

**UNIVERSITE DE LIMOGES**  
**ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé**  
**FACULTE de LIMOGES**

**Année : 2004**

**Thèse N° 07/2004**

**Thèse**  
pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

**Discipline / Spécialité : ELECTRONIQUE**

présentée et soutenue par

**CHANG CHRISTOPHE**

le 3 mai 2004

**"Amélioration de modèles électrothermiques de composants de puissance de type TBH ou pHEMT et application à la conception optimale de modules actifs pour les radars"**

**Thèse dirigée par Raymond QUERE**

**JURY :**

**PRÉSIDENT :**

**M. CAMPOVECCHIO**

**RAPPORTEURS :**

**J.C. DE JEAGER**

**J. PORTILLA**

**EXAMINATEURS :**

**F. MURGADELLA**

**D. FLORIOT**

**S. VERDEYME**

**D. DUEME**

**R. QUERE**

**R.SOMMET**



*A la mémoire de mes grand-parents,  
A ma famille,  
A tous ceux qui me sont proches...*



# Remerciements

Ce travail, financé par THALES Systèmes Aéroportés, a été réalisé au sein du département Pilotes Récepteurs et Modules actifs de THALES. Je remercie M. LEJEUNE de m'avoir accueilli au sein de l'équipe de conception MMIC afin de réaliser mes recherches.

L'encadrement universitaire a été assuré par l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes du site de Brive. Je tiens à remercier M. QUERE, Professeur à l'Université de Limoges, pour la confiance qu'il m'a témoigné en acceptant de diriger ce travail.

Je remercie M. CAMPOVECCHIO d'avoir accepté la présidence de ce jury.

Je remercie également M. DEJAEGER, Professeur à l'Institut d'Electronique de Micro-électronique et Nanostructure (IEMN) de Lille et M. PORTILLA, Professeur de L'Université del Pais Vasco, d'avoir accepter de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

J'adresse mes remerciements à messieurs MURGADELLA, ingénieur de la Délégation Général pour l'Armement (DGA), VERDEYME, Professeur à l'Université de Limoges et FLORIOT, ingénieur THALES Resarch&Technologies d'avoir examiner ce mémoire. Je tiens aussi à adresser ma gratitude à M. LE HELLEYE, ingénieur de la Délégation Général pour l'Armement pour avoir accepter de participer à ce jury.

J'exprime mes sincères remerciements à M. DUEME, ingénieur à THALES, pour les précieux conseils et pour la disponibilité dont il a fait preuve tout au long de ces trois années. Tout ce temps m'a permis de profiter de ses qualités scientifiques indéniables, mais surtout, de toutes ses qualités humaines.

Toute ma gratitude va à M. SOMMET, chargé de recherche au CNRS, pour sa sympathie et toutes ses suggestions qui m'ont permis de mener à bien ce travail

J'adresse également mes remerciements à M. GAUTIER, Ingénieur à THALES, pour ses précieux enseignements au métier de "thermicien" et sa disponibilité qu'il a su me témoigné lors de mes recherches.

Je tiens à remercier Melle CASTILLON, support de simulation, et M. PERROT, ingénieur support informatique, pour leur disponibilité et le dépannage des moyens informatiques.

Enfin, mes remerciements seraient incomplets sans adresser toute ma reconnaissance aux différents membres de l'équipe MMICs dirigé par M APERCE. Outre les échanges scientifiques que nous avons pu avoir, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à l'équipe pour l'ambiance amical et l'inconditionnel soutien que chacun a su m'apporter. Qu'ils sachent tous que je n'oublierai jamais ces trois "courtes" années passées ensemble.

# Résumé

## **Amélioration de modèles électrothermiques de composants de puissance de type TBH ou pHEMT et application à la conception optimale de modules actifs pour les radars**

L'objectif de ce travail est le développement d'un outil opérationnel intégrant un modèle électrothermique dans un environnement de simulation circuit. Afin de le rendre utilisable dans un contexte industriel, cet outil se base sur deux logiciels commerciaux : un simulateur thermique (ANSYS) et un simulateur de circuits (ADS produit par Agilent). La démarche consiste, dans un premier temps, à générer un modèle thermique précis d'un composant MMIC, à partir de sa description en éléments finis. En s'appuyant sur un outil de réduction développé par l'IRCOM (Institut de Recherches en Communications Optiques et Microondes, France), associé au module de réduction d'ANSYS, la seconde étape permet de générer un modèle thermique de type boîte noire. La couplage de ce modèle à un modèle électrique non-linéaire dans un environnement de type ADS, offre au concepteur de circuits ou de modules actifs (comportant plusieurs circuits) un outil complet de simulation électrothermique. Celui-ci est capable de générer des modèles réduits thermiques qui tiennent compte de la non-linéarité de la conductivité thermique des matériaux composant les dispositifs MMICs, aussi bien en régime permanent que pour des états transitoires.

