit pas à accroître celles de la fonction interrupteur dans les mêmes proportions. L'association avec une diode de roue libre de qualité équivalente à celle de l'interrupteur ne peut être, à ce propos, que fortement recommandée pour éviter de perdre d'un côté ce que l'on tente de gagner de l'autre. En outre, les techniques de câblage doivent être, elles aussi, à la mesure des composants mis en oeuvre pour réduire les effets néfastes des éléments parasites.

Enfin, et surtout, la principale limitation des semiconducteurs de puissance reste associée à l'environnement thermique. C'est en définitive la qualité des transferts de chaleur, qui inclut celle du refroidissement, qui détermine le domaine d'utilisation du composant, et en particulier la puissance commutable et la tenue en courant. Aussi le dimensionnement de la fonction interrupteur, phase incontournable de la conception d'un convertisseur, est-il du ressort général de la thermique des CEP.

Nous avons, au cours de ce chapitre, posé les jalons gravitant autour de la conception d'une fonction interrupteur de puissance. Chacun d'eux, de la structure générale de la cellule de commutation définie par le circuit au petit bout de câble aux effets inductifs mesurables, mérite un développement particulier. Nous avons focalisé, pour notre part, sur les aspects thermiques, en posant les principes de base de la conception thermique d'une fonction interrupteur :

- caractérisation électrothermique des CEP,
- modélisation électrothermique de la dissipation de puissance,
- modélisation du couplage électrothermique CEP-refroidisseur.

Nous nous sommes attachés à les appliquer sur un exemple précis, en optant pour des descriptions électrique empirique et thermique globale, de façon à mettre en exergue toute l'importance de la thermique des CEP dans la définition des régimes électriques nominaux.

Il reste alors, vaste perspective, à affiner les approches électrique et thermique. Nous consacrons notre prochain et dernier chapitre à une généralisation de la description des transferts de chaleur.



## CHAPITRE 4

COUPLAGE ELECTROTHERMIQUE

ET TENUE EN COURANT





**Chapitre 4**  
**Couplage électrothermique**  
**et tenue en courant**

## Introduction

L'approche électrothermique développée au chapitre précédent reposait sur une modélisation globale, doublement intégrale, des transferts de chaleur dans les CEP. Le premier niveau d'intégration est lié à l'usage même de la notion de température de jonction. Nous ne pourrions guère nous en affranchir, compte tenu de la nature non strictement locale des lois électriques de dissipation de puissance pour laquelle nous avons opté. Rappelons, à toute fin utile, qu'une description locale des pertes dissipées dans une puce semiconductrice passe par le calcul de la densité de puissance, fonction scalaire des coordonnées de l'espace, non seulement implicitement via le champ de température (couplage électrothermique), mais également d'une façon explicite associée à la physique des semi-conducteurs. Nous avons, pour notre part, fait appel à une modélisation électrique macroscopique basée sur le calcul de puissances dissipées. Dès lors, le couplage électrothermique ne peut être décrit qu'au moyen du concept température de jonction.

Le second niveau d'intégration est lié à la représentation de l'état thermique de la fonction semiconductrice d'un CEP par un unique scalaire. Cette représentation, qui ne tient aucunement compte de la nature éventuellement multipuces de ladite fonction, est par conséquent susceptible de masquer des déséquilibres thermiques importants, et de conduire à une surévaluation de la tenue en courant des CEP.

Nous abordons là la problématique générale de la conception électrothermique des macro-composants constitués de puces élémentaires en parallèle, pour laquelle il est impératif de discrétiser la représentation thermique de la fonction semiconductrice en au moins autant de températures de jonction qu'il y a de puces. En effet, dans les structures de l'électronique de puissance, l'interrupteur contrôle en conduction sa tension de déchet, tandis que la source, ou la charge, lui impose un courant. Il s'agit donc de décrire finement le couplage électrothermique, pour une prise en compte de son incidence sur la répartition de courant. En règle générale :

- un comportement électrothermique positif (MOS, IGBT au-delà du niveau de courant  $I_0$  annulant le coefficient de température de la tension de déchet) est favorable à la mise en parallèle, en ceci qu'il atténue un éventuel déséquilibre (électrique et/ou thermique) initial,
- a contrario, un comportement électrothermique négatif (diodes, thyristors, GTO, MCT, IGBT au-dessous du courant  $I_0$ ) est défavorable à la mise en parallèle, en ceci qu'il amplifie un éventuel

déséquilibre initial.

Il s'agit, répétons-le, d'une règle générale, à considérer par conséquent, si ce n'est avec circonspection, au moins avec un certain recul.

Considérons, pour illustration, deux composants  $C_1$  et  $C_2$  associés en parallèle, identiquement refroidis à une température constante  $T_a$ , et dont les caractéristiques directes à  $T_a$ , différentes, sont schématisées ci-dessous.

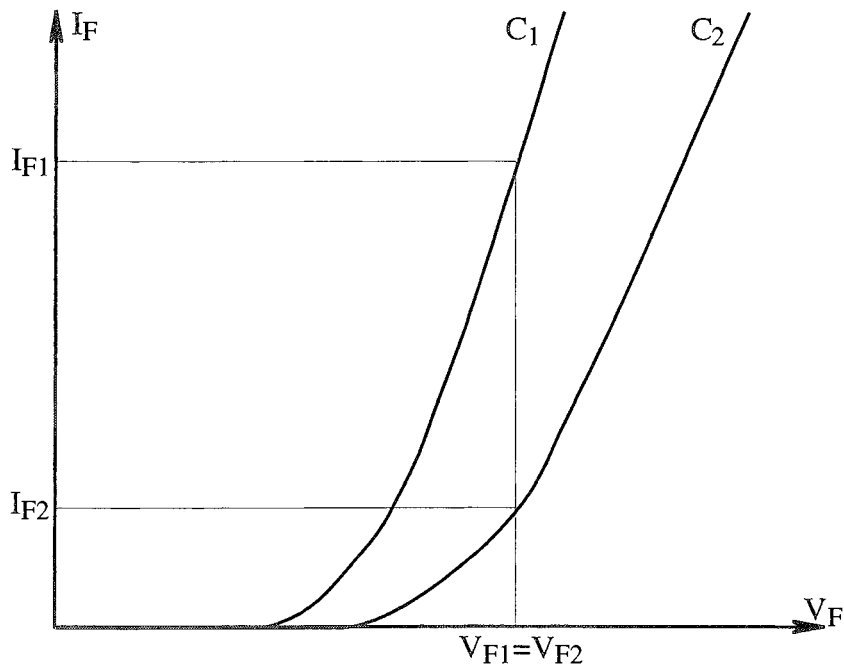


Figure 4.1 : Caractéristiques directes à  $T_a$  de deux composants  $C_1$  et  $C_2$

Ce système, parcouru par un courant total constant  $I_{F1} + I_{F2}$ , présente un déséquilibre initial d'origine purement électrique, caractérisé par la quantité  $I_{F1} - I_{F2}$ . Ce déséquilibre évoluera d'une façon (augmentation, ou réduction, voire inversion) entièrement régie par les lois de variation, avec le courant et la température, des chutes de tension  $V_{F1}$  et  $V_{F2}$ , et par la qualité des transferts thermiques. En effet, la disparité des puissances dissipées engendrera un déséquilibre thermique ( $T_1 > T_2$ , où  $T_1$  et  $T_2$  sont les températures de jonction de  $C_1$  et  $C_2$  respectivement) à même d'accroître (coefficients de température négatifs) ou de réduire (coefficients de température positifs) l'écart initial des courants conduits.

Le déséquilibre initial peut également être d'origine purement thermique : résistances thermiques propres de  $C_1$  et  $C_2$  différentes, et/ou températures des puits de chaleur différentes. Il peut enfin allier des disparités de deux types (électrique et thermique).

L'étude de la tenue en courant des dispositifs multipuces doit donc tenir compte des comportements électrique et thermique de chacune des puces constituant la fonction semiconductrice. Nous la traiterons successivement par une modélisation " $R_{th}$ ", et une modélisation 3D des transferts de

chaleur, qui seront supposés stationnaires. Mais définissons préalablement deux termes, appairage électrique et appairage thermique, deux des règles élémentaires de la mise en parallèle.

#### Appairage électrique

Deux composants seront dits électriquement appairés, ou appairés en  $V_F$ , si leurs caractéristiques directes sont identiques. L'appairage électrique est l'opération de tri destinée à réduire les disparités en  $V_F$  des composants mis en parallèle. En pratique, on caractérisera le degré d'appairage de deux composants par une quantité  $\Delta V_F$ , écart de leur chute de tension directe pour une température et un courant donnés, généralement 25° C et courant nominal "constructeur" respectivement.

#### Appairage thermique

Des composants seront dits thermiquement appairés si la dissipation d'une même puissance dans simultanément chacun d'entre eux provoque une même élévation de température, identique pour tous. L'appairage thermique repose, pour les architectures hybrides de puissance, outre sur la maîtrise des techniques d'assemblage et de report, sur la géométrie générale de la structure.

### 4.1 Approche " $R_{th}$ " de la tenue en courant

#### 4.1.1 : Modélisation électrothermique " $R_{th}$ " de la mise en parallèle

Considérons un dispositif multipuces, constitué de  $n$  puces en parallèle. Nous supposons que ses éventuelles autres sources de dissipation sont sans interaction thermique sur les puces considérées, non que le problème soit, dans le cas contraire, plus délicat à traiter : il en devient surtout plus lourd à formuler. Enfin, nous analyserons le cas d'un fonctionnement hacheur.

#### Notations

$E$	: tension appliquée,
$I$	: courant total conduit et commuté par le dispositif,
$\delta$	: rapport cyclique,
$f_{el}$	: fréquence de découpage,
$I_i$	: courant conduit et commuté par la puce $i$ ,
$V_{oi}, a_i, r_{oi}, b_i$	: paramètres statiques de la puce $i$ ,
$V_{Fi}$	: tension de déchet de la puce $i$ ,
$W_{1i}, a_{comi}, W_{2i}, b_{comi}$	: paramètres dynamiques de la puce $i$ ,
$W_{comi}$	: pertes dynamiques de la puce $i$ ,

$P_i$	: pertes totales de la puce $i$ ,
$R_i, R'_i$	: résistances de connexion de la puce $i$ ,
$T_i$	: température de jonction de la puce $i$ ,
$T_a$	: température du puits de chaleur, supposée constante,
$[R_{th}]$	: matrice résistance thermique du dispositif dont l'élément diagonal $R_{thii}$ représente la résistance thermique propre de la puce $i$ , et dont l'élément non diagonal $R_{thij}$ représente la résistance thermique mutuelle des puces $i$ et $j$ .

Equations du couplage électrothermique

Le couplage électrothermique d'un dispositif n-puces - radiateur est décrit par la relation vectorielle suivante :

$$[\theta] = [R_{th}].[P] \quad (4.1),$$

où  $[\theta]$  et  $[P]$  sont des vecteurs de dimension  $n$ , de  $i^{\text{ème}}$  composante respectivement  $\theta_i = T_i - T_a$  et  $P_i$ . La forme "système linéaire" de cette relation s'écrit :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( T_i = T_a + \sum_{j=1}^n R_{thij}.P_j \right) \quad (4.2),$$

avec :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left\{ \begin{array}{l} P_i = \delta.V_{Fi}.I_i + f_{el}.W_{comi} \\ V_{Fi} = (V_{oi} - a_i T_i) + (r_{oi} + b_i T_i).I_i \\ W_{comi} = (W_{1i} + a_{comi} T_i).E.I_i + (W_{2i} + b_{comi} T_i).I_i^2 \end{array} \right. \quad (4.3).$$

Ce système comporte  $2n$  inconnues, à savoir les températures de jonction et les courants. Les  $n$  équations manquantes seront déterminées en formulant la mise en parallèle.

Equations de la mise en parallèle

La première, évidente, s'écrit :

$$\sum_{i=1}^n I_i = I \quad (4.4).$$

Les autres sont associées aux  $n-1$  mailles de l'association parallèle. Nous baserons le calcul de la répartition du courant total sur le circuit électrique présenté figure 4.2.

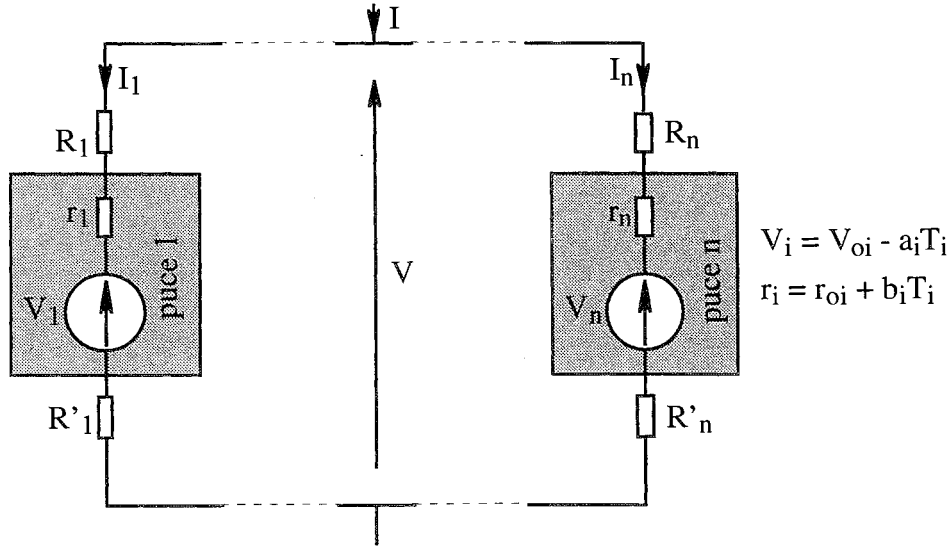


Figure 4.2 : Association parallèle de référence

Dès lors, on a :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_{n-1})(V_{Fi} + (R_i + R'_i).I_i = V_{Fi+1} + (R_{i+1} + R'_{i+1}).I_{i+1}) \quad (4.5),$$

ce que l'on peut écrire comme suit :

$$\begin{aligned} (\forall i \in \mathcal{N}_{n-1}) & \left( (r_{oi} + b_i T_i) + R_i + R'_i \right) . I_i - \left( (r_{oi+1} + b_{i+1} T_{i+1}) + R_{i+1} + R'_{i+1} \right) . I_{i+1} \\ & = (V_{oi+1} - a_{i+1} T_{i+1}) - (V_{oi} - a_i T_i) \end{aligned} \quad (4.6).$$

Finalement, la mise en parallèle est décrite par la relation vectorielle suivante, alliant les équations (4.4) et (4.6) :

$$[A].[I] = [B] \quad (4.7),$$

avec, pour [A] :

$$\begin{cases} (\forall i \in \mathcal{N}_{n-1}) \begin{cases} A_{ii} = (r_{oi} + b_i T_i) + R_i + R'_i \\ A_{ii+1} = - (r_{oi+1} + b_{i+1} T_{i+1}) - R_{i+1} - R'_{i+1} \\ (\forall j \in \mathcal{N}_n) (j \neq i \text{ et } j \neq i+1 \Rightarrow A_{ij} = 0) \end{cases} \\ (\forall j \in \mathcal{N}_n) (A_{nj} = 1) \end{cases} \quad (4.8),$$

et pour [B] :

$$\begin{cases} (\forall i \in \mathcal{N}_{n-1}) (B_i = (V_{oi+1} - a_{i+1} T_{i+1}) - (V_{oi} - a_i T_i)) \\ B_n = I \end{cases} \quad (4.9).$$

Quant à [I], il s'agit bien évidemment du vecteur de dimension n, de  $i^{\text{ème}}$  composante  $I_i$ .

Principe de résolution

Le système linéaire (4.7) se résout aisément, compte tenu de sa faible dimension, par la mise en oeuvre d'un algorithme élémentaire, tel que celui dit du pivot de Gauß (transformation du système en un système triangulaire supérieur équivalent). Pour la résolution du problème, nous ferons appel à une méthode itérative simple, en l'occurrence celle de Gauß-Seidel.

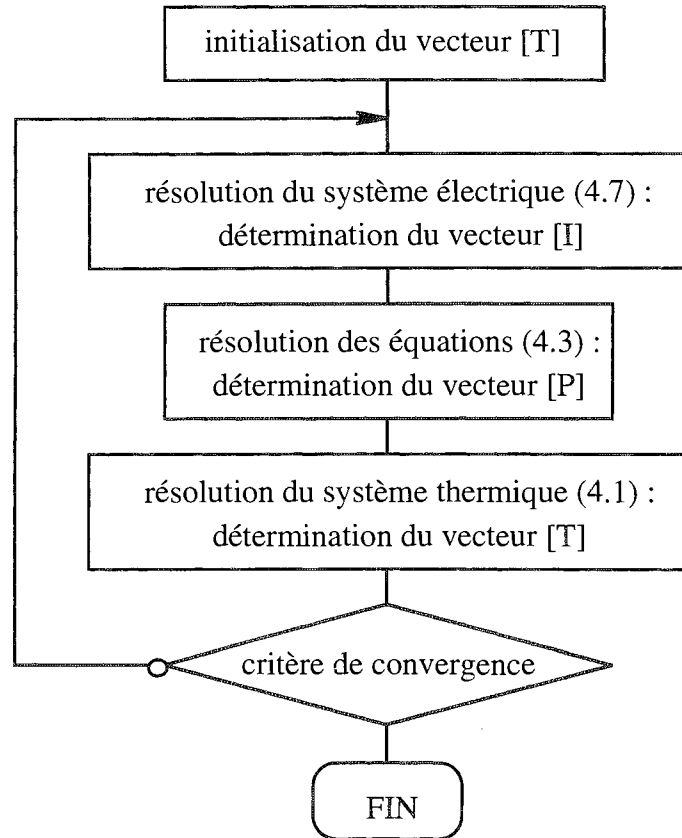


Figure 4.3 : Organigramme de résolution

Le critère de convergence porte sur le vecteur [T]. Il s'écrit, par exemple :

$$(\forall i \in \mathcal{N}_n) \left( \left| \frac{T_i - T'_i}{T_i} \right| < \varepsilon \right) \quad (4.10),$$

où  $T_i$  et  $T'_i$  sont les  $i^{\text{ème}}$  composantes de [T] respectivement en sortie et en entrée de boucle,  $\varepsilon$  étant la précision de la résolution. On peut également faire porter le critère de convergence sur [I], ou sur [I] et [T].

4.1.2 : Applications

4.1.2.1 : Tenue en courant permanent et appairage électrique

Considérons deux composants  $C_1$  et  $C_2$  associés en parallèle, sans aucune interaction thermique l'un

sur l'autre. Le régime de conduction électrique est supposé continu ( $\delta=1, f_{el}=0$ ).

Données numériques

- température du puits de chaleur :  $T_a = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,
- température de jonction maximum :  $T_{jmax} = 125 \text{ }^\circ\text{C}$ ,
- résistances thermiques :  $R_{th1} = 1 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$  et  $R_{th2} = 1 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ ,
- résistances de connexion : nulles.

Couplage électrothermique positif

On adopte pour  $C_1$  les paramètres statiques suivants, voisins de ceux obtenus expérimentalement sur le composant IGBT IRGPC50F :

$$V_{o1} = 1 \text{ V et } a_1 = 1,5 \text{ mV.K}^{-1} \text{ et } r_{o1} = 15 \text{ m}\Omega \text{ et } b_1 = 60 \text{ }\mu\Omega.\text{K}^{-1}$$

Le niveau de courant  $I_0$  annulant son coefficient de température vaut 25 A et son courant maximum  $I_{max1}$  s'élève à 52,6 A.

$C_2$  présente les mêmes paramètres statiques que  $C_1$ , excepté pour le terme  $V_{o2}$ , et l'on définira ainsi le degré d'appairage électrique  $\Delta V_F$  par la quantité  $V_{o2}-V_{o1}$ . La figure ci-dessous montre l'évolution, en fonction de  $\Delta V_F$ , du courant maximum de l'association parallèle, relativement aux 105,2 A obtenus en cas d'appairage parfait en  $V_F$ , ce pour deux définitions de la tenue en courant :

- tenue en courant des dispositifs multipuces, qui s'écrit ici :  $T_1 \leq T_{jmax}$  et  $T_2 \leq T_{jmax}$ ,
- approche globale de la tenue en courant, que nous formulerons par :  $\frac{T_1+T_2}{2} \leq T_{jmax}$ .

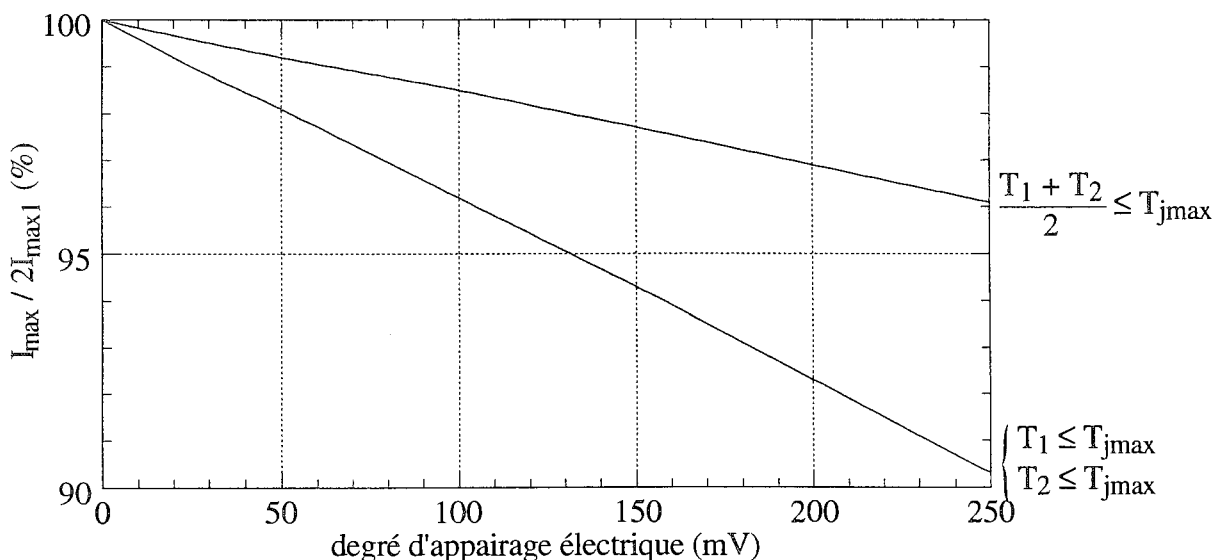


Figure 4.4 : Tenue en courant de l'association  $C_1//C_2$

Couplage électrothermique négatif

Appliquons la démarche précédente pour un composant  $C_1$  présentant les paramètres statiques



suivants, voisins de ceux obtenus expérimentalement sur l'interrupteur MCT M65P100F1 (65 A - 1000 V) :

$$V_{o1} = 1,1 \text{ V} \quad \text{et} \quad a_1 = 1,5 \text{ mV.K}^{-1} \quad \text{et} \quad r_{o1} = 3 \text{ m}\Omega \quad \text{et} \quad b_1 = 15 \mu\Omega.\text{K}^{-1}$$

Les courants caractéristiques de  $C_1$  valent :

$$I_o = 100 \text{ A} \quad \text{et} \quad I_{\max 1} = 80,5 \text{ A}$$

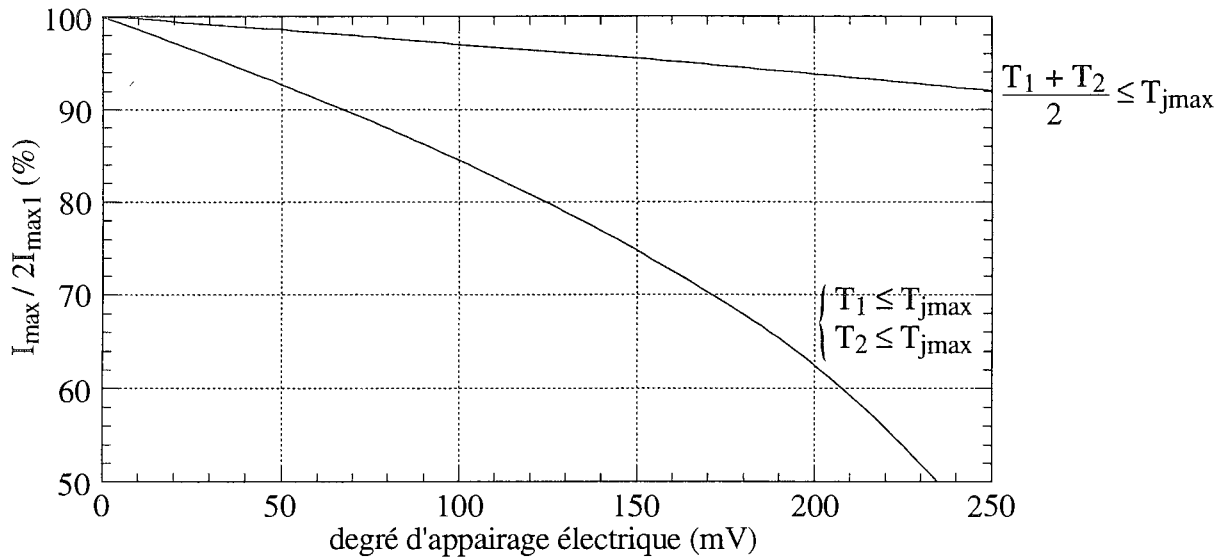


Figure 4.5 : Tenue en courant de l'association  $C_1//C_2$

#### 4.1.2.2 : Atténuation des effets du couplage électrothermique négatif

Considérons deux composants  $C_1$  et  $C_2$  non appairés en  $V_F$ , et à comportement électrothermique négatif. Nous avons vu que le déséquilibre électrique va engendrer un déséquilibre thermique, qui, par couplage électrothermique, amplifiera le premier ... Pour atténuer ces effets quelque peu néfastes, il convient de modérer :

- leur cause première (pour nous, un déséquilibre électrique),
- leur cause secondaire (pour nous, un déséquilibre thermique).

#### Résistances de connexion

Les diodes, MCT et autres thyristors, sont réputés pour le soin particulier que requiert leur mise en parallèle. Et de fait, la figure 4.5 en témoigne, la marge en  $\Delta V_F$  est faible. Il est d'usage d'en imputer la responsabilité à leur comportement électrothermique négatif, analyse en pratique justifiée, mais en toute rigueur limitative. Nous l'avons dit à maintes reprises, un tel comportement joue un rôle d'amplificateur. Encore faut-il qu'il y ait matière à amplifier ...

La faible disposition de ces composants à être associés en parallèle relève en fait de la conjonction de deux causes :

- leur comportement électrothermique négatif,
- leur exceptionnelle aptitude à conduire.

Ce second point se traduit concrètement par une résistance dynamique très faible qui confère aux caractéristiques directes de ces composants une pente relativement élevée. Ainsi, un défaut modique d'appairage en  $V_F$  peut entraîner un important déséquilibre en courant.

Une première solution, impérative, est le tri d'appairage. Une seconde, peu appréciée, consiste à adoucir les pentes des caractéristiques directes, par exemple par un câblage volontairement résistif. Certes, ce procédé occasionne des chutes de tension supplémentaires, et n'est en outre guère compatible avec une dynamique de commutation élevée. Il reste néanmoins une solution très efficace au problème de l'appairage en  $V_F$ , comme le montrent les courbes ci-dessous, analogues à celle de la figure 4.5 (association  $C_1//C_2$  à comportement électrothermique négatif), et paramétrées par la résistance de câblage  $R$  (valeur commune de  $R_1+R'_1$  et  $R_2+R'_2$  dans le schéma 4.2).

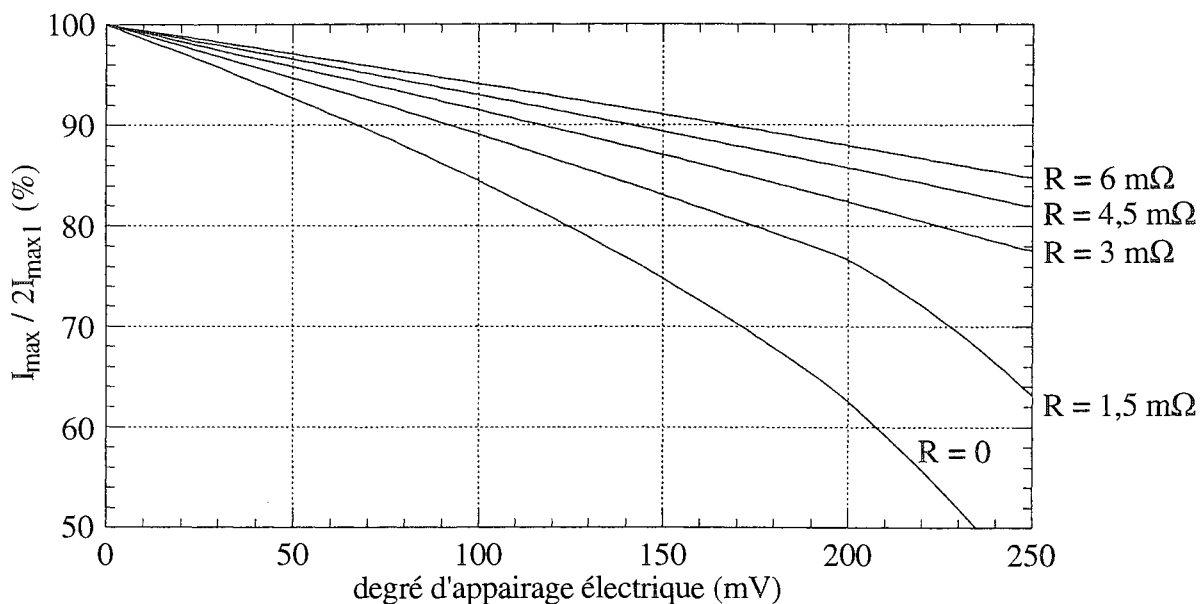


Figure 4.6 : Tenue en courant de l'association  $C_1//C_2$

Corollaire du principe de la méthode, il conviendra de symétriser la mise en parallèle, afin de ne pas introduire, par le câblage, de déséquilibre électrique.

### Interaction thermique

Un autre moyen de réduire les effets néfastes d'un défaut d'appairage consiste à mettre en oeuvre un système de contre-réaction agissant sur le déséquilibre thermique. Nous exposons, dans ce qui suit, le principe d'une méthode par ailleurs utilisée pour pléthore de raisons autres que celle de "système d'aide à la mise en parallèle", et par conséquent nullement révolutionnaire. De fait, la méthode se nomme intégration. Quant au principe, il repose sur l'interaction thermique, soit donc sur le phénomène d'échauffement mutuel entre composants.

Etudions le cas de deux interrupteurs  $C_1$  et  $C_2$  en parallèle, en supposant par exemple que l'on ait

$P_1 > P_2$ , ce qui équivaut (puisque  $V_{F1}=V_{F2}$ ) à  $I_1 > I_2$ . Les équations (4.1) s'écrivent :

$$\begin{cases} \theta_1 = R_{th11} \cdot P_1 + R_{th12} \cdot P_2 \\ \theta_2 = R_{th21} \cdot P_1 + R_{th22} \cdot P_2 \end{cases} \quad (4.11).$$

Dans ces conditions,  $C_1$  subit un échauffement mutuel moindre que celui subi par  $C_2$ , en vertu de l'égalité des résistances thermiques mutuelles  $R_{th12}$  et  $R_{th21}$  : l'interaction thermique conduit d'emblée, ce n'est pas une surprise, à une réduction du déséquilibre thermique, à une "homogénéisation" des températures. Quant à son effet sur le déséquilibre électrique, il dépend des coefficients de température. Nous ne pouvons pas formuler de règle absolue, mais en général (c'est à dire aux exceptions près), l'une des deux configurations suivantes est applicable :

- première configuration :  $0 < \frac{\partial V_{F2}}{\partial T_2} < \frac{\partial V_{F1}}{\partial T_1}$ ,
- seconde configuration :  $\frac{\partial V_{F2}}{\partial T_2} < \frac{\partial V_{F1}}{\partial T_1} < 0$ .

Le premier cas mènera généralement à un accroissement du déséquilibre électrique, accroissement toutefois modéré par couplage électrothermique positif. Quant au second, celui auquel on s'intéresse, non seulement il est synonyme de réduction du déséquilibre électrique (conséquence immédiate d'un échauffement mutuel supérieur pour  $C_2$  que pour  $C_1$ ), mais cet effet est de surcroît amplifié par couplage électrothermique négatif.

Numériquement, prenons :

- pour  $C_1$  :  $V_{oo1} = 1,1 \text{ V}$ ,  $a_1 = 1,5 \text{ mV.K}^{-1}$ ,  $r_{o1} = 3 \text{ m}\Omega$ ,  $b_1 = 15 \text{ }\mu\Omega.\text{K}^{-1}$ ,  $R_{th11} = 1 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ ,
- pour  $C_2$  :  $V_{oo2} = 1,2 \text{ V}$ ,  $a_2 = 1,5 \text{ mV.K}^{-1}$ ,  $r_{o2} = 3 \text{ m}\Omega$ ,  $b_2 = 15 \text{ }\mu\Omega.\text{K}^{-1}$ ,  $R_{th22} = 1 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ .

La résistance thermique mutuelle sera prise égale à  $0,513 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ . Cette valeur n'a pas été choisie arbitrairement : elle correspond à la résistance thermique mutuelle des puces indicées 1 et 3 sur la figure 2.8 présentant le boîtier ISOTOP, pour un coefficient d'échange convectif (environ  $0,3 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ) ajusté de façon à obtenir des résistances thermiques propres de  $1 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ . La température du puits de chaleur est, quant à elle, fixée à  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Les figures 4.7 et 4.8 présentent l'évolution des déséquilibres électrique et thermique en fonction du courant total conduit par l'association parallèle de  $C_1$  et  $C_2$ , sans ( $R_{th12}=0$ ) et avec ( $R_{th12} = 0,513 \text{ }^\circ\text{C.W}^{-1}$ ) interaction thermique. On retrouve les effets escomptés : les composants subissent une augmentation de température, modérée pour  $C_1$  (11,5% à 80 A, 23,1% à 120 A), et importante pour  $C_2$  (75,5% à 80 A, 59,3% à 120 A). L'homogénéisation des températures n'est certes pas parfaite, et ne pourra jamais l'être en pratique, réalité en grande partie imputable à la faible conductivité thermique des joints de brasure liant les puces au "coupleur thermique". Elle reste cependant très appréciable, et contribue indéniablement à une amélioration significative de la répartition de courant.

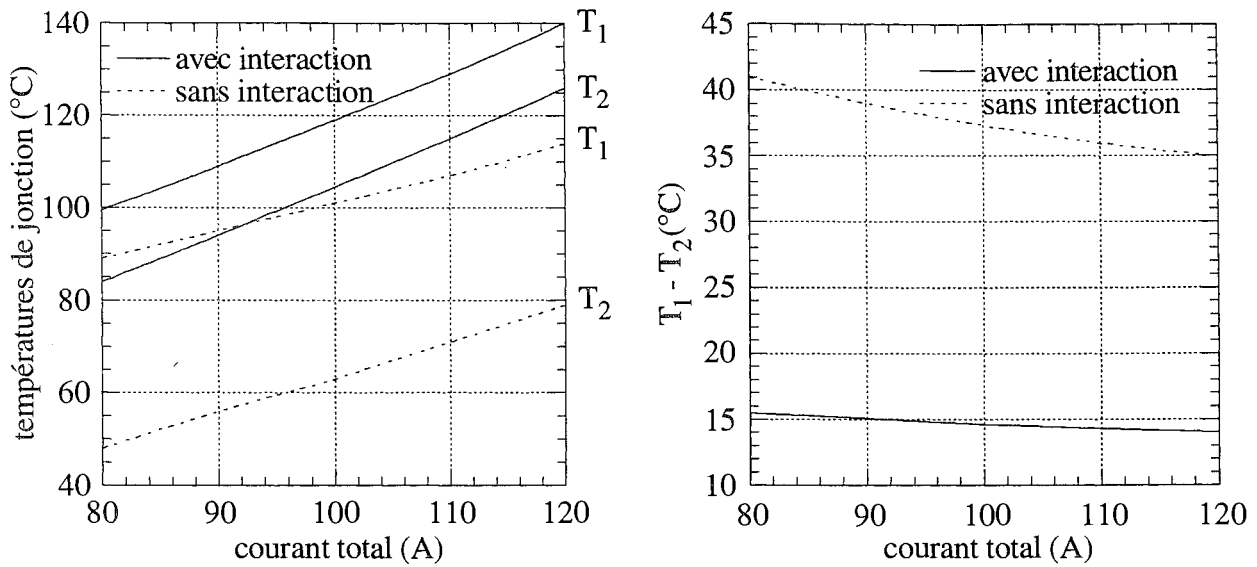


Figure 4.7 : Effets de l'interaction thermique sur le déséquilibre thermique

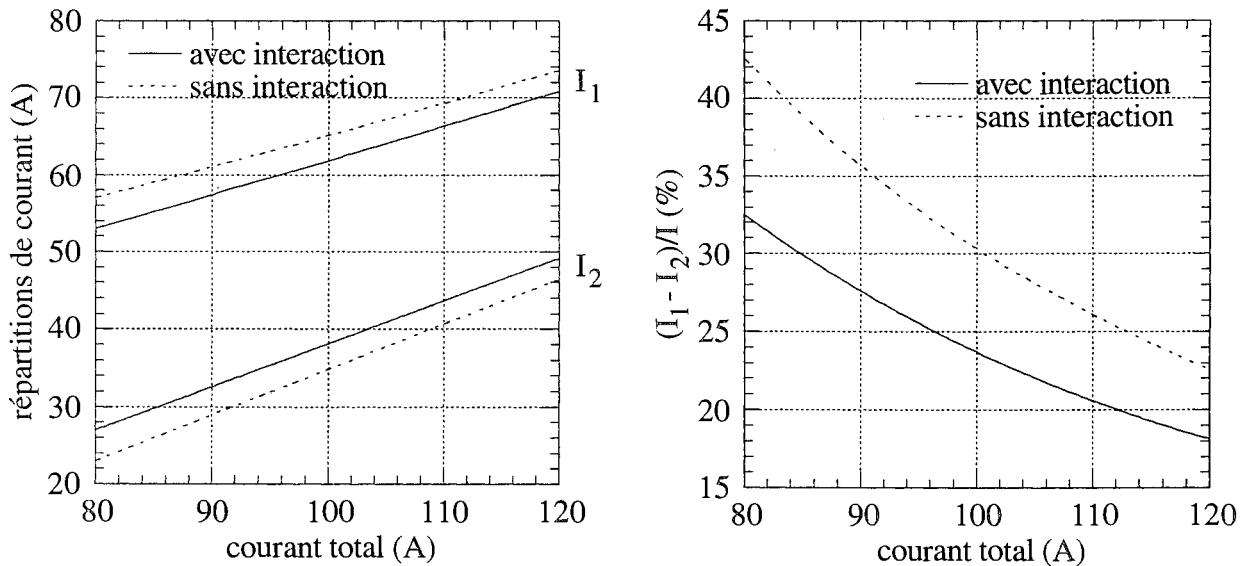


Figure 4.8 : Effets de l'interaction thermique sur le déséquilibre électrique

Une première conclusion est immédiate : l'interaction thermique est une contre-réaction efficace vis à vis de déséquilibres aggravés par couplage électrothermique défavorable. Et plus généralement, on trouvera souvent profit à réduire les écarts de température entre composants (de type diode).