Mots clés : pHEMT, TBH, réduction de modèle thermique, non-linéarité de la conductivité thermique, simulations thermiques 3D.

# Abstract

## **Electrothermal modelling of Microwave Power Devices in HBT and pHEMT technologies and application to efficient design of active modules in radar systems**

The aim of this work is the development of an operational tool integrating an electrothermal model in a circuit simulation environment. In order to make it available in an industrial context, this tool is based on two commercial simulators : a 3D thermal simulator (ANSYS) and a circuit simulator (ADS provided by Agilent). The first step of the method consists in the generation of a precise thermal component model described in the finite-element simulator. Then a reduction process developed by the IRCOM (Institut de Recherches en Communications Optiques et Microondes, France) and associated with the ANSYS reduction technique, are used to obtain a reduced thermal model compatible with circuit simulators such as ADS. Finally, this model coupled with a non-linear electrical model, allows designers to deal with precise electrothermal simulations of high power circuits or actives modules. Moreover, the thermal model can take into account the non-linear behavior of the thermal conductivity of the component's materials and can be applied for steady state or transient analyses.

Keywords : pHEMT, HBT, thermal model reduction, non-linearity of the thermal conductivity, 3D thermal simulations.

# Table des matières

INTRODUCTION.....	23
1 EFFETS ET ANALYSES THERMIQUES .....	27
Introduction .....	29
1.1 Les effets thermiques .....	30
1.1.1 Les lois fondamentales du transfert de chaleur .....	30
1.1.2 Equation de diffusion de la chaleur .....	35
1.1.3 Méthodes de mesure de la résistance thermique des composants MMICs .....	37
1.1.4 Mesures électriques .....	41
1.2 Analyses thermiques .....	44
1.2.1 Concepts générateurs de la méthode des éléments finis .....	44
1.2.2 Méthode des éléments finis .....	47
1.2.3 Les formulations variationnelles .....	48
1.2.4 Maillage et interpolation .....	51
1.2.5 Discrétisation.....	55
1.2.6 Les solveurs.....	60
Conclusion.....	62
2 REDUCTION DE MODELES THERMIQUES.....	63
Introduction .....	65
2.1 Techniques de réduction.....	66
2.1.1 Méthode de réduction des vecteurs de RITZ .....	67
2.1.2 Première application de la réduction par les vecteurs de Ritz.....	75
2.2 Intégration d'un outil de réduction à un simulateur commercial et application à la modélisation d'un composant de puissance.....	81
2.2.1 Simulations thermiques du transistor PHEMT.....	83
2.2.2 Extraction du modèle réduit thermique par la méthode de la double réduction ..	93
2.2.3 Génération du fichier Spice et implantation du modèle réduit dans ADS .....	105
Conclusion.....	113
3 APPLICATION A LA MODELISATION ELECTROTHERMIQUES DE CIRCUITS MMIC DE PUISSANCE.....	115
Introduction .....	117