Une seconde conclusion l'est tout autant : de la figure 4.7a (températures de jonction fonction du courant total), il ressort que l'interaction thermique se pratique avec finesse, avec délicatesse. Car, revers de la médaille, elle implique par nature une augmentation des températures les plus chaudes, et donc un déclassement potentiel du dispositif. Par exemple, dans l'étude comparative menée précédemment, les courants maxima de conduction sont, pour une température de jonction maximale de 125° C, de 136 A et 106 A, respectivement pour les associations parallèles sans et avec interaction thermique.

Pour qu'une interaction thermique soit bénéfique, il faut donc en premier lieu qu'elle soit viable, c'est-à-dire que la méthode de couplage utilisée réduise les échauffements propres, par exemple par

augmentation géométrique des surfaces d'échange pour chaque puce. Il faut en second lieu qu'elle soit efficace : utilisation d'un "coupleur" de conductivité thermique élevée et d'épaisseur raisonnable, proximité des puces les unes par rapport aux autres, réalisation du couplage au plus près des sources de chaleur. L'intégration de puissance est une bonne réponse à ce double besoin de résistances thermiques propres faibles et mutuelles "élevées".

#### **4.1.3 : Limites de l'approche "R<sub>th</sub>"**

Parmi les limites de l'approche "R<sub>th</sub>", on dénombre en premier lieu celles inhérentes à la modélisation des transferts de chaleur utilisée, et donc au concept même de résistance thermique.

Tout d'abord, la prise en compte de non-linéarités introduites par les propriétés thermophysiques des matériaux ou par les conditions d'échange, bien que théoriquement envisageables, demeure extrêmement difficile en pratique. En effet, les lois de variation de chaque coefficient d'une matrice résistance thermique non-linéaire se doivent d'être décrites en fonction d'autant de variables "température de jonction" qu'il y a de puces. Aussi l'approche repose-t-elle essentiellement sur des matrices résistances thermiques à coefficients constants.

Enfin et surtout, la limite la plus pénalisante reste évidemment celle associée à la détermination de la matrice résistance thermique. Le calcul relève de la simulation thermique 3D, et la mesure est généralement très délicate, et quoi qu'il en soit réservée aux seuls dispositifs existants. L'approche "R<sub>th</sub>" en est-elle pour autant irrémédiablement inutile ? Certes non : elle est d'une part bien adaptée à la mise en parallèle de composants discrets, et peut d'autre part venir en complément, en amont ou en aval, d'un outil plus général, pour une préconception, une étude de sensibilité, ... Mentionnons à ce propos l'un des avantages de la méthode : l'extrême rapidité de la résolution. Néanmoins, la conception des CEP reste du ressort de la simulation thermique 3D.

Quant aux limites autres que celles rattachées au concept de résistance thermique, elles seront abordées ultérieurement.

## **4.2 Présentation de FLUX-CHIP**

Compte tenu des remarques précédentes, il convient de remplacer la modélisation "R<sub>th</sub>" des transferts de chaleur par la résolution 3D de l'équation de la conduction thermique. Cela nous a conduit à développer un outil de simulation électrothermique tridimensionnelle, plus exactement à agrémenter le module thermique du logiciel "éléments finis" FLUX3D d'une possibilité de traitement de problèmes électrothermiques. Nous décrivons succinctement, dans les lignes qui suivent, l'outil en question.

### **4.2.1 : Principe de la simulation thermique**

Le logiciel FLUX3D, développé au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, permet, entre

autres choses, la résolution de problèmes régis par l'équation stationnaire de la conduction de la chaleur. Son principe d'utilisation est subdivisé en cinq procédures principales :

- création de la géométrie,
- maillage de la structure ainsi créée,
- définition des propriétés physiques du problème,
- résolution,
- exploitation des résultats de simulation.

La géométrie d'un problème peut bien sûr être définie explicitement (point par point, ligne par ligne, faces et volumes pouvant être créés automatiquement). On trouvera cependant souvent avantage à la paramétrer, et à l'établir, au moins partiellement, au moyen de transformations géométriques idoines.

Le maillage est automatique. Il est toutefois rigidement attaché à la géométrie : une modification de celle-ci impose une nouvelle exécution de la procédure de maillage.

Il reste dès lors à décrire la physique du problème, à commencer par sa nature. On procédera ensuite à la définition :

- de matériaux, dont seront affectées les régions volumiques ou surfaciques du problème, caractérisés par une conductivité thermique constante, ou fonction des coordonnées de l'espace, pour simuler par exemple, comme fait par E. CLAVEL et al. [67], un défaut de brasure,
- des régions surfaciques à saut de potentiel, pour la modélisation des interfaces,
- des régions surfaciques sur lesquelles il existe une condition d'échange (les conditions aux limites étant par défaut de type "continuité" pour les surfaces internes, de type "Neumann homogène" pour les surfaces externes) : conditions de Dirichlet, de Fourier, conditions non-linéaires telles que la convection naturelle, la radiation, et de façon générale les échanges de type convectif non linéaire (les coefficients d'échange pouvant de surcroît être fonction des coordonnées de l'espace),
- des densités volumiques de puissance, constantes ou fonctions spatiales en simulation purement thermique.

La dépendance des conductivités thermiques vis à vis de la température n'a à ce jour pas été programmée, non qu'elle soit délicate à traiter : nous n'en avons en fait jamais éprouvé le besoin.

#### **4.2.2 : Principe de la simulation électrothermique**

C'est dans cet environnement général que nous avons implanté un module de traitement électrothermique des dispositifs multipuces. Son principe est schématisé ci-dessous.

En complément de ce schéma, notons en premier lieu que les régions à dissipation électrothermique, qui seront, pour nous, des puces ou des portions de puce, sont toutes supposées associées en parallèle, selon le circuit de la figure 4.2. On notera ensuite que la résolution du système thermique (4.1), associé à l'approche " $R_{th}$ ", a été remplacée non seulement par celle de l'équation tridimensionnelle de la conduction thermique, mais également par le calcul de deux vecteurs, signes d'une modélisation électrothermique macroscopique des pertes.

Le premier,  $[T]$ , réalise le lien lois thermiques-lois électriques. Il est le vecteur des températures de

jonction des régions à dissipation électrothermique, chacune d'elles étant calculée comme la valeur moyenne volumique du champ de température sur la région considérée. Quant au second,  $[q]$ , qui réalise le lien inverse, il est le vecteur des densités de puissance, chacune d'elles étant uniforme sur le volume de la région correspondante.

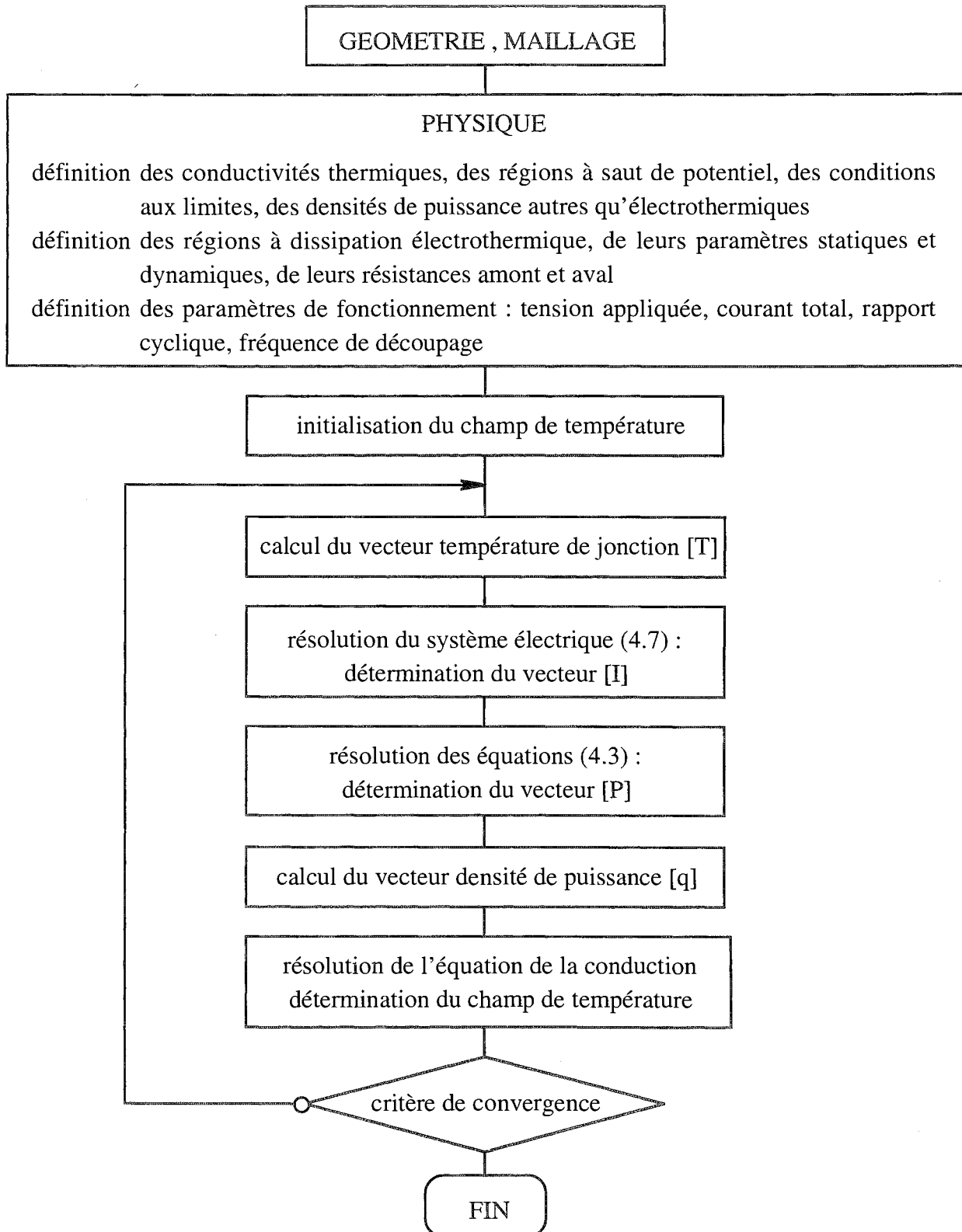


Figure 4.9 : Organigramme de principe de la simulation électrothermique 3D

Pour une région  $i$  à dissipation électrothermique, de volume  $\mathcal{V}_i$  et de puissance dissipée  $P_i$ , nous définirons :

- sa température de jonction  $T_i$  par :

$$T_i = \frac{1}{\mathcal{V}_i} \iiint_{\mathcal{V}_i} T \cdot d\mathcal{V} \quad (4.12),$$

- sa densité de puissance  $q_i$  par :

$$q_i = \frac{P_i}{\mathcal{V}_i} \quad (4.13).$$

### 4.3 Validations expérimentales

La première validation expérimentale portera naturellement sur les composants IGBT IRGPC50. Il s'agira en fait de vérifier que l'on obtient les mêmes résultats que ceux calculés au chapitre précédent. La seconde entre dans le cadre d'une étude menée par la société SGS-THOMSON, sur la mise en parallèle de diodes en boîtier ISOTOP.

#### 4.3.1 : Composants IRGPC50

Les IGBT IRGPC50 sont des interrupteurs monopuces, dont les caractéristiques générales sont les suivantes :

- boîtier : TO-247,
- puce : surface de  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ , épaisseur de  $350 \text{ }\mu\text{m}$ ,
- brasure : épaisseur de  $35 \text{ }\mu\text{m}$ ,
- socle : plaque de cuivre d'épaisseur  $2 \text{ mm}$ ,

les dimensions ayant été mesurées au microscope. Les conductivités thermiques du cuivre et du silicium sont prises égales à  $360 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  et  $100 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  respectivement. Pour l'alliage de brasure, nous userons d'une valeur de conductivité thermique, relativement typique, de  $15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . Quant à l'échange avec le radiateur (plaque à eau, température :  $13 \text{ }^\circ\text{C}$ ), il sera caractérisé par un coefficient convectif constant, de valeur ajustée en fonction des résistances thermiques "3D" mesurées au chapitre précédent (section 3.3.1). Nous présentons, figures 4.11 et 4.12, les résultats des simulations électrothermiques effectuées sur l'interrupteur IRGPC50F, adjoints aux mesures expérimentales, ainsi, figure 4.10, que le thermographe obtenu pour une conduction continue de  $50 \text{ A}$ .



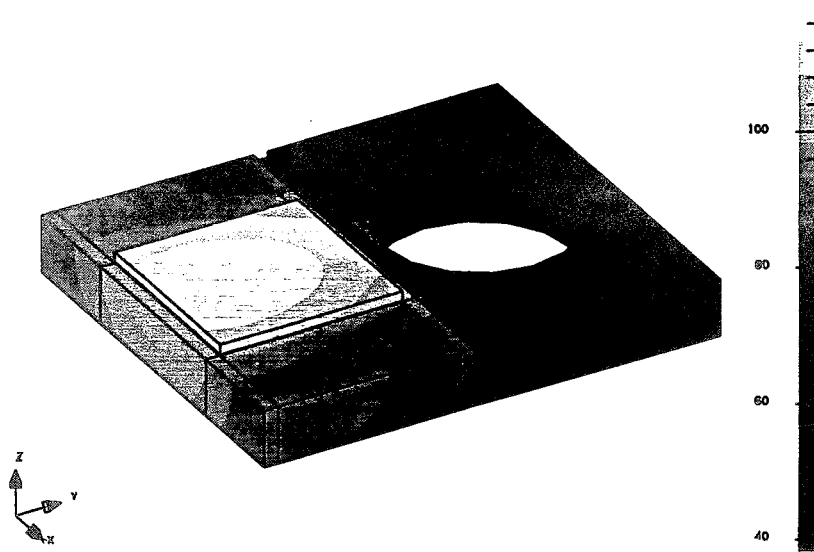


Figure 4.10 : Thermographie du composant IRGPC50F à 50 A continu

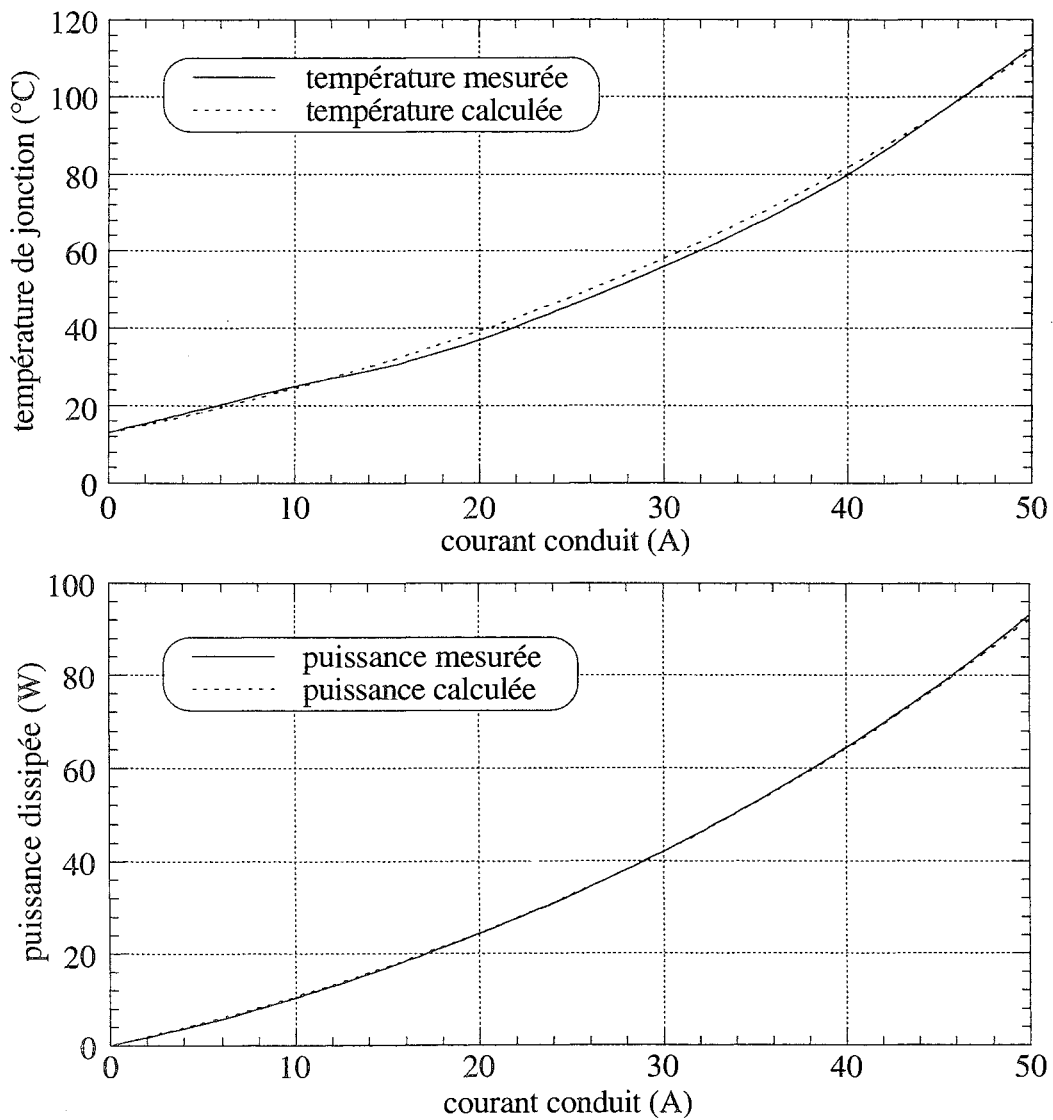


Figure 4.11 : Composant IRGPC50F en conduction continue  
Température de jonction et puissance dissipée

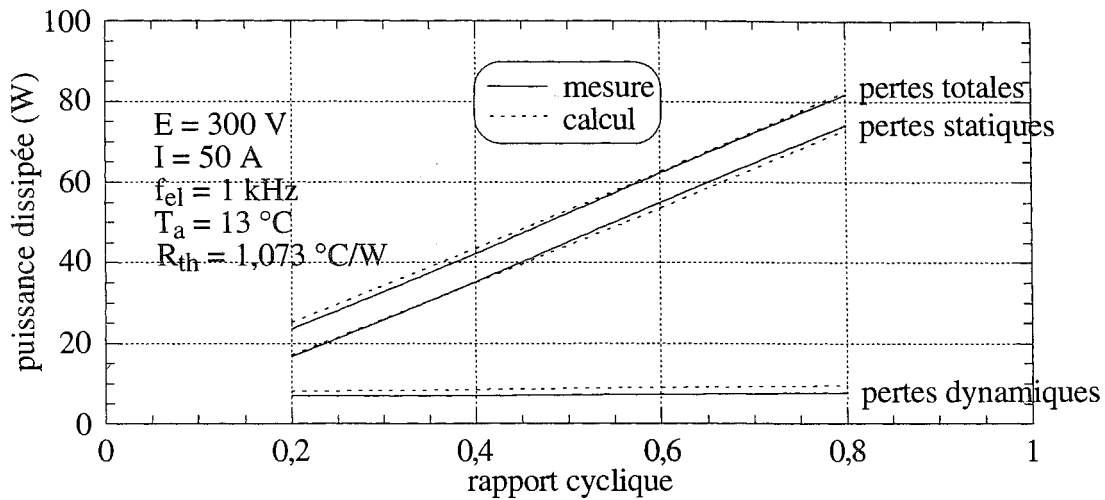


Figure 4.12 : Pertes du composant IRGPC50F en fonctionnement hacheur

Les résultats de simulation sont rigoureusement identiques à ceux calculés au moyen du paramètre résistance thermique. Ce n'est certes pas une surprise, compte tenu de certaines remarques faites, au Chapitre 2, sur la résistance thermique "3D". Il convenait cependant de s'en assurer.

Précisons, pour conclure, quelques aspects du problème traité :

- nombre de noeuds : 12501,
- type des noeuds : 2<sup>ème</sup> ordre,
- durée de la résolution du problème thermique associé : 5 min 38 s,
- nombre d'itérations : 5,
- durée de la résolution électrothermique : 11 min 37 s.