3.1	Implémentation du modèle thermique réduit dans un modèle électrique non-linéaire de transistor .....	118
3.1.1	Modèle non-linéaire électrique du transistor PHEMT 1500 TRIQUINT .....	118
3.1.2	Caractéristiques I(V) du PHEMT 1500 $\mu$ m à T=356K.....	120
3.1.3	Caractéristiques petit-signal du PHEMT 1500 $\mu$ m .....	121
3.1.4	Modélisation des effets thermiques au sein du modèle non-linéaire .....	122
3.1.5	Mesure de puissance en impulsion.....	124
3.1.6	Simulation en transitoire d'enveloppe .....	126
3.2	Rétrosimulation d'un amplificateur de puissance en bande X.....	129
3.2.1	Importation de la conception de l'amplificateur de MDS sur ADS.....	130
3.2.2	Mesures et simulations des paramètres S sous pointes .....	130
3.2.3	Mesures et simulation de l'amplificateur en boîtier .....	132
	Conclusion.....	145
4	MODELISATION THERMIQUE NON-LINEAIRE.....	147
	Introduction .....	149
4.1	Présentation théorique de la transformation de Kirchhoff.....	153
4.1.1	Cas d'une structure homogène.....	153
4.1.2	Cas d'une structure hétérogène .....	155
4.1.3	Cas de la résolution d'un problème thermique en régime transitoire .....	158
4.2	Modélisation thermique linéaire d'une structure homogène en AsGa.....	162
4.2.1	Généralisation de la notion de la résistance thermique linéaire .....	162
4.2.2	Dépendance thermique de la conductivité thermique du substrat.....	165
4.2.3	Prise en compte de l'influence de la température de fond $T_0$ .....	166
4.3	Modélisation thermique non-linéaire d'une structure homogène .....	177
4.4	Modélisation thermique non-linéaire thermique d'une structure hétérogène.....	182
	Conclusion.....	195
5	SIMULATIONS THERMIQUES ET REDUCTION D'UN SYSTEME MMICs COMPLEXE .....	197
	Introduction .....	199
5.1	Etude thermique d'un module actif .....	200
5.1.1	Description du module et des transistors de puissance .....	201
5.1.2	Modélisation et simulation thermique en éléments finis.....	202
5.2	Réduction et simulation thermique sur ADS.....	204

5.2.1 Réduction du modèle thermique du module .....	204
5.2.2 Réduction du modèle thermique de transistor.....	205
5.2.3 Simulation thermique des modèles thermiques réduits du module et des transistors de puissance .....	207
5.3 Simulation électrothermique optimale de circuits MMICs soumis à un environnement thermique opérationnel.....	208
5.3.1 Les pré requis .....	208
5.3.2 Simulations en équilibrage harmonique.....	210
5.3.3 Simulations en transitoire d'enveloppe.....	210
Conclusion.....	212
Perspectives dans le cadre d'une modélisation comportementale .....	212
CONCLUSION .....	213
BIBLIOGRAPHIE .....	217



## Liste des tableaux

tableau 1 : Exemples de coefficient de convection .....	32
tableau 2 : Tableau comparatif des performances des différentes méthodes de mesure directe .....	40
tableau 3 : Liste de quelques champs et de leurs potentiels associés.....	45
tableau 4 : Dimensions des polynômes en fonction du degré d'interpolation et de l'espace physique .....	52
tableau 5 : Propriétés du report de puce du transistor PHEMT 1680 $\mu$ m .....	85
tableau 6 : Propriétés des matériaux utilisés pour la modélisation du transistor.....	86
tableau 7 : Dépendance thermique de la conductivité thermique de l'AsGa.....	91
tableau 8 : Comparaison des valeurs finales des températures de canal entre le modèle fin et le modèle réduit sur ADS.....	111
tableau 9 : Synthèse des résultats de mesures des paramètres S dans la bande 8-12GHz .....	131
tableau 10 : Comparaison modèle-simulation du gain S21 à 9.74GHz .....	139
tableau 11 : Résultats globaux de comparaison mesures-simulations de l'influence de la température de socle.....	140
tableau 12 : Principaux résultats de la comparaison simulations-mesures de l'amplificateur Blackbart à 9.74Ghz.....	144
tableau 13 : valeurs des températures de référence $T_{ref}$ et des conductivités thermiques associées lors de la réduction du modèle élément finis par la méthode de la "double réduction" .....	150
tableau 14 : Températures des points chauds des doigts du transistor et du point d'interface AsGa-brasure, lorsque $T_o=20^{\circ}C$ .....	188
tableau 15 : Températures des points chauds des doigts du transistor et du point d'interface AsGa-brasure, lorsque $T_o=200^{\circ}C$ .....	189
tableau 16 : Comparaison entre les résultats simulés sous ANSYS (en noir) et ceux simulés sous ADS (en rouge) .....	207



# Liste des figures

figure 1 : Subdivisions du spectre électromagnétique.....	33
figure 2 : Bilan énergétique au sein d'un volume élémentaire.....	35
figure 3 : Dispositif de mesure expérimental. Les différentes optiques servent à guider le faisceau incident jusqu'à la cible, et le faisceau diffusé vers les éléments d'analyse spectrale.....	38
figure 4 : Visualisation thermique d'un étage de sortie d'un MMIC GaAs de puissance ( $f=160$ Hz, $\lambda=450$ nm).....	39
figure 5 : Evolution de la température $T_j$ le long de la caractéristique continue $I_c(V_{be})$ .....	42
figure 6 : Evolution de la puissance dissipée le long de la caractéristique continue $I_c(V_{be})$ ..	43
figure 7 : Exemple de discrétisation appliquée à la modélisation d'un demi-doigt de transistor de type PHEMT.....	46
figure 8 : Méthodes d'approximations .....	47
figure 9 : Un exemple d'un élément linéique formé de trois nœuds.....	54
figure 10 : Evolution de la précision de la réponse temporelle de la température, en fonction de l'ordre $m$ .....	68
figure 11 : Configuration du réseau électrique équivalent à l'impédance thermique .....	72
figure 12 : Circuit SPICE décrivant la matrice impédance thermique possédant 2 accès .....	74
figure 13 : Coupe d'un HBT et vue sur le drain thermique de deux HBTs CEPD824.....	75
figure 14 : Détail d'un doigt d'émetteur et modèle complet d'un HBT monté sur un report de test.....	76
figure 15 : Modèle thermique implémenté dans le logiciel ADS.....	77
figure 16 : Comparaison modèle réduit/simulation 3D sur 1.5ms .....	78
figure 17 : Comparaison modèle réduit/simulation 3D sur 5 $\mu$ s .....	79
figure 18 : Comparaison simulation-mesures des performances hyperfréquences d'un HBT .	80
figure 19 : Evolution des température du HBT, en fonction de la puissance d'entrée .....	81
figure 20 : Etapes de réduction d'un modèle thermique .....	82
figure 21 : Vue de l'amplificateur de puissance BLACKBART .....	83
figure 22 : Vue de dessus de 2 transistors PHEMT placés en parallèle.....	84
figure 23 : Détail d'un doigt de grille d'un transistor PHEMT 1680 $\mu$ m .....	84
figure 24 : Vue en coupe épitaxiale de la grille d'un doigt.....	84

figure 25 : Vue isométrique du transistor avec l'assemblage des matériaux constituant le report de test.....	85
figure 26 : Vue en détail des 6 doigts du transistor PHEMT 1680 .....	86
figure 27 : En haut à droite : vue isométrique d'un demi-doigt de transistor. En bas à gauche : vue de face de la grille du PHEMT 1680 $\mu$ m.....	87
figure 28 : Répartition globale de la température sur l'ensemble de la structure étudiée .....	88
figure 29 : Vues des répartitions des températures et du couplage thermique entre les doigts du transistor.....	89
figure 30 : Répartition de la température au niveau du demi-doigt central.....	89
figure 31 : Profil transversal des températures maximales de canal .....	90
figure 32 : Evolution de la résistance thermique en fonction de la puissance dissipée.....	91
figure 33 : Evolution temporelle de la température du doigt central et du doigt extrême du modèle thermique.....	92
figure 34 : Réponse thermique transitoire du doigt central et du doigt extérieur.....	93
figure 35 : Vue d'un des doigts du transistor PHEMT remplacé par un superélément.....	96
figure 36 : Vue isométrique de la structure dont les doigts ont été remplacés par des superéléments (éléments en rose).....	96
figure 37 : Synoptique de la procédure du substructuring sur ANSYS .....	97
figure 38 : Comparaison entre les réponses thermiques d'un doigt "fin" et d'un doigt substitué par un superélément .....	98
figure 39 : Synoptique de l'ensemble des étapes à mener pour l'élaboration d'un modèle électrothermique.....	100
figure 40 : Synoptique de l'ensemble des étapes de la double réduction.....	103
figure 41 : Procédure de transformation des fichiers ANSYS pour la réduction de Ritz .....	104
figure 42 : Modèle ADS réduit thermique de type "boîte noire" qui fournit la valeur de la température maximale d'un transistor PHEMT de 1680 $\mu$ m.....	106
figure 43 : Comparaison entre les comportements transitoires des points chauds du modèle fin ANSYS et du modèle réduit ADS pour un échelon de puissance de 519 mW pendant 10 $\mu$ s.....	107
figure 44 : Influence du nombre de vecteurs de Ritz sur la précision de la réponse transitoire du modèle thermique réduit.....	107
figure 45 : Principe de la distribution du vecteur de puissance sur deux doigts dans FASTTHERM.....	108