#### 4.3.2 : Diodes en boîtier ISOTOP

Dans le cadre d'une étude, menée pour la société SGS-THOMSON, sur la conception de diodes en boîtier ISOTOP, nous avons été amenés, entre autres choses, à nous pencher sur l'incidence de l'appairage en  $V_F$ . La société nous a préparé et fourni un certain nombre de prototypes, parmi lesquels six véhicules tests monopuces dont nous avons extrait les paramètres statiques.

véhicule test	n° diode	$V_{00}$ (V)	a (mV/°C)	$r_{00}$ (mΩ)	b (μΩ/°C)	$\Delta V_F$ (mV)
VT <sub>1</sub>	D <sub>1</sub>	1,027	1,943	2,366	9,936	0
VT <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	1,052	2,085	2,5	10,64	29
VT <sub>3</sub>	D <sub>3</sub>	1,056	2,064	2,46	10	31
VT <sub>4</sub>	D <sub>4</sub>	1,091	2,234	2,7	10,64	74
VT <sub>5</sub>	D <sub>5</sub>	1,153	2,447	2,49	15,74	127
VT <sub>6</sub>	D <sub>6</sub>	1,254	2,936	2,77	17,66	232

Figure 4.13 : Paramètres statiques des modules ISOTOP monopuces

Nous avons procédé, sur ces six véhicules test, à des mesures de puissances dissipées et de températures de jonction, en régime de conduction continue (refroidissement à 13° C sur plaque à eau), ainsi qu'à des simulations électrothermiques, pour lesquelles nous avons ajusté la valeur du coefficient de l'échange convectif (appliqué en face arrière du socle) de façon à égaler, pour un niveau de courant de 50 A, les puissances dissipées simulée et mesurée. Nous présentons, figure 4.15, les résultats associés au dispositif VT<sub>1</sub>, avec en outre, figure 4.14, le thermographe obtenu à 50 A.

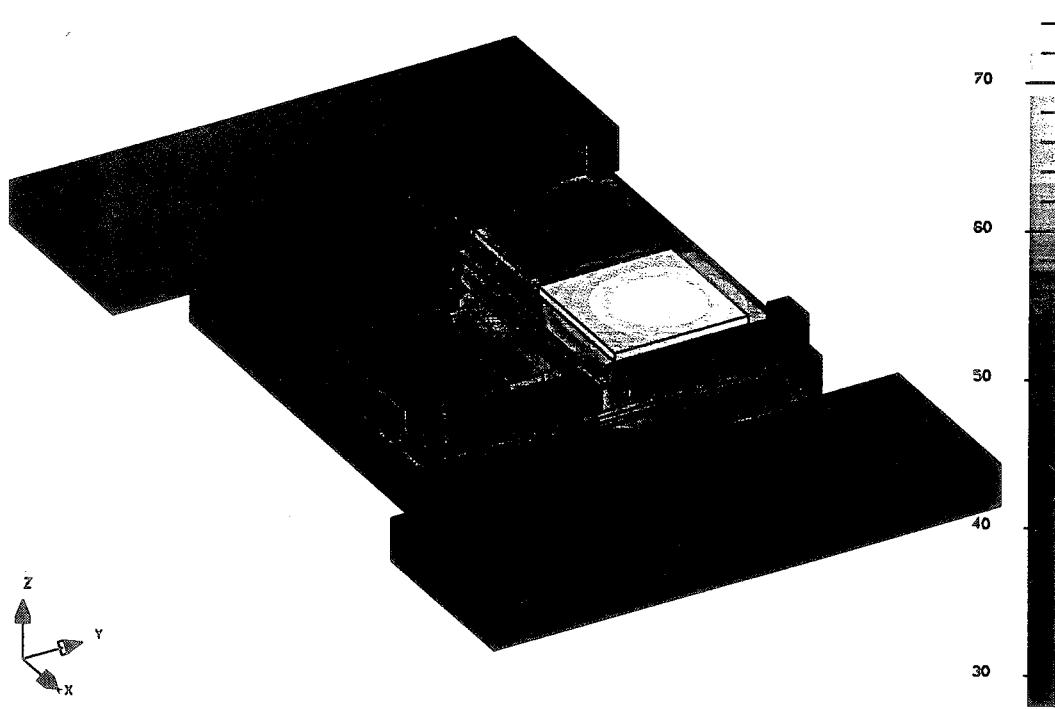


Figure 4.14 : Thermographe de VT<sub>1</sub> À 50 A continu

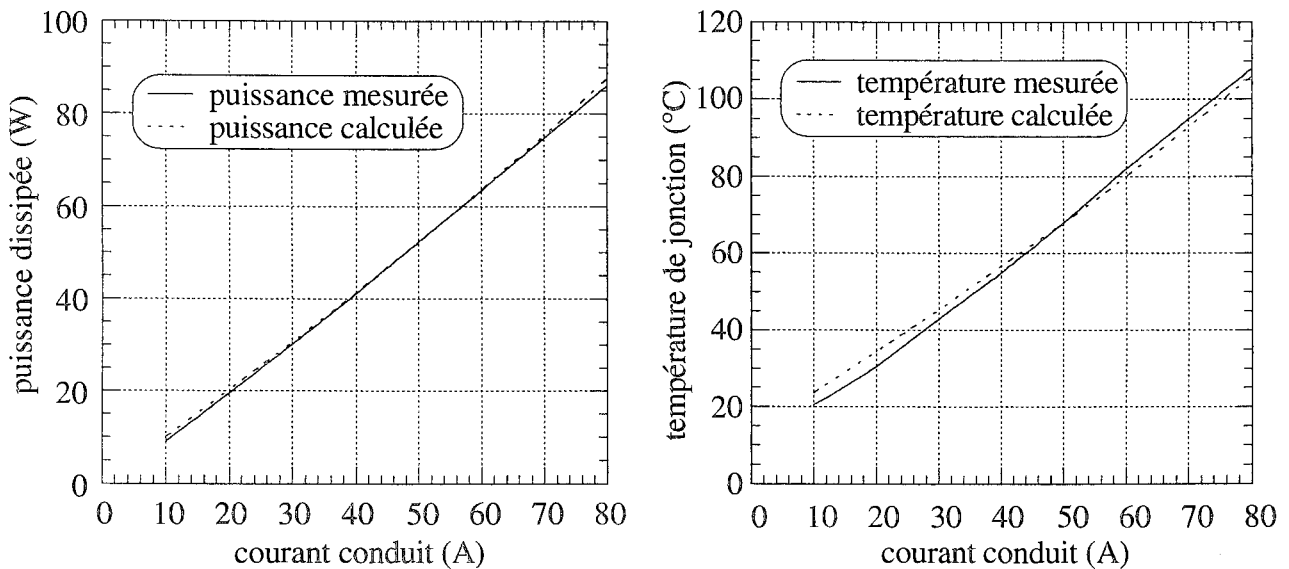


Figure 4.15 : Pertes et température de jonction de VT<sub>1</sub> en conduction continue

Pour répondre aux besoins de l'étude, SGS-THOMSON nous a également préparé cinq prototypes bipuces en boîtier ISOTOP, associant la diode D<sub>1</sub> en parallèle avec l'une des cinq autres diodes :

- VT<sub>12</sub> : D<sub>1</sub> et D<sub>2</sub> en parallèle,
- VT<sub>13</sub> : D<sub>1</sub> et D<sub>3</sub> en parallèle,
- VT<sub>14</sub> : D<sub>1</sub> et D<sub>4</sub> en parallèle,
- VT<sub>15</sub> : D<sub>1</sub> et D<sub>5</sub> en parallèle,
- VT<sub>16</sub> : D<sub>1</sub> et D<sub>6</sub> en parallèle,

Ces dispositifs ont été testés en conduction continue, à différents niveaux de courant : mesures de puissances dissipées totales, mesures de températures de jonction globales. Côté pertes, la simulation électrothermique s'est révélée, dans le domaine de validité de la modélisation linéaire des caractéristiques directes, très fidèle à l'expérience. Quant aux températures de jonction, les mesures se sont toujours situées dans l'intervalle des résultats simulés, constat certes insuffisant pour valider l'épreuve, mais somme toute relativement satisfaisant.

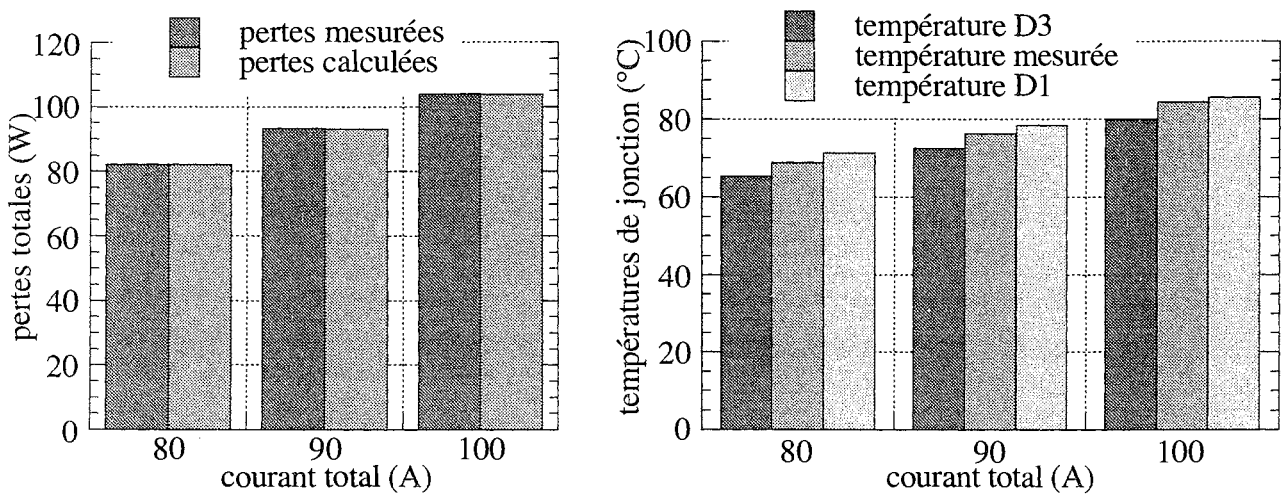


Figure 4.16 : Pertes et températures de jonction de VT<sub>13</sub> en conduction continue

Nous présentons, figure 4.17, les résultats de simulation sur les répartitions de courant et de puissance relatives au dispositif VT<sub>13</sub>, ainsi que, figure 4.18, le thermographe obtenu pour VT<sub>13</sub> à 100 A continu. On remarquera à ce propos l'effet de l'interaction thermique, par comparaison avec la figure 4.14, sur le profil de température des puces : élévation globale, déplacement des zones chaudes.

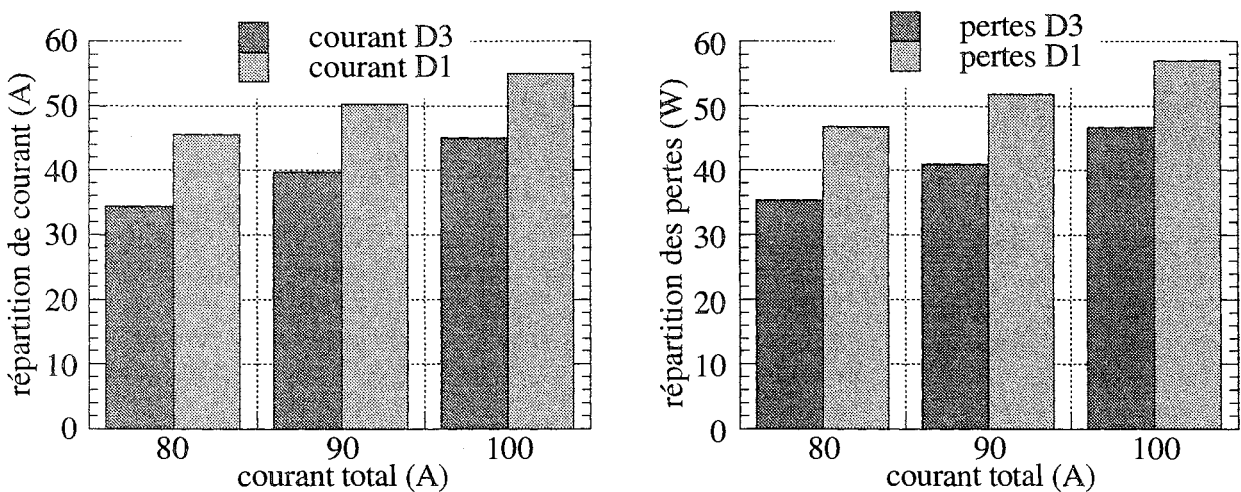


Figure 4.17 : Répartitions de courant et de puissance de VT<sub>13</sub>

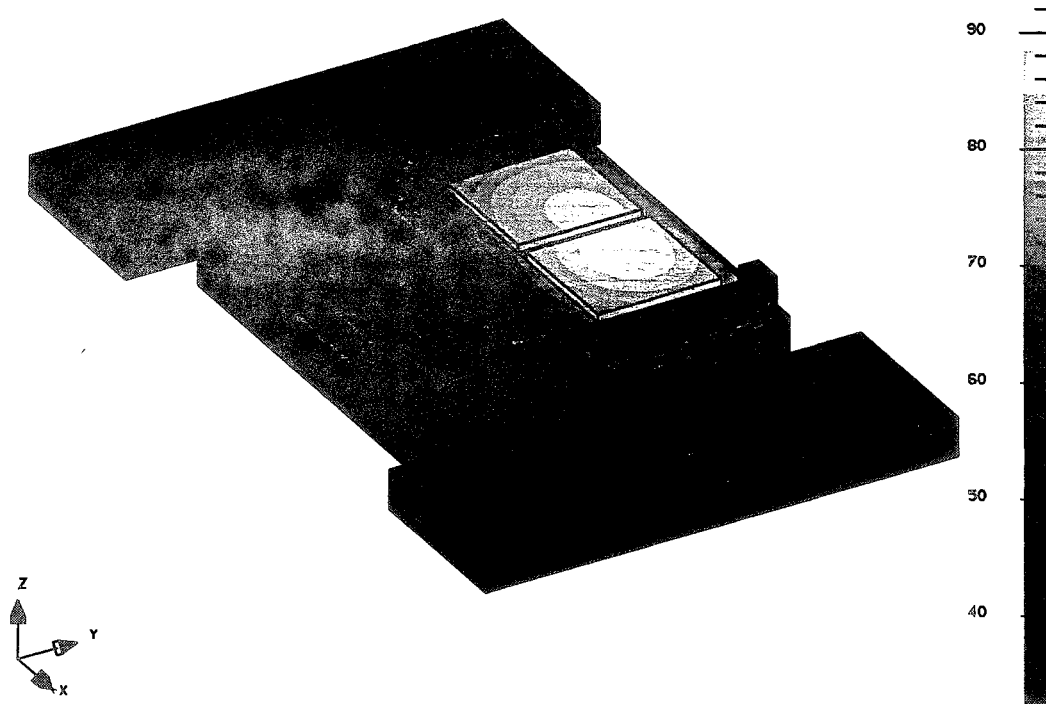


Figure 4.18 : Thermographie de VT<sub>13</sub> à 100 A

En conclusion, il est clair que ce travail de validation expérimentale est incomplet : la thermographie infrarouge nous fait défaut. Il nous manque en effet la possibilité de mesurer avec précision la température de jonction de chaque puce. En outre, l'accès au profil de température en surface du module nous serait d'une aide précieuse pour affiner la connaissance des propriétés thermophysiques des interfaces.

## 4.4 Exploitation

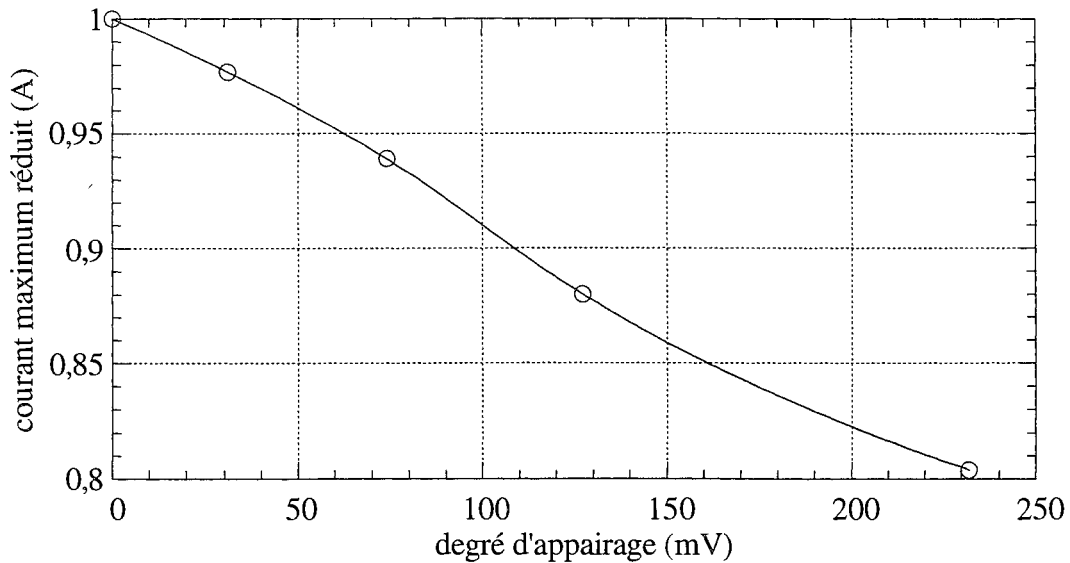
Nous présentons dans cette section, quelques exemples d'études menées à l'aide de notre logiciel de simulation électrothermique, gravitant autour de la conception de diodes en boîtier ISOTOP. Nous traitons successivement :

- l'influence de l'appairage en  $V_F$  sur la tenue en courant,
- l'influence de la qualité des brasures de report,
- la conception de diodes "large puce",
- l'injection non uniforme de puissance.

### 4.4.1 : Tenue en courant et appairage en $V_F$

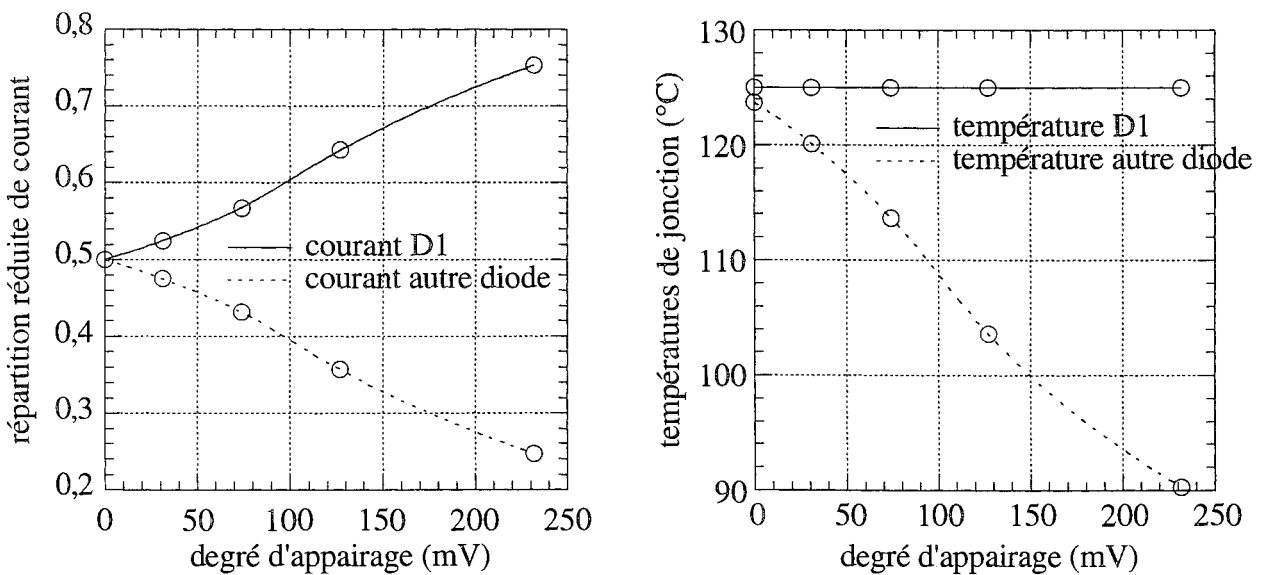
A partir des paramètres statiques des six véhicules test monopuces, nous avons simulé la courbe d'évolution du courant maximum de conduction des dispositifs bipuces en fonction du degré d'appairage. La simulation a été effectuée avec un coefficient d'échange convectif de  $4000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$

(valeur typique obtenue lors de la phase de validation expérimentale), un radiateur à 13 °C et une valeur maximale de température de jonction de 125 °C. La quantification de  $\Delta V_F$ , indiquée par ailleurs sur le tableau de la figure 4.13, a pour référence le comportement électrique statique de la diode D1.