figure 46 : Simulation en transitoire du réseau thermique distribué .....	110
figure 47 : Comparaison des comportements transitoires des températures du doigt central entre le modèle fin ANSYS et le modèle réduit ADS.....	111
figure 48 : Comparaison des comportements transitoires des températures du doigt extrême entre le modèle fin ANSYS et le modèle réduit ADS.....	112
figure 49 : Modèle électrique non-linéaire du transistor pHEMT.....	118
figure 50 : Paramètres du modèle électrique non-linéaire du transistor pHEMT 1500 $\mu$ m....	119
figure 51 : Comparaison des réseaux Id(Vds) simulés et mesurés en impulsion, T=356K ...	120
figure 52 : Comparaison des réseaux IV simulés en impulsion (bleu) et en continu (rouge)	120
figure 53 : Paramètres S du transistor de 1500 $\mu$ m pour le point de polarisation AI8 : Vgs=-0.75V, Vds=8.26V à 356K.....	121
figure 54 : Paramètres S du transistor de 1500 $\mu$ m pour le point de polarisation AG6 : Vgs=-0.25V, Vds=6.4V à 356 K.....	121
figure 55 : Paramètres S du transistor de 1500 $\mu$ m pour le point de polarisation AF1 : Vgs=0V, Vds=5.35V à 356K.....	122
figure 56 : Principe du modèle électrothermique .....	123
figure 57 : Balayage de la fenêtre d'excitation par la fenêtre d'acquisition.....	124
figure 58 : Rapport b2/a1 en dB dans l'impulsion de 50 $\mu$ s .....	125
figure 59 : Phase du rapport b2/a1 dans l'impulsion de 50 $\mu$ s.....	125
figure 60 : Rapport b2/a1 en dB simulé à T=300K.....	126
figure 61 : Phase du rapport b2/a1 en degrés simulé à T=300K .....	126
figure 62 : Rapport b2/a1 en dB en début et fin d'impulsion pour 2 températures de socle ..	127
figure 63 : Phase du rapport b2/a1 en début et fin d'impulsion pour 2 températures de socle	127
figure 64 : Ecart du gain entre le début et la fin de l'impulsion pour 2 températures de socle .....	128
figure 65 : Ecart de la phase entre le début et la fin de l'impulsion pour 2 températures de socle.....	128
figure 66 : Ecart de la température entre le début et la fin de l'impulsion pour 2 températures de socle.....	128
figure 67 : Circuit Blackbart : amplificateur de puissance en technologie PHEMT en bande X .....	129
figure 68 : Topologie du circuit Blackbart.....	129
figure 69 : Vue du circuit Blackbart sous forme de boîtes à paramètres S sur ADS .....	130