**Figure 4.19 :** Evolution du courant maximum de conduction en fonction de l'appairage en  $V_F$   
 $h = 4000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  ,  $T_a = 13 \text{ °C}$  ,  $T_{j\text{max}} = 125 \text{ °C}$

Les points indiqués ci-dessus correspondent aux résultats de simulation obtenus respectivement (dans le sens croissant de  $\Delta V_F$ ) pour D1//D1, VT13, VT14, VT15 et VT16. Il est à noter une fois de plus, par comparaison avec la courbe de la figure 4.5, l'effet modérateur bénéfique de l'interaction thermique sur les comportements électrothermiques négatifs, effet également visible sur les deux courbes suivantes, représentant l'évolution de la répartition de courant et des températures de jonction en fonction du degré d'appairage, ce au niveau maximum de courant total.



**Figure 4.20 :** Répartition de courant et températures de jonction au régime maximal de conduction  
 $h = 4000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  ,  $T_a = 13 \text{ °C}$  ,  $T_{j\text{max}} = 125 \text{ °C}$

Ce type d'étude permet de fixer une borne supérieure, et donc une plage acceptable, au déséquilibre électrique, et d'effectuer le tri d'appairage en conséquence. Encore faut-il que le concepteur de la fonction interrupteur le soit également de la fonction refroidissement, ce qui n'est que très rarement le cas. Ces deux fonctions sont pourtant indissociables ...

#### 4.4.2 : Qualité des brasures de report

Le report des puces sur le substrat isolant (ou sur le socle, pour les dispositifs non isolés électriquement) s'effectue généralement, en électronique de puissance, par fusion d'un alliage étain-plomb. Le joint de brasure ainsi réalisé a, de par la position qu'il occupe dans l'architecture, une incidence directe sur le fonctionnement de la partie semiconductrice : il participe à la conduction électrique, et aux transferts conductifs de chaleur. Il convient donc de minimiser cette incidence, par une maîtrise correcte de la technique de report.

La présence de bulles d'air dans les joints de brasure confère à ceux-ci une conductivité thermique localement très variable. Il est toutefois d'usage de traiter ces couches comme des régions homogènes, en leur associant une conductivité thermique constante, dite équivalente, comprise entre celle de l'air et celle de l'alliage métallique. Nous présentons, figure 4.21, les courbes d'évolution de la température de jonction du dispositif VT<sub>1</sub> en fonction de la qualité, conductivité thermique et épaisseur, de la brasure de report de la diode D1, pour un courant continu de 50 A, et un échange convectif de 4000 W.K<sup>-1</sup>.m<sup>-2</sup> avec un radiateur à 13 °C.

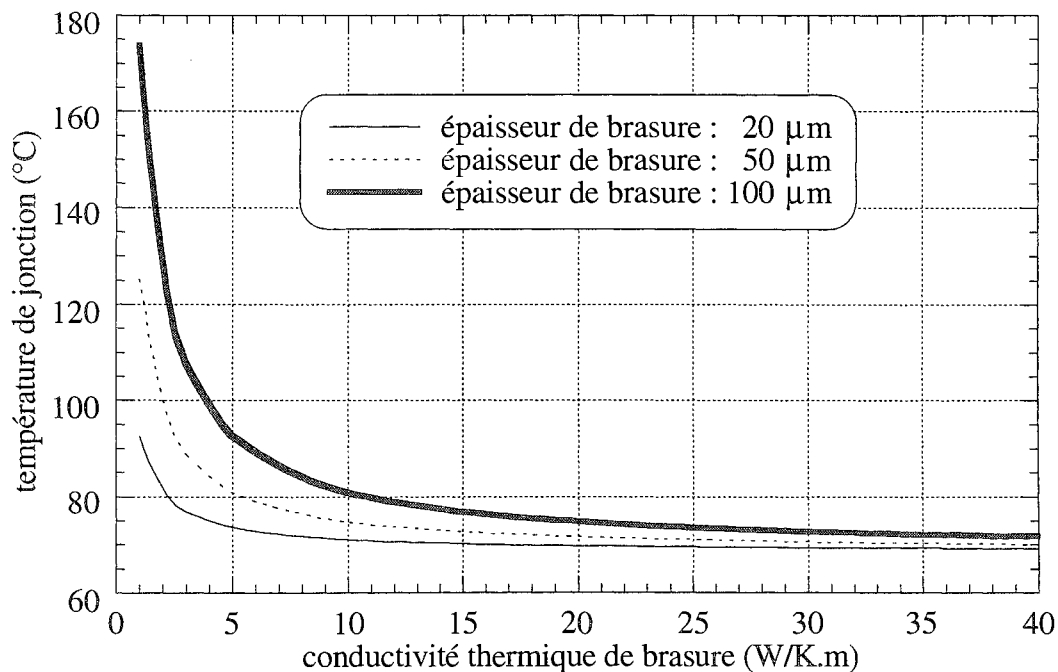


Figure 4.21 : Influence de la qualité de la brasure de report sur le fonctionnement de VT<sub>1</sub>

D'un point de vue purement thermique, il n'y a bien sûr, dans l'évolution générale de ces courbes, rien qui ne soit intuitivement prévisible. Compte tenu des faibles épaisseur et conductivité du joint de brasure, et surtout de sa section égale à celle de la puce, cette couche se comporte au premier ordre

comme une résistance thermique unidimensionnelle, dont la définition, rappelons-le, est inversement proportionnelle à la conductivité thermique. On obtient donc deux plages bien distinctes de conductivité thermique de brasure, l'une caractérisée par une forte variation de la température de jonction, l'autre au contraire par une relative constance de cette dernière.

Il semble évident que les brasures se doivent d'appartenir à cette seconde plage, ne serait-ce que pour limiter les échauffements supplémentaires qu'elles induisent. Ces échauffements sont d'ailleurs d'origine essentiellement propre, et ont par conséquent tendance à réduire les effets, bénéfiques dans le cas des associations parallèles de dispositifs à comportement électrothermique négatif, de l'interaction thermique.

#### 4.4.3 : Dispositifs "large puce" en boîtier ISOTOP

Nous répondons, par la présente section, à un problème que s'est posée la société SGS-THOMSON : peut-on remplacer, à section de silicium équivalente, les deux diodes d'un dispositif ISOTOP bipuces par une seule, sans que s'accroisse outre mesure le champ de température de la fonction semiconductrice ?

Considérons un composant, noté pour la circonstance  $C_0$ , constitué de deux diodes associées en parallèle au sein d'un boîtier ISOTOP (en lieu et place des puces indicées 1 et 3 sur la figure 2.8). Ces diodes sont supposées électriquement appairées, de paramètres statiques :

$$V_{00} = 1 \text{ V} , a = 2 \text{ mV.K}^{-1} , r_{00} = 2,5 \text{ m}\Omega , b = 10 \text{ }\mu\Omega.\text{K}^{-1}.$$

Nous présentons, figure 4.22, le thermographe des deux puces de  $C_0$ , simulé pour un courant continu de 100 A, et un échange convectif de  $4000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  avec un radiateur à  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ .

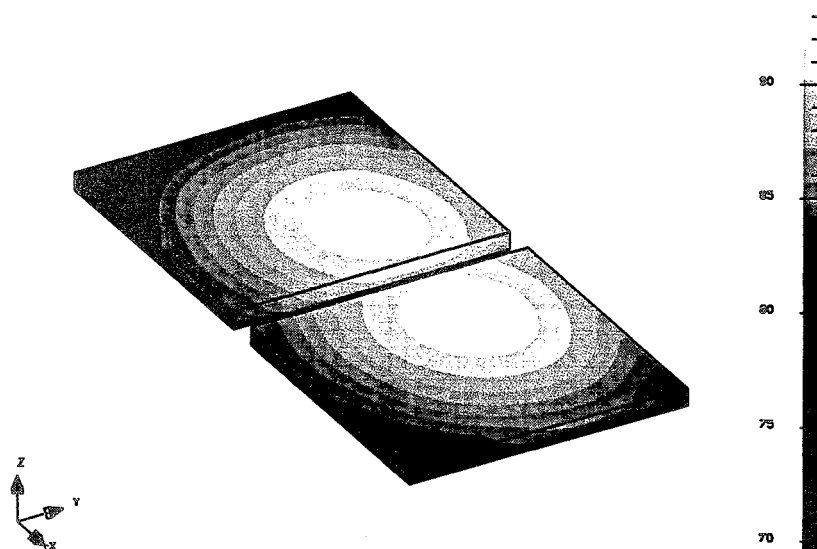


Figure 4.22 : Thermographe des deux puces de  $C_0$

On obtient numériquement, concernant le profil de température en surface des puces :

- une valeur maximum de  $93 \text{ }^\circ\text{C}$ ,
- une valeur minimum de  $75 \text{ }^\circ\text{C}$ ,



soit un écart de 18 °C, qui représente 20,7% de la température moyenne volumique.

Le thermographe de la figure 4.22 suffit à lui seul pour répondre, au moins qualitativement, au problème posé. La position très excentrée des zones chaudes des puces fait montre d'une interaction thermique élevée, que l'abolition des quelques 700 µm qui séparent les puces n'augmentera par conséquent que très modérément.

Nous avons effectué une simulation électrothermique, avec les mêmes conditions que précédemment (courant : 100 A, coefficient d'échange convectif : 4000 W.K<sup>-1</sup>.m<sup>-2</sup>, température de radiateur 20 °C), sur le dispositif redresseur C<sub>1</sub>, présenté figure 4.23.

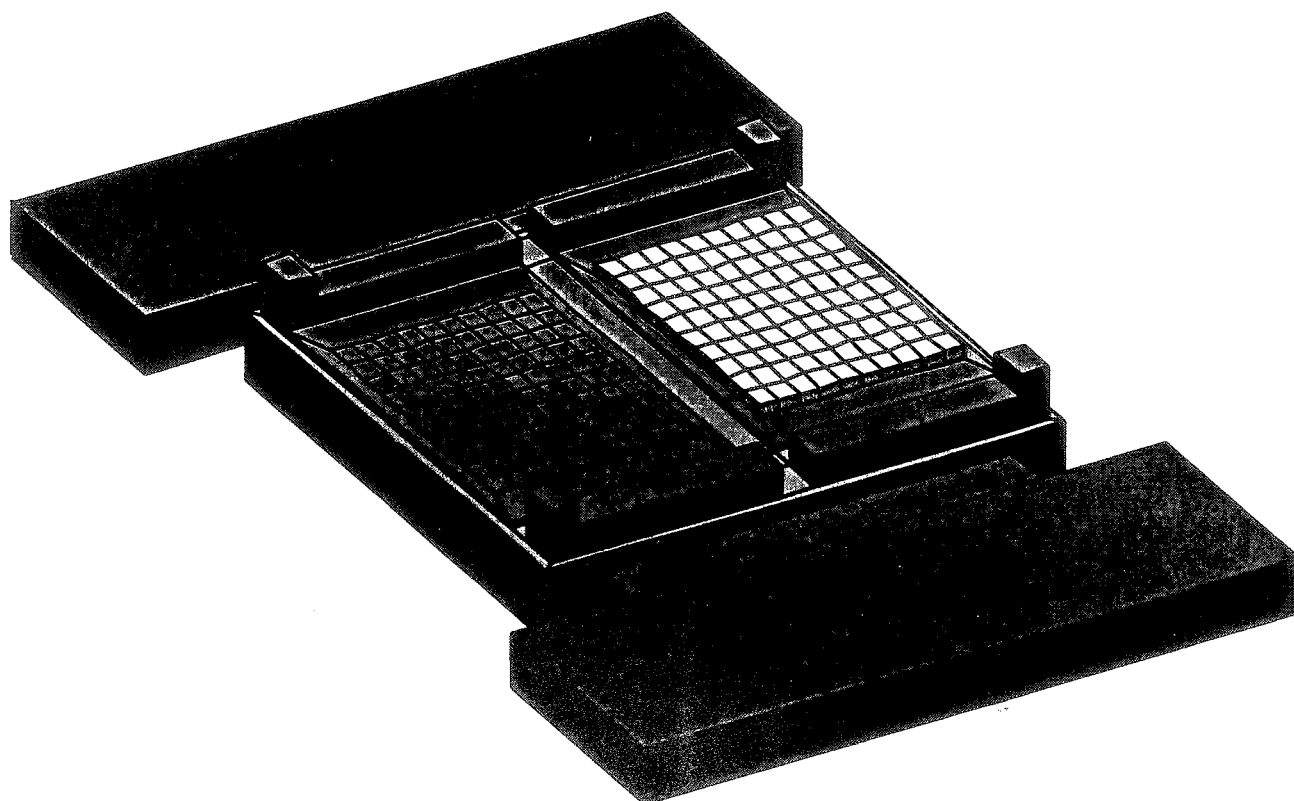


Figure 4.23 : Diode "large puce" en boîtier ISOTOP

Précisons que ce dispositif a une existence concrète, au moins sous forme de prototypes : SGS-THOMSON nous en a fourni. La puce, pour la simulation, a été affectée des mêmes paramètres "tension de seuil" que les diodes de C<sub>0</sub> :

$$V_{00} = 1 \text{ V} \quad \text{et} \quad a = 2 \text{ mV.K}^{-1},$$

et de paramètres résistifs deux fois inférieurs :

$$r_{00} = 1,25 \text{ m}\Omega \quad \text{et} \quad b = 5 \text{ }\mu\Omega.\text{K}^{-1}.$$

Le thermographe associé à cette simulation révèle des valeurs extrêmes de température en surface de la puce peu différentes de celles obtenues pour C<sub>0</sub> :

- température maximum : 98 °C,
- température minimum : 77 °C,

soit un écart absolu de 21 °C, relatif (par rapport à la température moyenne volumique) de 23,3%.

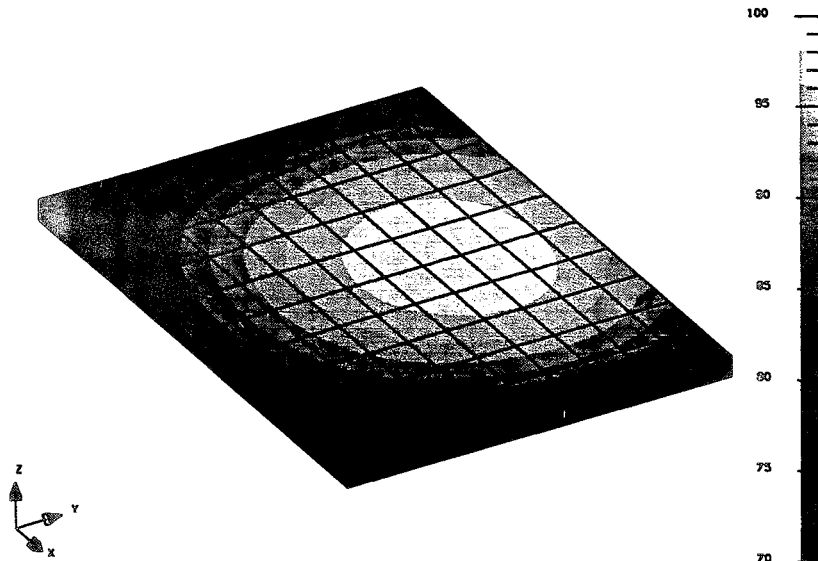


Figure 4.24 : Thermographe de la puce de  $C_1$

Toutes choses égales par ailleurs, la conception de  $C_1$  est donc, d'un point de vue thermique, pratiquement aussi viable que celle de  $C_0$ . Toutefois, le problème traité en appelle un autre.

Nous avons développé une modélisation électrothermique apte à répercuter les effets de déséquilibres électriques et thermiques sur la répartition de courant d'une association parallèle de puces. Or, en passant de  $C_0$  à  $C_1$  comme fait précédemment, nous perdons cette possibilité de description. De fait, nous avons réduit la dimension électrothermique du problème (2 pour  $C_0$ , 1 pour  $C_1$ ), sans pour autant que la section de silicium ait changé. C'est gênant ...

D'une façon générale, peut-on raisonnablement attribuer, à une puce, une unique température de jonction, quels que soient sa section et le champ de température y régnant ? Et la vingtaine de degrés d'écart entre les maxima et les minima des profils de température de puce, observée sur  $C_0$  et  $C_1$ , ne constitue-t-elle pas justement un déséquilibre thermique qu'il conviendrait d'appréhender ?

#### 4.4.4 : Injection non uniforme de puissance

Notre approche macroscopique des pertes ne nous permet pas de procéder localement au couplage électrothermique. Nous ne calculons en effet que des grandeurs électriques intégrales, puissances et courants, et non pas leurs densités respectives. Il nous est cependant possible de modéliser partiellement les effets du champ de température sur ces densités, en recourant à une discrétisation de la puce.

Le principe est le suivant :

- subdiviser le semiconducteur en  $n$  portions, considérées associées en parallèle,
- affecter à chaque portion les paramètres statiques et dynamiques adéquats.

En pratique, nous userons d'une division régulière de la puce. Dès lors, si les paramètres statiques et

dynamiques de celle-ci sont respectivement :

$$\{V_{00}, a, r_{00}, b\} \text{ et } \{W_1, a_{com}, W_2, b_{com}\},$$

nous attribuons à chaque portion de puce les paramètres suivants :

$$\{V_{00}, a, nr_{00}, nb\} \text{ et } \{W_1, a_{com}, nW_2, nb_{com}\}.$$

La résolution du système électrothermique conduit à une injection volumique de puissance constante par morceaux.

### Application 1

Reprenons notre dispositif  $C_1$ , présenté figure 4.23, dont la puce, on l'aura certainement remarqué, a été divisée en 100 volumes égaux. Considérons désormais que cette puce est formée de 25 portions (de 4 volumes élémentaires) associées en parallèle, chacune d'elles étant affectée des paramètres statiques suivants :

$$V_{00} = 1 \text{ V} , \quad a = 2 \text{ mV.K}^{-1} , \quad r_{00} = 31,25 \text{ m}\Omega , \quad b = 125 \text{ }\mu\Omega.\text{K}^{-1}.$$

Nous noterons  $C_2$  le dispositif ainsi constitué.

Son thermographe, associé à une simulation électrothermique effectuée sous les conditions suivantes :

- conduction continue de 100 A,
- coefficient d'échange convectif de  $4000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ ,
- température radiateur de  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,

et présenté figure 4.25, est à rapprocher de celui, figure 4.24, obtenu sous les mêmes conditions pour  $C_1$ .

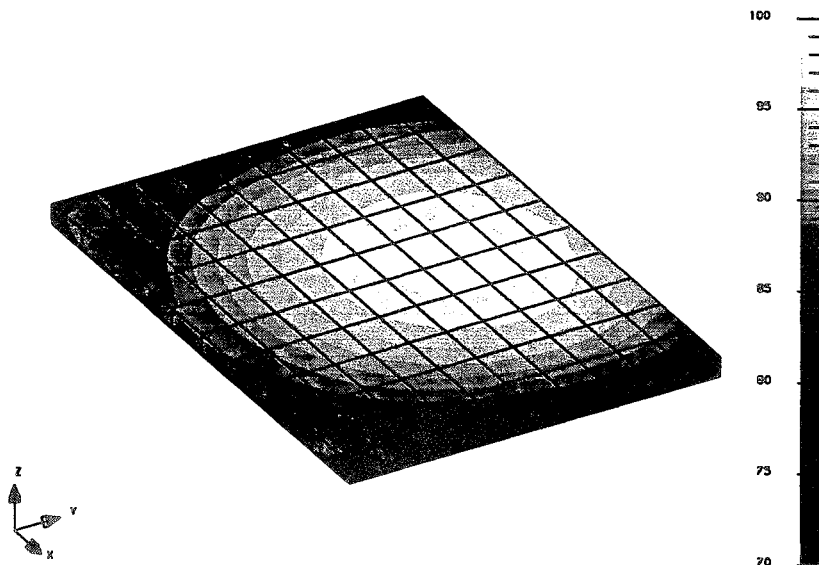


Figure 4.25 : Thermographe de la puce de  $C_2$

On observe les effets prévisibles du traitement plus local d'un comportement électrothermique négatif : échauffement des "zones chaudes" et refroidissement des "zones froides", ce comparativement à  $C_1$ .

Numériquement, on obtient, en surface de puce, une température maximum de 99 °C, et une température minimum de 76 °C. On retrouve également ces effets escomptés sur les profils de densités de puissance et de courant.

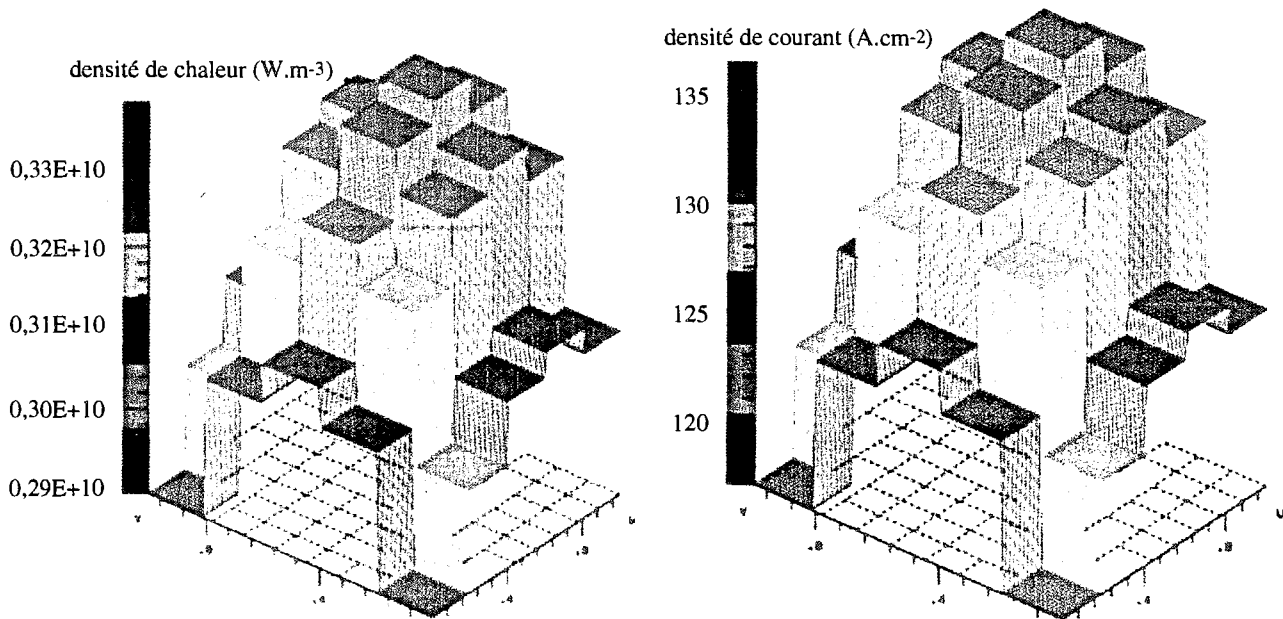


Figure 4.26 : Densités de puissance et de courant du dispositif C<sub>2</sub>

### Application 2

Supposons maintenant, de façon quelque peu arbitraire, que les pertes dynamiques de C<sub>1</sub> et C<sub>2</sub> soient proportionnelles au courant et à la tension commutés, et égales :

- à 400 V, 100 A et 25° C : à 1 mJ,
- à 400 V, 100 A et 125° C : à 2 mJ.

Ces hypothèses conduisent, pour la puce de C<sub>1</sub> et chaque portion de puce de C<sub>2</sub>, aux paramètres dynamiques suivants :

$$W_1 = 18,75 \text{ mJ.V}^{-1}.\text{A}^{-1} \quad , \quad a_{\text{com}} = 0,25 \text{ mJ.V}^{-1}.\text{A}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad , \quad W_2 = 0 \quad , \quad b_{\text{com}} = 0.$$

Notons :

- T<sub>2M</sub> : température de jonction de la portion de puce de C<sub>2</sub> la plus chaude,
- T<sub>1M</sub> : température moyenne volumique de la région de C<sub>1</sub> correspondante,
- T<sub>2m</sub> : température de jonction de la portion de puce de C<sub>2</sub> la plus froide,
- T<sub>1m</sub> : température moyenne volumique de la région de C<sub>1</sub> correspondante,
- T<sub>j</sub> : température de jonction de la puce de C<sub>1</sub>,
- q<sub>2M</sub> : densité volumique de puissance dissipée dans la portion de puce de C<sub>2</sub> la plus chaude,
- q<sub>2m</sub> : densité volumique de puissance dissipée dans la portion de puce de C<sub>2</sub> la plus froide,
- q<sub>1</sub> : densité volumique de puissance dissipée dans la puce de C<sub>1</sub>,
- J<sub>2M</sub> : densité de courant de la portion de puce de C<sub>2</sub> la plus chaude,
- J<sub>2m</sub> : densité de courant de la portion de puce de C<sub>2</sub> la plus froide,
- J<sub>1</sub> : densité de courant de la puce de C<sub>1</sub>.

Les graphes qui suivent sont relatifs à des simulations électrothermiques effectuées sur  $C_1$  et  $C_2$ , sous les conditions suivantes :

- tension appliquée : 400 V,
- courant total : 100 A,
- rapport cyclique : 1 (en toute rigueur, voisin de 1 bien sûr),
- coefficient d'échange convectif :  $4000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ ,
- température radiateur :  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ .

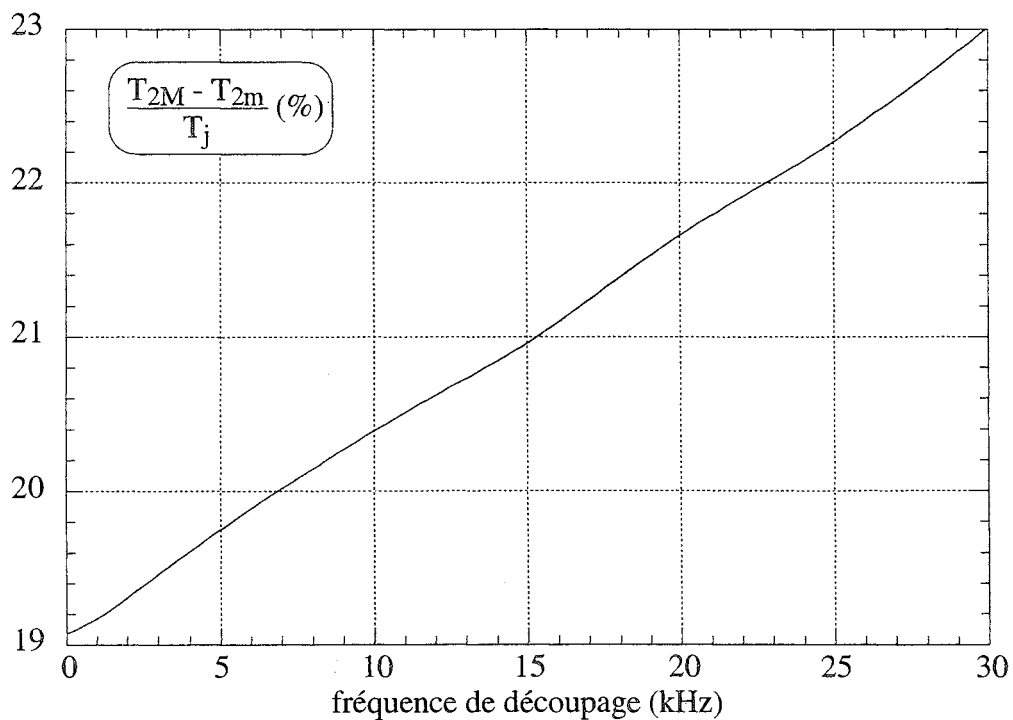
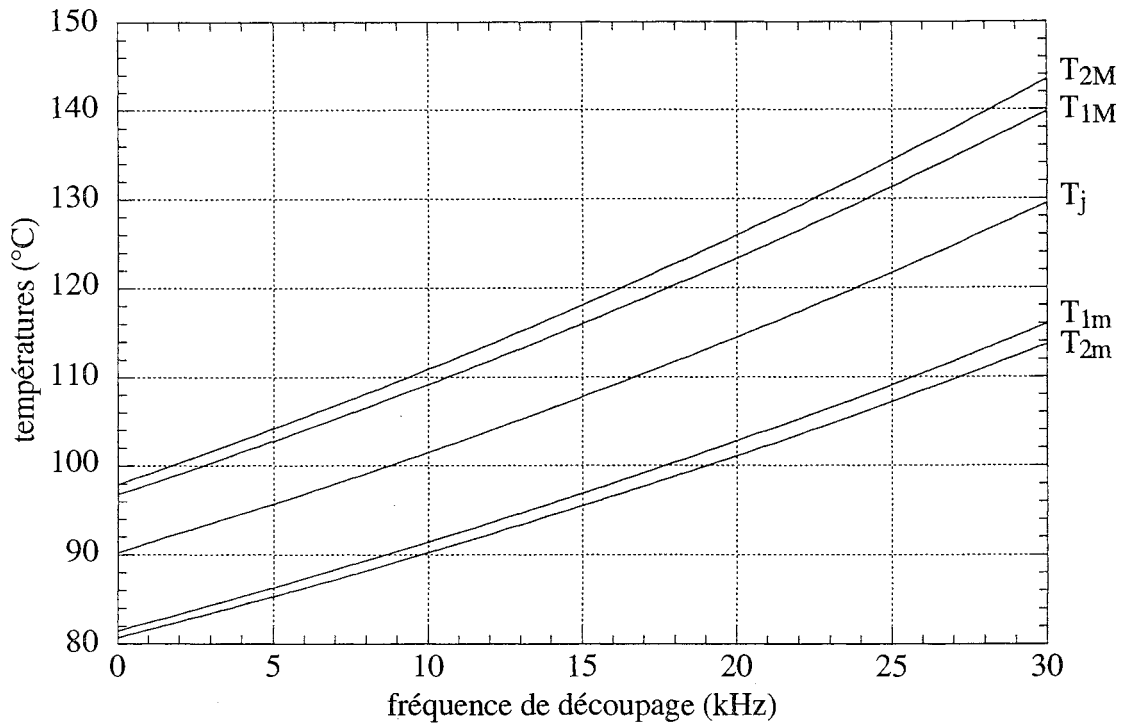


Figure 4.27 : Influence des pertes dynamiques sur la température

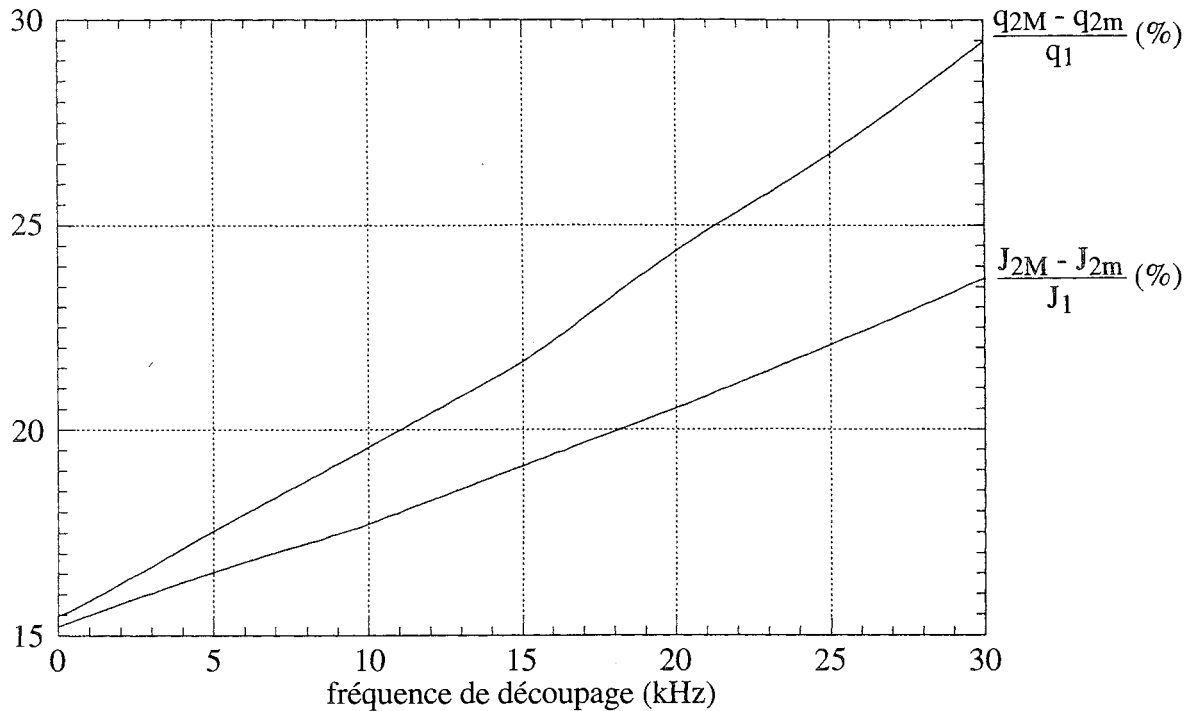


Figure 4.28 : Influence des pertes dynamiques sur les densités de puissance et de courant

La prise en compte des pertes dynamiques accentue, c'était prévisible, les disparités électriques et thermiques entre les composants  $C_1$  et  $C_2$ . Certes, les différences observées sur les profils de température restent, en définitive, modiques. Mais il convient de préciser, à ce propos, que nos prétendues puces "larges" ont une section environ deux fois inférieures à celles des puces IGBT standards ( $12 \times 12 \text{ mm}^2$ ), elles-mêmes peu réputées pour être larges.

Dans le domaine de la conception thermique des modules de puissance à technologie hybride, cette approche locale de la dissipation de puissance pourra donc paraître comme un luxe. Elle permet cependant, au moyen de la seule notion de température de jonction, d'approximer le champ de température, et peut donc en particulier être mise à profit dans le cadre d'une modélisation " $R_{th}$ " du couplage électrothermique.

Il y aurait enfin probablement beaucoup à redire sur la validité physique de l'approche, surtout en ce qui concerne la dissipation dynamique de puissance. Mais nous ne prétendons nullement décrire précisément les phénomènes relevant de la physique des semiconducteurs, juste appréhender un peu plus finement le couplage électrothermique.

## Conclusion

Les travaux menés dans ce mémoire, sur la tenue en courant des dispositifs multipuces, ont conduit au développement de FLUX-CHIP, outil d'aide à la conception associant l'environnement et le solveur thermique du logiciel "éléments finis" FLUX3D, la description des phénomènes électrothermiques

régissant la dissipation de puissance dans les semiconducteurs, et la formalisation électrique de la mise en parallèle. L'approche a été soumise à l'épreuve de l'expérience avec succès, dans la limite toutefois, répétons-le, des possibilités offertes par nos moyens de mesures thermométriques. Il nous reste, à ce niveau, à recourir à l'épreuve de la thermographie infrarouge, épreuve d'ailleurs prévue mais non effectuée à ce jour.

Avec l'introduction, au coeur de la résolution électrothermique, d'un outil de simulation thermique tridimensionnelle, nous sommes passés outre les limites inhérentes à l'approche " $R_{th}$ ". Il en reste cependant de multiples, autres que celles imposées par la description macroscopique des pertes dans les semiconducteurs. En effet, notre outil FLUX-CHIP n'autorise pas, en l'état actuel, la prise en compte :

- d'une multiplicité éventuelle de circuits à dissipation électrothermique au sein d'un même module (il en existe généralement au moins deux : la fonction interrupteur commandable, et la fonction diode antiparallèle),
- de la complexité à venir de ces circuits, en particulier au travers de la mise en série de puces élémentaires,
- de façon générale, de tout circuit électrique autre que celui, figure 4.2, dont nous avons programmé les équations.

Il nous est bien évidemment possible d'effectuer un développement particulier de FLUX3D au cas par cas, et ce faisant, d'éluider soigneusement le fond du problème : FLUX3D n'est pas un outil de simulation des circuits électriques.

La faisabilité et les performances de la simulation électrothermique étant établies, il s'agit désormais de développer un outil intégrant de façon plus générale la notion de circuit électrique. Il convient donc de redonner à FLUX3D sa vocation première, à savoir la résolution numérique des équations différentielles (en l'occurrence, pour nous, celle de la conduction thermique de la chaleur), de recourir à un logiciel spécialisé, a priori CIRCUIT ou SPICE, pour la résolution des équations électriques, enfin d'établir un dialogue entre les deux outils de simulation, selon l'un des deux schémas suivants.

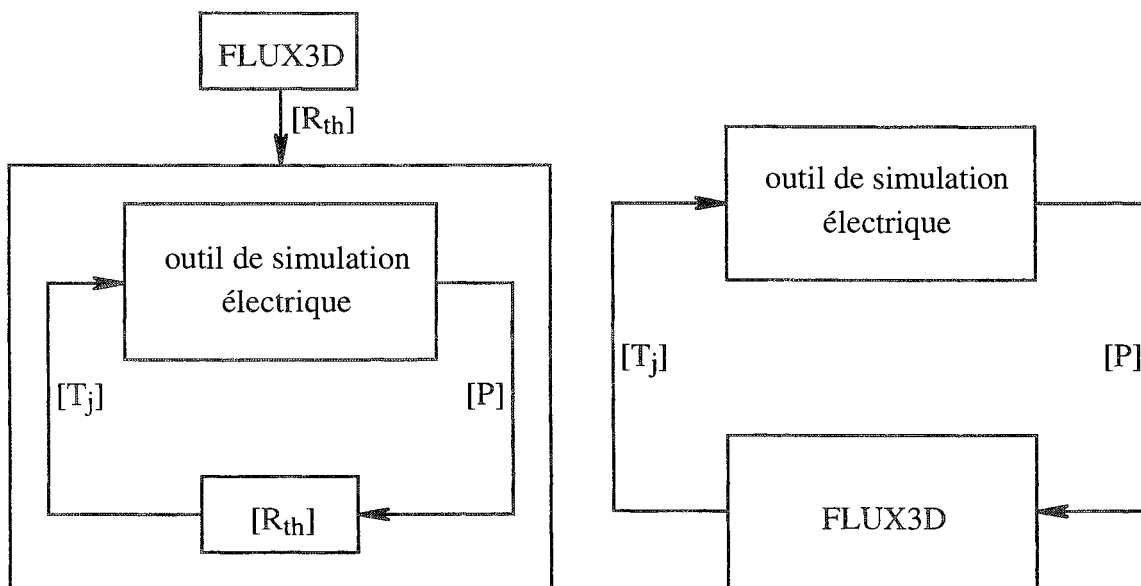


Figure 4.29 : Outils simplifié et général de conception électrothermique

CONCLUSION GENERALE





**Conclusion générale**

L'évolution de l'électronique de puissance reste fortement liée à l'apparition sur le marché de composants semiconducteurs performants, pouvant contrôler des courants et des tensions élevés. De par ses caractéristiques intrinsèques, le transistor bipolaire à grille isolée, composant réalisant un bon compromis entre état passant et dynamique de commutation, et présentant en outre les avantages d'une commandabilité de type MOS, intéresse un nombre croissant d'applications, et il est tout naturellement devenu l'interrupteur le plus utilisé pour l'intégration hybride de puissance.