figure 70 : Comparaison des paramètres S11 et S22 entre la mesure et la simulation de l'amplificateur Blackbart .....	131
figure 71 : Comparaison des paramètres S11 et S22 entre la mesure et la simulation de l'amplificateur Blackbart .....	131
figure 72 : Paramètre S11 mesuré pour 4 boîtiers en fonction de la puissance d'entrée .....	132
figure 73 : Paramètre S21 mesuré pour 4 boîtiers en fonction de la puissance d'entrée .....	133
figure 74 : Paramètres S11 et S21 simulés en puissance dans la bande 7-12GHz.....	133
figure 75 : Ecart mesuré du paramètre S21 pour deux températures de socle en régime linéaire (figures du haut) puis en régime saturé (figures du bas).....	135
figure 76 : Ecart mesuré du paramètre S11 pour deux températures de socle en régime linéaire (figure de droite) puis en régime saturé (figure de gauche). Simulations de l'amplificateur de puissance.....	136
figure 77 : Mesures AM/AM de l'amplificateur Blackbart à 9.74GHz .....	137
figure 78 : mesures AM/PM pour 4 boîtiers à 9.74GHz .....	137
figure 79 : Courbes AM/AM et AM/PM de l'amplificateur Blackbart.....	138
figure 80 : Gain et phase différentiels mesurés pour $\Delta T_{\text{socle}} = 27^{\circ}\text{C}$ .....	139
figure 81 : Gain et phase différentiels simulés pour $\Delta T_{\text{socle}} = 27^{\circ}\text{C}$ .....	140
figure 82 : Profils du module de S21 à bas niveau (à gauche) et en saturation (à droite).....	141
figure 83 : Élévation simulée de la température en régime linéaire (à gauche) et en saturation (à droite).....	142
figure 84 : Dérive du module de S21 en régime linéaire (à gauche) et en régime de saturation (à droite) .....	143
figure 85 : Profils de la phase de S21 à bas niveau (à gauche) et en régime de saturation (à droite).....	143
figure 86 : Rotation de la phase de S21 en régime linéaire (à gauche) et en régime de saturation (à droite) .....	144
figure 87 : Modèle en éléments finis (8500 nœuds) d'un doigt de transistor sur ANSYS .....	149
figure 88 : Comparaison entre les résistances thermiques ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) du modèle EF non-linéaire avec celles des 3 modèles réduits linéaires en fonction de la température $T_0$ imposée en fond de substrat et de la puissance dissipée (normalisée à 86mW) .....	150
figure 89 : Erreur relative en % des résistances thermiques réduites par rapport à celle déduite des simulations non-linéaires sur ANSYS en fonction de la température $T_0$ imposée en fond de substrat et de la puissance dissipée (normalisé à 86mW) .....	150

figure 90 : Structure homogène "idéale" soumise à une source de chaleur et fixée à un dissipateur thermique maintenant une température fixe ( $T_0$ ) à l'interface.....	153
figure 91 : Structure hétérogène, composée de deux matériaux différents, soumise à une source de chaleur et fixée à un dissipateur thermique maintenant une température fixe ( $T_0$ ) à la base de la structure .....	155
figure 92 : Schématisation du problème de la modélisation thermique non-linéaire.....	160
figure 93 : Schéma de la méthode visant à générer le modèle réduit thermique linéaire.....	161
figure 94 : A gauche : Structure d'AsGa non-linéaire (zone rouge = face "arrière" à $T=T_0$ fixe). A droite : Répartition de la température pour une puissance dissipée de 86.6mW .....	162
figure 95 : Comparaison entre le modèle $K(T)$ de l'AsGa et les valeurs publiées .....	165
figure 96 : Erreur de l'approximation au 1 <sup>ère</sup> ordre de la fonction $1/K_{AsGa}(T)$ en fonction de la température $T_0$ et pour 4 valeurs de température de référence $T_{ref}$ .....	166
figure 97 : Circuit thermique linéaire réduit ADS ( $T_{ref}=100^\circ C$ ) associé à l'équation (106) afin de prendre en compte l'influence de la température $T_0$ .....	168
figure 98 : Valeur de la résistance thermique linéaire simulée sous ANSYS en fonction de la température $T_0$ .....	169
figure 99 : Erreur de la résistance thermique ( $T_{ref}=100^\circ C$ ) linéaire du modèle ADS (figure 97) par rapport à celle calculée sous ANSYS (figure 98) en fonction de la température $T_0$ .....	169
figure 100 : Elévations transitoires de la température du point chaud en fonction de $T_0$ .....	170
figure 101 : Erreur relative en % des élévations transitoires de la température du point chaud en fonction de la valeur de $T_0$ .....	170
figure 102 : circuit thermique linéaire ADS associant 2 circuits réduits définis à $20^\circ C$ et $200^\circ C$ .....	174
figure 103 : Erreur en % de la résistance thermique linéaire du circuit thermique linéaire de la figure 102, en fonction de la température $T_0$ .....	175
figure 104 : Elévations transitoires de la température du point chaud, en fonction de la valeur de $T_0$ .....	175
figure 105 : Erreurs en % de l'élévation de la température du circuit thermique linéaire de la figure 102 par rapport à celle du modèle ANSYS, en fonction de la température $T_0$ ...	176
figure 106 : Schématisation de la démarche intégrant la transformation inverse de Kirchhoff au sein des modèles thermiques réduits .....	177

figure 107 : Circuit thermique non-linéaire ADS associant deux circuits réduits définis à 20°C et 200°C et la transformation inverse de Kirchhoff .....	179
figure 108 : Elévations transitoires de la température du point chaud, en fonction de la valeur de To et de la puissance normalisée à 86.6 mW .....	180
figure 109 : Erreurs relatives en % de l'élévation de la température du circuit thermique non-linéaire de la figure 107 par rapport celle du modèle ANSYS, en fonction de la température To .....	181
figure 110 : Vues du modèle éléments finis du transistor (symétrie ½) et forme de la distribution de la température au sein de l'assemblage report et transistor. ....	182
figure 111 : Circuit de simulation du modèle thermique non-linéaire sous ADS .....	183
figure 112 : Détail du modèle thermique non-linéaire sous ADS .....	184
figure 113 : Résistances thermiques des modèles ADS et ANSYS en fonction de la puissance totale dissipée et de To .....	185
figure 114 : Elévations des températures du doigt central (à gauche) et extérieur (à droite) des modèles ADS et ANSYS, en fonction de To, pour Pdissipée=1.3W .....	186
figure 115 : Erreurs relatives des élévations de température de l'ensemble des doigts du modèle ADS par rapport à celles calculées sur ANSYS .....	186
figure 116 : Résistances thermiques des modèles ADS et ANSYS, en fonction de la puissance totale dissipée et de To .....	191
figure 117 : Elévations des températures du doigt central (à gauche) et extérieur (à droite) des modèles ADS et ANSYS, en fonction de To, pour Pdissipée=1.3W .....	191
figure 118 : Erreurs relatives des élévations de température de l'ensemble des doigts du modèle ADS par rapport à celles calculées sous ANSYS .....	192
figure 119 : Elévations des températures des doigts du transistor et de l'interface AsGa brasure des modèles ADS et ANSYS .....	193
figure 120 : Erreurs relatives des élévations de température de la figure 119 du modèle ADS par rapport à celles calculées sur ANSYS .....	193
figure 121 : Ecart des températures de la figure 119 du modèle ADS par rapport à celles déduites du modèle thermique ANSYS .....	194
figure 122 : Vue d'un bi-module actif .....	200
figure 123 : Vue de l'amplificateur de puissance et détail d'un transistor HBT "fishbone" ...	201
figure 124 : Vue du modèle en éléments finis du module émetteur-récepteur .....	202

figure 125 : Vue du modèle en éléments finis du transistor HBT et détail de la zone de dissipation surmontée du drain thermique. ....	202
figure 126 : Distribution de la température du module pour le mode 1.2μs 15%.....	203
figure 127 : Circuit thermique réduit du module sous ADS .....	205
figure 128 : Elévations des températures des modèles ANSYS-ADS pour trois températures de fond de substrat et pour une puissance de 2W .....	206
figure 129 : Erreurs absolues et relatives commises par le modèle ADS par rapport au modèle ANSYS.....	206
figure 130 : Schéma de principe de la simulation H.B. (équilibre harmonique) électrothermique du HPA soumis à l'environnement thermique du module.....	209
figure 131 : Schéma de principe de la simulation en transitoire d'enveloppe électrothermique du HPA soumis à l'environnement thermique du module.....	211



# INTRODUCTION

L'industrie militaire a toujours été un moteur du développement des technologies hyperfréquences, notamment dans le domaine des systèmes embarqués radar. Pour ce type d'application, l'obtention de dispositifs microondes capables de générer de fortes densités de puissance constitue un enjeu majeur. Dans ce but, de nombreuses technologies de composants ont émergé. Les transistors à technologie pseudomorphique PHEMT (Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor) et les transistors bipolaires à hétérojonction HBT (Heterojonction Bipolar Transistor), notamment, offrent de fortes potentialités dans ce domaine. Toutefois, l'accroissement constant des densités de puissance au sein de ces composants fait de la température un paramètre incontournable dans la conception des circuits. En effet, les effets thermiques peuvent avoir un impact préjudiciable sur la forme des impulsions radar ; dans la mesure où ils sont susceptibles d'induire des dérives de gain et de phase dans l'impulsion RF. Dans ce contexte, il convient de maîtriser la température dès la phase de conception. Par ailleurs, la connaissance de celle-ci est une donnée essentielle dans la prévision du vieillissement des composants et, donc, dans l'estimation de sa durée de vie (loi d'Arrhenius). D'autant plus que, dans certains cas critiques, cette valeur  $T$  est nécessaire pour le dimensionnement des dispositifs thermiques et pour l'établissement du compromis performances-fiabilité.