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été initiés par la volonté d'appliquer les principes de l'hybridation de puissance à la conception de modules à technologie IGBT, dédiés à la traction ferroviaire, en remplacement de l'actuel thyristor GTO. Cette volonté, affichée par la société GEC-ALSTHOM, partenaire industriel du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble dans le cadre du projet ONIX, s'est concrètement traduite par la mise en service, à Grenoble, de rames de tramway équipées de modules du même nom.

L'intégration de puissance a fait apparaître la nécessité d'une conception globale de la fonction interrupteur, qui ne se limite pas à la seule partie silicium. De fait, bénéficier des avantages fonctionnels de la technologie IGBT, en particulier de sa rapidité, à un prix, eu égard à la raideur des fronts de tension et de courant lors des commutations. Aussi devient-il primordial, pour le bon fonctionnement de l'ensemble, d'appréhender, dans la conception de la fonction interrupteur, la connectique et l'interaction puissance-commande, axes de recherche dans lesquels l'équipe "électronique de puissance" du LEG s'est investie, avec en particulier les travaux de thèse de E.CLAVEL [68] et F.MERIENNE [69]. D'autres sujets de réflexion, tels que l'optimisation de la commande et la protection des composants à grille isolée, sont également à l'étude.

Puis, au chapitre des préoccupations que l'intégration hybride de puissance a, non certes pas révélées, mais plutôt accentuées, se trouve la thermique des CEP, et ses multiples facettes. L'augmentation de la puissance commandable des transistors à grille isolée, objectif majeur tant pour les concepteurs que pour les utilisateurs, passe aujourd'hui par l'association de plusieurs puces élémentaires sur un même substrat isolant, ce afin d'accroître les calibres intensité et/ou tension de la fonction semiconductrice. En contrepartie d'une meilleure compacité et d'une réduction conséquente des éléments inductifs parasites, l'intégration hybride de puissance génère de fortes densités de chaleur qu'il convient d'évacuer au mieux, de façon à limiter la température de fonctionnement des semiconducteurs à des valeurs compatibles avec la technologie silicium. Les contraintes thermiques demeurent parmi les principales limitations des modules hybrides de puissance, et la conception d'une fonction interrupteur de ce type doit inévitablement, pour répondre à un cahier des charges donné, faire appel à la thermique des CEP.

Nous avons focalisé nos travaux sur le lien entre température et tenue en courant des dispositifs multipuces, ce qui nous a amené à :

- formaliser le concept de température de jonction, concept utile tant à la définition de résistances et d'impédances thermiques qu'à la modélisation électrothermiques des pertes,
- étudier les performances et les limites des outils classiques de description des transferts de chaleur dans les CEP, et en particulier de la notion de résistance thermique,
- développer des bancs de mesures thermométriques et de caractérisation électrothermique,
- modéliser le couplage électrothermique de façon à appréhender la tenue en courant des associations parallèles de composants.

Cette démarche a donné lieu au développement d'un outil d'aide à la conception, FLUX-CHIP, logiciel de simulation électrothermique tridimensionnelle utilisant l'environnement général de FLUX3D. Mais il ne s'agit là que d'une étape, et en matière de conception thermique des modules hybrides de puissance, de nombreux axes de recherche sont encore à explorer.

Côté modélisation électrothermique des CEP, il reste, outre à généraliser notre démarche pour une description moins restrictive de la notion de circuit électrique, à l'étendre au problème dual : la tenue en tension et la mise en série, et à réduire la part de l'empirisme dans la modélisation des pertes.

Concernant les aspects purement thermiques, il est un volet dont nous avons eu de cesse de souligner les implications dans les caractéristiques électriques et thermiques des CEP : l'évacuation de la chaleur. La conception thermique d'un interrupteur de puissance, au cours de laquelle on décide de la géométrie générale du module, passe en premier chef par le dimensionnement de son refroidisseur. En matière d'intégration de forte puissance, il est à prévoir, à ce niveau, une nette adéquation des micro-techniques. Enfin, en aval de tout cela, il reste à analyser et améliorer, de quelque façon que ce soit, le comportement thermo-mécanique des architectures hybrides de puissance, afin d'endiguer leur relative prédisposition au phénomène de vieillissement par fatigue thermique.

# ANNEXES



## Annexe I

**Equation unidimensionnelle de la conduction  
thermique dans l'espace de Laplace**

Soit un milieu matériel, caractérisé par :

- k : sa conductivité thermique,
- $\rho$  : sa masse volumique,
- $c_p$  : sa chaleur massique,
- $\alpha$  : sa diffusivité thermique.

En notant  $T$  la température en un point de ce milieu,  $q$  la densité volumique de sources internes, et en supposant que :

- le milieu est isotrope, et ses propriétés thermo-physiques sont constantes,
- la diffusion de la chaleur ne s'effectue que selon une direction ( $x$  par exemple),

l'équation de la conduction thermique s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{q}{k} \quad (\text{A.1}).$$

Soit  $\bar{T}(x, s)$  et  $\bar{q}(x, s)$  les transformées de Laplace de  $T(x, t)$  et  $q(x, t)$  respectivement. L'utilisation de cette transformation conduit à réexprimer l'équation (A.1) sous la forme :

$$\frac{d^2 \bar{T}}{dx^2} - \frac{s}{\alpha} \bar{T} + \frac{T(x, 0)}{\alpha} = - \frac{\bar{q}}{k} \quad (\text{A.2}).$$

$T(x, 0)$  est le profil initial de température dans le milieu. Sa transformée de Laplace est donnée par :

$$\mathcal{L}(T(x, 0)) = \frac{T(x, 0)}{s} \quad (\text{A.3}).$$

Soit  $\theta(x, t) = T(x, t) - T(x, 0)$ , l'écart de température en  $x$  entre les instants  $t$  et  $0$ . La transformée de Laplace  $\bar{\theta}$  de  $\theta$  s'écrit :

$$\bar{\theta}(x, s) = \bar{T}(x, s) - \frac{T(x, 0)}{s} \quad (\text{A.4}).$$

Si l'on suppose que le profil initial de température est à dérivée seconde nulle :

$$\frac{d^2 T(x, 0)}{dx^2} = 0 \quad (\text{A.5}),$$

ce qui correspond à un profil uniforme ou linéaire, l'équation (A.2), exprimée en  $\bar{\theta}$ , devient :

$$\frac{d^2\bar{\theta}}{dx^2} - \frac{s}{\alpha} \bar{\theta} = -\frac{\bar{q}}{k} \quad (\text{A.6}).$$

La solution de la forme homogène de l'équation (A.6) est connue. Elle s'écrit :

$$\begin{cases} \bar{\theta}(x, s) = C.e^{-mx} + C'.e^{mx} \\ m^2 = \frac{s}{\alpha} \end{cases} \quad (\text{A.7}).$$

Enfin, si la transformée de la fonction densité volumique de sources interne vérifie :

$$\frac{d^2\bar{q}}{dx^2} = 0 \quad (\text{A.8}),$$

la solution de l'équation (A.6) est :

$$\begin{cases} \bar{\theta}(x, s) = C.e^{-mx} + C'.e^{mx} + \frac{\alpha\bar{q}}{ks} \\ m^2 = \frac{s}{\alpha} \end{cases} \quad (\text{A.9}),$$

et la transformée  $\bar{\varphi}$  de la densité de flux  $\varphi$  vaut :

$$\begin{cases} \bar{\varphi}(x, s) = km(C.e^{-mx} - C'.e^{mx}) - \frac{\alpha}{s} \frac{d\bar{q}}{dx} \\ m^2 = \frac{s}{\alpha} \end{cases} \quad (\text{A.10}).$$

## Annexe 2

### Représentation quadripolaire d'une couche

Soit un milieu matériel homogène isotrope, à propriétés thermo-physiques constantes, sans source interne, limité par deux plans parallèles, et siège d'un transfert de chaleur conductif unidirectionnel selon un axe normal à ses faces externes.

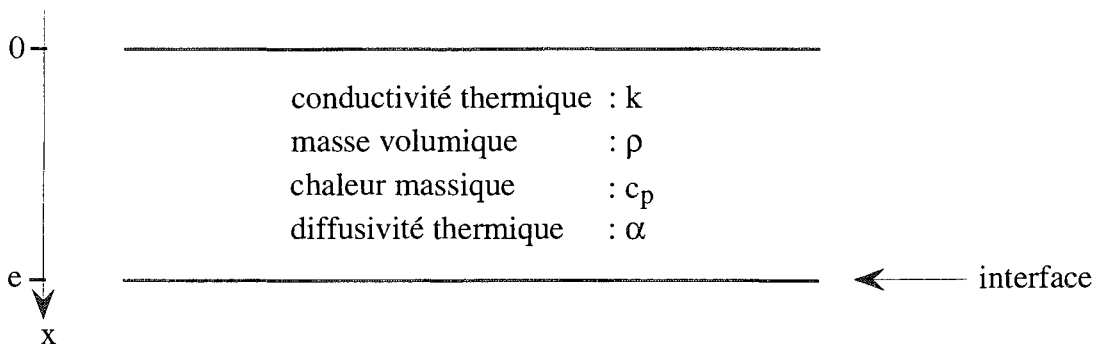


Figure A.1 : Caractéristiques de la couche

On note  $e$  l'épaisseur du milieu et  $g$  la conductance d'un interface éventuel en  $x=e$ . En supposant que le régime thermique au sein du milieu est initialement stationnaire, et en reprenant les notations de l'annexe précédente, on a (annexe 1) :

$$(\forall x \in [0, e[) \begin{cases} \bar{\theta}(x, s) = C \cdot \exp(-mx) + C' \cdot \exp(mx) \\ \bar{\varphi}(x, s) = km (C \cdot \exp(-mx) - C' \cdot \exp(mx)) \\ m^2 = \frac{s}{\alpha} \end{cases} \quad (\text{A.11}).$$

Les conditions aux limites à l'interface sont du quatrième type (relations de continuité), elles s'écrivent : pour la densité de flux :  $\bar{\varphi}(e, s) = \bar{\varphi}(e^-, s)$ , soit donc :

$$\bar{\varphi}(e, s) = km(C \cdot \exp(-me) - C' \cdot \exp(me)) \quad (\text{A.12}),$$

pour la température :  $\bar{\theta}(e, s) = \bar{\theta}(e^-, s) - \frac{1}{g} \bar{\varphi}(e, s)$ , soit donc :

$$\bar{\theta}(e, s) = \left(1 - \frac{km}{g}\right) C \cdot \exp(-me) + \left(1 + \frac{km}{g}\right) C' \cdot \exp(me) \quad (\text{A.13}).$$

Exprimons  $C$  et  $C'$  en fonction de  $\bar{\theta}(e, s)$  et  $\bar{\varphi}(e, s)$ . On a :



$$\begin{cases} \left(1 - \frac{km}{g}\right) \exp(-me) \cdot C + \left(1 + \frac{km}{g}\right) \exp(me) \cdot C' = \bar{\theta}(e, s) \\ km \cdot \exp(-me) \cdot C - km \cdot \exp(me) \cdot C' = \bar{\varphi}(e, s) \end{cases} \quad (\text{A.14}).$$

Le discriminant de ce système vaut  $-2 km$ , et  $C$  et  $C'$  sont donnés par :

$$\begin{cases} C = \frac{km \cdot \exp(me) \cdot \bar{\theta}(e, s) + \left(1 + \frac{km}{g}\right) \exp(me) \cdot \bar{\varphi}(e, s)}{2km} \\ C' = \frac{km \cdot \exp(-me) \cdot \bar{\theta}(e, s) - \left(1 - \frac{km}{g}\right) \exp(-me) \cdot \bar{\varphi}(e, s)}{2km} \end{cases} \quad (\text{A.15}).$$

De sorte que les valeurs de température et de la densité de flux en  $x=0$  sont reliées aux valeurs en  $x=e$  selon les expressions suivantes :

$$\bar{\theta}(0, s) = \text{ch}(me) \cdot \bar{\theta}(e, s) + \left(\frac{\text{sh}(me)}{km} + \frac{\text{ch}(me)}{g}\right) \cdot \bar{\varphi}(e, s) \quad (\text{A.16}),$$

$$\bar{\varphi}(0, s) = km \cdot \text{sh}(me) \cdot \bar{\theta}(e, s) + \left(\frac{km}{g} \text{sh}(me) + \text{ch}(me)\right) \cdot \bar{\varphi}(e, s) \quad (\text{A.17}).$$

Il est aisé dès lors de formuler les deux relations précédentes sous forme matricielle :

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} \bar{\theta}(0, s) \\ \bar{\varphi}(0, s) \end{pmatrix} = [A] \begin{pmatrix} \bar{\theta}(e, s) \\ \bar{\varphi}(e, s) \end{pmatrix} \\ [A] = \begin{pmatrix} \text{ch}(me) & \frac{\text{sh}(me)}{km} + \frac{\text{ch}(me)}{g} \\ km \cdot \text{sh}(me) & \frac{km}{g} \text{sh}(me) + \text{ch}(me) \end{pmatrix} \end{cases} \quad (\text{A.18}).$$

$[A]$  est la matrice caractéristique de la couche. En procédant par analogie avec les grandeurs électriques, on peut considérer que la relation (A.18) définit une matrice de transfert au sens de la théorie des quadripôles, liant les grandeurs d'entrée de la couche à celles de sortie. Cette situation est illustrée comme suit :

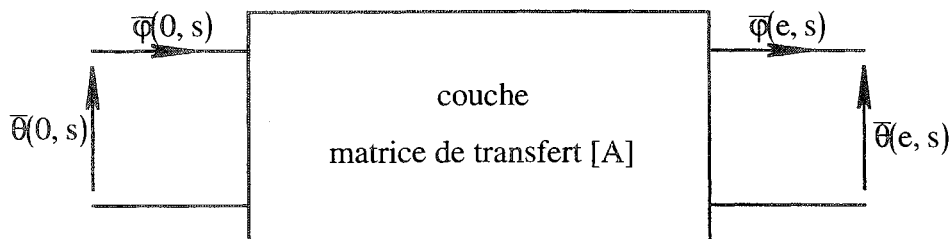


Figure A.2 : Représentation quadripolaire d'une couche

## Annexe 3

Fonctions erf, erfc, i<sup>n</sup>erfc

## 1 : Fonction erf

Appelée fonction d'erreur, la fonction erf est définie par :

$$(\forall x \in \mathcal{R}) \left( \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} \cdot du \right) \quad (\text{A.19}).$$

quelques propriétés

$$\text{erf} \in C^\infty(\mathcal{R})$$

erf est impaire

$$\text{erf}(0) = 0 \quad \text{et} \quad \lim_{x \rightarrow +\infty} \text{erf}(x) = 1$$

$$(\forall x \in \mathcal{R}) \left( \text{erf}'(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \right)$$

## 2 : Fonction erfc

C'est la fonction complémentaire de erf :

$$(\forall x \in \mathcal{R}) \left( \text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} e^{-u^2} \cdot du \right) \quad (\text{A.20}).$$

quelques propriétés

$$\text{erfc} \in C^\infty(\mathcal{R})$$

$$(\forall x \in \mathcal{R}) (\text{erfc}(-x) = 2 - \text{erfc}(x))$$

$$\text{erfc}(0) = 1 \quad \text{et} \quad \lim_{x \rightarrow +\infty} \text{erfc}(x) = 0$$

$$(\forall x \in \mathcal{R}) \left( \text{erfc}'(x) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \right)$$

3 : Fonction i<sup>n</sup>erfc

On définit la suite de fonctions (i<sup>n</sup>erfc)<sub>n ∈ ℕ</sub> comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} i^0 \operatorname{erfc} = \operatorname{erfc} \\ (\forall n \in \mathcal{N}^*) (\forall x \in \mathcal{R}) \left( i^n \operatorname{erfc}(x) = \int_x^{+\infty} i^{n-1} \operatorname{erfc}(u) du \right) \end{array} \right. \quad (\text{A.21}).$$

propriété

$$(\forall x \in \mathcal{R}) \left\{ \begin{array}{l} i^0 \operatorname{erfc}(x) = \operatorname{erfc}(x) \\ i \operatorname{erfc}(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} - x \operatorname{erfc}(x) \\ (\forall n \in \mathcal{N}^* \setminus \{1\}) (2n i^n \operatorname{erfc}(x) = i^{n-2} \operatorname{erfc}(x) - 2x i^{n-1} \operatorname{erfc}(x)) \end{array} \right. \quad (\text{A.22}).$$

#### 4 : Quelques transformées inverses de Laplace utiles

Soit  $a \in \mathcal{R}^+$ .

$$* \mathcal{L}^{-1} \left( \frac{e^{-a\sqrt{s}}}{2\sqrt{\pi t^3}} \right) = \frac{a}{2\sqrt{\pi t^3}} \exp\left(-\frac{a^2}{4t}\right)$$

$$* \mathcal{L}^{-1} \left( \frac{e^{-a\sqrt{s}}}{s} \right) = \operatorname{erfc} \left( \frac{a}{2\sqrt{t}} \right)$$

$$* \mathcal{L}^{-1} \left( \frac{e^{-a\sqrt{s}}}{\sqrt{s}} \right) = \frac{1}{\sqrt{\pi t}} \exp\left(-\frac{a^2}{4t}\right)$$

$$* \text{ pour } n \in \mathcal{N}, \mathcal{L}^{-1} \left( \frac{e^{-a\sqrt{s}}}{s^{1+n/2}} \right) = (4t)^{n/2} i^n \operatorname{erfc} \left( \frac{a}{2\sqrt{t}} \right)$$

NOMENCLATURE      GENERALE



**Nomenclature générale**

**Abréviations**

CEP	: composants de l'électronique de puissance
IGBT	: Insulated Gate Bipolar Transistor (transistor bipolaire à grille isolée)
thyristor GTO	: Gate Turn-Off thyristor (thyristor ouvrable par la gâchette)
MCT	: MOS Controlled Thyristor
PTS	: Paramètre Thermosensible

**Notations mathématiques**

$\mathcal{R}$	: ensemble des réels
$\mathcal{R}^+$	: ensemble des réels positifs
$\mathcal{R}^{+*}$	: ensemble des réels strictement positifs
$\mathcal{N}$	: ensemble des entiers naturels
$\mathcal{N}_n$	: ensemble des entiers naturels compris entre 1 et n
$\bar{A}$	: transformée de Laplace d'une fonction temporelle A
$\vec{A}$	: vecteur de l'espace vectoriel $\mathcal{R}^n$ ( $n \in \mathcal{N}^*$ )
[A]	: matrice carrée ou colonne (autre notation pour $\vec{A}$ )

**Notations thermiques**

**températures**

T	: température	(USI : K)
$\theta$	: écart de température	(USI : K)
$T_j, \theta_j$	: températures de jonction (valeur absolue ou relative), la notation "j" pouvant soit signifier "jonction", soit renvoyer à une indexation (auquel cas j est un entier naturel)	(USI : K)
$T_{jmax}$	: température de jonction maximum	(USI : K)
$T_a$	: température de référence, généralement celle d'un refroidisseur	(USI : K)

**propriétés thermophysiques**

k	: conductivité thermique	(USI : W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
---	--------------------------	---

## Nomenclature générale

---

$\rho$	: masse volumique	(USI : $\text{kg.m}^{-3}$ )
$c_p$	: chaleur massique	(USI : $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
$\alpha$	: diffusivité thermique	(USI : $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
$h$	: coefficient d'échange convectif	(USI : $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )
$g$	: conductance thermique	(USI : $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )

### puissance

$\phi$	: flux de chaleur, noté P à partir du chapitre 3	(USI : W)
$\phi$	: densité de flux de chaleur	(USI : $\text{W.m}^{-2}$ )
$q$	: densité volumique de chaleur source	(USI : $\text{W.m}^{-3}$ )

### caractéristiques thermiques

$R_{th}$	: résistance thermique	(USI : $\text{K.W}^{-1}$ )
$C_{th}$	: capacité thermique	(USI : $\text{J.K}^{-1}$ )
$Z_{th}$	: impédance thermique	
$z_{th}$	: impédance thermique réduite	
$Z_{th\ imp}$	: impédance thermique impulsionnelle	(USI : $\text{K.J}^{-1}$ )
$Z_{th\ ind}$	: impédance thermique indicielle	(USI : $\text{K.W}^{-1}$ )
$Z'_{th\ ind}$	: dérivée temporelle de l'impédance thermique indicielle, autre notation de $Z_{th\ imp}$	(USI : $\text{K.J}^{-1}$ )
$R_c$	: résistance thermique de contact	(USI : $\text{K.m}^2.\text{W}^{-1}$ )

### Notations géométriques

$e$	: épaisseur	(USI : m)
$S$	: surface	(USI : $\text{m}^2$ )
$\mathcal{V}$	: volume	(USI : $\text{m}^3$ )

### Notations électriques

#### paramètres thermosensibles

$V_f$	: chute de tension directe	(USI : V)
$V_{GStH}$	: tension seuil de commande	(USI : V)
$I_e$	: courant d'étalonnage (ou de calibration)	(USI : A)
$J_e$	: densité de courant d'étalonnage	(USI : $\text{A.m}^{-2}$ )
$f_c$	: fonction de calibration	

*courants*

$i(t)$	: onde de courant	(USI : A)
$I_F$	: courant conduit (conduction continue)	(USI : A)
$I$	: courant conduit et commuté (fonctionnement hacheur)	(USI : A)
$I_{\max}$	: courant maximum de conduction	(USI : A)
$I_{\text{stab}}$	: courant limite de stabilité thermique	(USI : A)
$I_o$	: courant annulant le coefficient de température de la chute de tension directe	(USI : A)

*tensions*

$v(t)$	: onde de tension	(USI : V)
$V_F$	: chute de tension directe	(USI : V)
$\Delta V_F$	: degré d'appairage en $V_F$	(USI : V)
$E$	: tension d'alimentation en fonctionnement hacheur	(USI : V)

*puissances*

$P_{\text{cond}}$	: pertes statiques (en conduction)	(USI : W)
$W_{\text{com}}$	: énergie dissipée par commutation	(USI : J)
$P_{\text{com}}$	: pertes dynamiques	(USI : W)
$P$	: pertes totales	(USI : W)
$V_{oo}, a, r_{oo}, b$	: paramètres statiques associés à la modélisation électrothermique empirique des pertes statiques	
$W_{1,a\text{com}}, W_{2,b\text{com}}$	: paramètres dynamiques associés à la modélisation électrothermique empirique des pertes dynamiques	

*autres*

$\delta$	: rapport cyclique (fonctionnement hacheur)	
$T_{\text{el}}$	: période électrique	(USI : s)
$f_{\text{el}}$	: fréquence électrique	(USI : Hz)
$L_m$	: inductance de maille (inductance de la cellule de commutation)	(USI : H)





REFERENCES

BIBLIOGRAPHIQUES



**Références bibliographiques**

- [1] H.S. CARSLAW, J.C. JAEGER, "Conduction of heat in solids", Oxford University Press, Oxford, 1959.
- [2] E.R.G. ECKERT, R.M. Jr DRAKE, "Analysis of heat and mass transfer", Mc Graw Hill, 1972.
- [3] A.B. DE VRIENDT, "La transmission de la chaleur", Edition Gaëtan Morin, Vol.1, tomes 1 ("Généralités-La conduction") et 2 ("La conduction (suite et appendices)"), 3<sup>ème</sup> édition, 1989.
- [4] J.TAINE, J.P.PETIT, "Transferts thermiques - Mécaniques des fluides anisothermes", DUNOD, 2<sup>ème</sup> édition, Paris, 1995.
- [5] J.F.SACADURA, "Initiation au transferts thermiques", Technique et Documentation, Paris, 1982.
- [6] D.B.TUCKERMAN, "Heat transfert microstructures for integrated circuit", Ph.D. thesis, Stanford University, 1984.
- [7] A.WEISBERG, H.H.BAU, J.N.ZEMEL, "Analysis of microchannels for integrated cooling", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.35, n°10, pp. 2465-2474, 1992.
- [8] P. TOUNSI, "Méthodologie de la conception thermique des circuits électroniques hybrides et problèmes connexes", Thèse de doctorat de l'INSA, Toulouse, Décembre 1992.
- [9] G.P. MULHOLLAND, M.H. COBBLE, "Diffusion through composite media", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.15, pp. 147-160, 1972.
- [10] P. DUHAMEL, J. GOSSE, "Analyse thermique d'un mur composite soumis sur une face à une variation en créneaux de la température", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.23, pp. 1663-1671, 1980.

- [11] H. SALT, "Transient conduction in a two-dimensional composite slab - I. Theoretical development of temperature modes",  
International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.26, n°11, pp. 1611-1616, 1983.
- [12] H. SALT, "Transient conduction in a two-dimensional composite slab - II. Physical interpretation of temperature modes",  
International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.26, n°11, pp. 1617-1623, 1983.
- [13] M.D. MIKHAILOV, M.N. ÖZISIK, N.L. VULCHANOV, "Diffusion in composite layers with automatic solution of the eigenvalue problem",  
International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.26, n°8, pp. 1131-1141, 1983.
- [14] M. BOUZIDI, "Diffusion thermique non stationnaire dans des milieux multicouches et problème aux valeurs propres - 1. Une paroi unique multicouche",  
International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.34, n°415, pp. 1259-1270, 1991.
- [15] J. GOSSE, "Sur la conduction thermique variable dans un mur composite à propriétés constantes",  
Compte-rendus de l'Académie des Sciences de Paris, t.286, série B, pp. 303-306, 1978.
- [16] A. DEGIOVANNI, "Conduction dans un "mur" multicouche avec sources : extension de la notion de quadripole",  
International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.31, n°3, pp. 553-557, 1988.
- [17] Ph. LETURCQ, J.M. DORKEL, F.E. RATOLOJANAHARY, S. TOUNSI, "A two-port network formalism for 3D heat conduction analysis in multilayered media",  
International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.36, n°9, pp. 2317-2326, 1993.
- [18] S. CLEMENTE, "Transient thermal response of power semiconductors to short power pulses",  
EPE'91, pp. 2434-2438, Firenze, September 1991.
- [19] J.M. LI, D. LAFORE, D. ROUX, "Evaluation de la température maximale dans les semiconducteurs de puissance en régime transitoire forte puissance-courte durée",  
à paraître dans le Journal de Physique.
- [20] J.B. SAULNIER, A. ALEXANDRE, "La modélisation thermique par la méthode nodale : ses succès et ses limites",  
Revue Générale de la Thermique, n°280, pp. 363-372, Avril 1985.

- [21] **Z. LISIK, M. KOPEC, J. PODGORSKI, R. BARCZEWSKI**, "3-D simulation of heat transfer in power semiconductor devices",  
EPE'95, pp. 2.277-2.281, Sevilla, September 1995.
- [22] **J-C. SABONNADIÈRE, J-L. COULOMB**, "Eléments finis et CAO",  
Edition Hermès, Paris, 1986.
- [23] **E. FARJAH**, "Contribution aux caractérisations électrique et thermique des transistors de puissance à grille isolée",  
Thèse de Doctorat de l'INPG, Grenoble, Octobre 1994.
- [24] **A. NAPIERALSKI, S. TOUNSI, J.M. DORKEL, Ph. LETURCQ**, "Developing a true 3D transient thermal model for power components or hybrid power circuits",  
EPE MADEP, pp. 0.104-0.109, Firenze, September 1991.
- [25] **J.M. DORKEL, A. NAPIERALSKI, Ph. LETURCQ, J.J. SIMON, R. PICAULT**, "La méthode des coefficients d'influence : son application à l'identification des paramètres thermiques d'une technologie d'assemblage hybride",  
3ème Colloque sur la Thermique, l'Energie et l'Environnement, Perros-Guirec, Trégastel, Juin 1989.
- [26] **Ph. LETURCQ, J.M. DORKEL, A. NAPIERALSKI, E. LACHINER**, "A new approach to thermal analysis of power devices",  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.ED-34, n°5, pp. 1147-1156, May 1987.
- [27] **J.M. DORKEL, A. NAPIERALSKI, Ph. LETURCQ**, "Implementation of a new method for thermal analysis of plane multilayered systems",  
Numerical Heat Transfer, Vol.13, pp. 319-336, 1988.
- [28] **Ch. ZARDINI**, "Hybridation des circuits de puissance",  
Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Bordeaux, Décembre 1991.
- [29] **Ch. SCHAEFFER, J-P. FERRIEUX, L. PIERRAT, R. PERRET**, "The steady state thermal behaviour of an IGBT module : 2D-F.E.M. simulation and influence of materials thermal conductivity and power injection mode",  
EPE Journal, Vol.1, n°1, pp. 33-44, December 1992.
- [30] **Ph. DUPIN**, "Aluminium nitride ceramic for power hybrid substrates",  
Hybrid Circuit Technology, July 1990.

- [31] **TOSHIBA CORPORATION**, "IGBT data book 3506 D-E", 1993.
- [32] **Ch. ZARDINI, F. RODES, G. DUCHAMP**, "Simulations thermiques d'un assemblage hybride de puissance. Régimes stationnaire et instationnaire", Journées GRECO, Clamart, Avril 1988.
- [33] **J.M. DORKEL, A. NAPIERALSKI, Ph. LETURCQ, E. MONRANI, R. PICAULT, J.J. SIMON**, "Conception thermique d'un commutateur hybride de puissance", EPF'90, pp. 109-114, Toulouse, Octobre 1990.
- [34] **J.M. DORKEL, A. NAPIERALSKI, Ph. LETURCQ, S. TOUNSI**, "Aide à la conception thermique d'un module interrupteur de puissance à transistors MOS. Mesure des coefficients d'influence thermique", Rapport LAAS n° 90075, Toulouse, Mars 1990.
- [35] **Ch. ZARDINI, E. WOIRGARD, H. HUILLET**, "Simulation thermique des assemblages hybrides de puissance", Journées GRECO CNRS "Dispositifs et systèmes électrotechniques", Bordeaux, Mai 1989.
- [36] **E. FARJAH, J.L. SCHANEN, J. ROUDET, J.P. FERRIEUX**, "Power MOSFET modelling based on its behaviour", IEEE-IMAC-TC1'93, pp. 461-466, Montreal, July 1994.
- [37] **A. DEGIOVANNI**, "Notion de matrice de transfert pour un interface", Journée SFT "Les résistances thermiques de contact et leurs applications dans les systèmes industriels", Paris, Avril 1995.
- [38] **S. MENHART**, "Using SPICE to calculate MOSFET operating temperature", IEEE-PESC'92, pp. 901-906, 1992.
- [39] **SGS-THOMSON**, "Schottky and rectifier diodes databook", 2<sup>ème</sup> Edition, 1994.
- [40] **Ch. SCHAEFFER, J-P. FERRIEUX, R. PERRET**, "Thermal simulation in power electronics", IEEE-APEC'92, pp. 780-784, Boston, February 1992.
- [41] **L-L. ROUVE**, "Etude du comportement thermique des interrupteurs IGBT soumis à des contraintes élevées de faible durée", Rapport DEA Génie Electrique de l'INPG, Grenoble, Septembre 1993.

- [42] L-L. ROUVE, Ch. SCHAEFFER, E. FARJAH, "Thermal behavior of IGBT subjected to short power pulses of high amplitude",  
IEEE-APEC'94, pp. 487-492, Orlando, February 1994.
- [43] F.F. OETTINGER, D.L. BLACKBURN, S. RUBIN, "Thermal characterization of power transistors",  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.ED-23, n°8, pp. 831-838, August 1976.
- [44] Ch. SCHAEFFER, B. REYMOND, L. PIERRAT, "Comportement thermique d'un composant IGBT : modélisation en 2D et validation expérimentale",  
L'Onde Electrique, Vol.72, n°4, pp. 24-29, Juillet-Août 1992.
- [45] W.E. NEWELL, "Transient thermal analysis of solid state power devices, making a dreaded process easy",  
IEEE-PESC'75, Los Angelès, 1975.
- [46] A. FILLATRE, "Comparaison des performances limites à l'état passant des transistors de puissance bipolaires et MOS",  
Thèse de Doctorat de l'INSA, Toulouse, Juillet 1982.
- [47] S. RAËL, Ch. SCHAEFFER, "Etude de la mise en parallèle de composants MCT : analyse du couplage électrothermique en conduction",  
Rapport du contrat GIRCEP n° 93-368, Octobre 1995.
- [48] INTERNATIONAL RECTIFIER, "IGBT designer's manuel", 1991.
- [49] Ch. SCHAEFFER, "Analyse des comportements électrique et thermique des interrupteurs de puissance IGBT à technologie hybride",  
Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, Janvier 1992.
- [50] H.SCHMID, L.LORENZ, "Methods for the parallel connexion of thermally protected power MOSFETS",  
Power Conversion, June 1991.
- [51] R.FRANK, P.ALOISI, "Power devices with integrated protection",  
EPE MADEP, pp. 0.110-0.113 , Firenze, September 1991.



- [52] Ch. ZARDINI, F.RODES, G.DUCHAMPS, J.L.AUCOUTURIER, "Mesure de la température de surface des semiconducteurs de puissance par thermographie infrarouge et cristaux liquides",  
EPF'88, Bordeaux, 1988.
- [53] E.WOIRGARD, "Contribution à l'étude d'une intégration hybride adaptée à l'électronique automobile",  
Thèse de doctorat de l'Université Bordeaux I, Bordeaux, 1992.
- [54] C.C.LEE, T.J.SU, M.CHAO, "Transient thermal measurements using the index of refraction as a temperature sensitive parameter",  
IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology, Vol.15, n°5, pp.625-630, October 1992.
- [55] F.E.RATOLOJANAHARY, "Méthodologie de caractérisation thermique de supports et substrats pour l'électronique de puissance",  
Thèse de doctorat de l'INSA, Toulouse, 1993.
- [56] D.L.BLACKBURN, F.F.OETINGER, "Transient thermal response measurements of power transistors",  
IEEE Transactions on Industrial Electronics and Control Instrumentation, Vol.EICI-22, n°2, May 1975.
- [57] C.GRAMFORT, "Détermination de la température d'un semi-conducteur : méthode de la chute de tension directe",  
EPF'85, Grenoble, 1985.
- [58] J.ARNOULD, P.MERLE, "Dispositifs de l'électronique de puissance",  
HERMES, Vol.1 et 2, Paris, 1992.
- [59] E.FARJAH, Ch.SCHAEFFER, R.PERRET, "Experimental thermal parameter extraction using non-destructive tests",  
EPE'95, pp. 1.245-1.248, Sevilla, September 1995.
- [60] E.FARJAH, Ch.SCHAEFFER, L.L.ROUVE, R.PERRET, "Thermal characterization of MOS-controlled devices in transient conditions : verification of thermosensitive parameters by experimental and simulation tools",  
EPE Journal, Vol.4, n°2, pp. 33-37, June 1994.

- [61] **E.FARJAH, R.PERRET**, "Application and analysis of thermosensitive parameters in the case of hybrid power modules",  
IEEE-IAS'94, pp. 1284-1289, Denver, October 1992.
- [62] **S.DUONG, S.RAËL, Ch.SCHAEFFER, J.F.DE PALMA**, "Short circuit behaviour for PT and NPT IGBT devices - Protection against explosion of the case by fuses",  
EPE'95, pp. 1.249-1.254, Sevilla, September 1995.
- [63] **Ph.LETURCQ**, "Composants semiconducteurs - Principe de fonctionnement",  
Techniques de l'Ingénieur, n°D3100, Septembre 1987.
- [64] **Ph.LETURCQ**, "Composants semiconducteurs de puissance",  
Techniques de l'Ingénieur, n°D3110, Décembre 1987.
- [65] **S.DUONG, Ch.SCHAEFFER, J.ARNOULD, J.F.DE PALMA, C.MULLERT**, "Etude du transistor à grille bipolaire en surcharge en vue de sa protection par fusible",  
EPF'94, pp. 167-171, Cachan, 1994.
- [66] **B.M.CAIN, P.A.GOUD, C.G.ENGLEFIELD**, "Electrical measurement of the junction temperature of an RF power transistor",  
IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol.41, n°5, pp.663-665, October 1992.
- [67] **E.CLAVEL, Ch.SCHAEFFER, Y.MARECHAL, R.PERRET**, "Etude et conception d'une fonction interrupteur de puissance réalisée en technologie hybride - Application à la traction",  
Revue Générale de Thermique, n°395, pp. 669-677, Novembre 1994.
- [68] **E.CLAVEL**, "Vers un outil de conception de câblage : le logiciel InCa",  
Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, soutenance prévue pour Octobre 1996.
- [69] **F.MERIENNE**, "Influence de l'interaction puissance-commande sur le fonctionnement des convertisseurs d'électronique de puissance : simulation fine - recherche de règles de conception",  
Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, Janvier 1996.





## Méthodologie de conception des modules de puissance : étude électrothermique de l'association parallèle

### RESUME

L'apparition, au milieu des années quatre-vingts, du transistor bipolaire à grille isolée, a ouvert de larges perspectives en matière d'intégration en électronique de puissance. Cet interrupteur, qui réalise un bon compromis entre état passant et dynamique de commutation, et présente en outre les avantages d'une commandabilité de type MOS, intéresse un nombre croissant d'applications. Son évolution future est tournée vers le domaine de la traction ferroviaire, pour lequel le module hybride de puissance à technologie IGBT constitue une alternative à l'actuel thyristor GTO. L'ensemble de cette étude traite des aspects thermiques de la conception de modules de puissance.

Aspects thermiques généraux en premier lieu : transferts conductifs de chaleur dans les milieux multicouches caractéristiques des assemblages hybrides de puissance, formalisation des notions les plus couramment utilisées en électronique de puissance, à savoir température de jonction, résistance thermique, et impédance thermique.

Puis, nous nous sommes attachés, plus spécifiquement, à caractériser et modéliser les phénomènes électrothermiques régissant la dissipation de puissance dans les puces semiconductrices, et à développer un outil de simulation tridimensionnelle, FLUX-CHIP, dédié à la conception électrothermique des dispositifs constitués de puces associées en parallèle. Cet outil permet l'étude des déséquilibres d'origine électrique et/ou thermique, de leurs effets sur le champ de température et la répartition de courant, et en général de la corrélation entre température et courant nominal.

### MOTS-CLES

Intégration de puissance  
Modules hybrides  
Transferts thermiques  
Température de jonction

Couplage électrothermique  
Caractérisation électrique et thermique  
Modélisation électrothermique  
Simulation 3D

## Conception methodology for power modules : electrothermal investigation on parallel associations

### ABSTRACT

The achievement, in the middle of the eighties, of the insulated gate bipolar transistor has opened large prospects in the field of integration in power electronics. In fact, its main characteristics, good on-state and dynamic behaviours, and a MOS kind driving, are quite interesting, so that the switch function is achieved by IGBT in more and more converters. The evolution of this component is turned toward railway traction application, for which the IGBT hybrid power modules is an alternative to the present GTO thyristor.

These investigations deal with thermal considerations on power modules conception. General thermal considerations, at first : conductive heat transferts in multilayered media met in power hybrid integration, formalization of some concepts often used in power electronics : junction temperature, thermal resistance, and transient thermal impedance.

Then we have focused more especially on characterizing and modeling electrothermal phenomena that rule power dissipation in semiconductor chips. This leads us to develop a tridimensionnal simulation tool, FLUX-CHIP, for the electrothermal conception of devices based on chips parallel association. This tool enables the study of electrical and thermal imbalances, of their effects on temperature field and current splitting, and in general of the correlation between temperature and rated current.

### KEYWORDS

Power integration  
Hybrid modules  
Thermal transferts  
Junction temperature

Electrothermal coupling  
Electrical and thermal characterization  
Electrothermal modeling  
3D simulation