En l'occurrence, la technique de simulation en transitoire d'enveloppe, disponible au sein de logiciels commerciaux, permet d'analyser le fonctionnement des amplificateurs MMICs (Monolithic Microwave Integrated Circuits), en régime d'impulsions RF. Elle nécessite cependant le recours à des modèles aptes à représenter de façon précise la dynamique des effets thermiques ainsi que leur influence sur les performances électriques. Dans ce but, de nombreux travaux ont été menés pour associer un modèle thermique et un modèle électrique. Les études de W. Batty and al. [1] proposent un couplage entre des

modèles physiques et une matrice thermique déterminée de manière analytique. Cependant, d'autres travaux [2] proposent une étude thermique préliminaire afin de construire des réseaux électriques RC capables de représenter le comportement thermique des composants. Ces réseaux RC sont directement connectés à des modèles électriques au niveau d'un simulateur dédié. Enfin, d'autres approches [3] [4] proposent l'extraction des matrices de conductivité thermique afin de les coupler à des modèles électriques physiques.

C'est dans ce contexte que s'inscrit la présente étude. Elle a pour objet d'établir une méthodologie d'élaboration de modèles électrothermiques. Elle a été soutenue par la DGA (Délégation Générale pour l'Armement) dans le cadre du contrat DGA STTC (Service des Stratégies Techniques et Technologiques) 00/34018. Les composants permettant d'illustrer notre étude sont issus de la filière PHEMT de Triquint ainsi que de la filière HBT d'UMS (United Monolithic Semiconductors). Ces modèles permettront de mesurer l'impact des effets thermiques sur la forme des impulsions RADAR. Cette étude s'appuie sur les compétences de l'IRCOM (Institut de Recherches en Communications Optiques et Microondes) en matière de modélisation électrothermique des composants, de simulations et de mesures non linéaires et sur les compétences de THALES Systèmes Aéroportés. en matière de simulations thermiques et électriques.

Le premier chapitre de ces travaux aborde les aspects théoriques du transfert de la chaleur et les techniques expérimentales de mesures thermiques. Tout d'abord, les lois fondamentales du transfert de la chaleur seront présentées au sein d'un dispositif. Ces considérations, couplées au principe de conservation de l'énergie, aboutissent à l'équation de la chaleur régissant le comportement thermique d'un système. D'autre part, les circuits MMICs se caractérisent par des zones actives de dimensions micrométriques ou submicrométriques. Ces échelles sont largement inférieures aux pouvoirs de résolution des méthodes classiques de mesure (mesure électrique, thermographie IR). Par conséquent, la détermination de la température des composants nécessite de recourir à des techniques de caractérisation spécifiques, comme la photoréflectance ou la microsonde optique. Toutefois, compte tenu de la difficulté de mise en œuvre de ces méthodes, la simulation numérique apparaît comme une méthode alternative aux méthodes expérimentales, pour une analyse complète des problèmes thermiques. Ceci est d'autant plus vrai si l'on s'intéresse aux phénomènes dynamiques des transitoires de température.

Lors du second chapitre, nous procéderons, dans un premier temps, à la simulation thermique par l'éléments finis complète du composant. Cette étape incontournable, nous permettra de valider le modèle réduit obtenu par la suite. Dans un second temps, nous présenterons la procédure de "substructuring" disponible dans ANSYS. Cette procédure basée sur une condensation des nœuds selon la méthode de Guyan nous permettra d'obtenir les données d'entrées nécessaires au module de réduction développé à l'IRCOM. L'extraction du circuit thermique et son implantation au sein d'un modèle électrothermique seront détaillées avant une mise en application. Celle-ci constitue le point de départ de nos travaux. Nous nous attacherons, par la suite, à adapter cette technique de réduction au simulateur thermique commercial ANSYS. On cherchera, notamment, à générer un modèle thermique réduit d'un transistor de puissance en technologie PHEMT. Dans un premier temps, on procédera à la simulation thermique du composant : étape qui permettra finalement de valider le modèle réduit. Puis, dans un second temps, on présentera la procédure de "substructuring" disponible dans ANSYS, procédure qui autorise des simulations thermiques contraignantes d'un point de vue ressources machine et temps de simulation. Mais surtout, cette procédure offre l'accès aux fichiers nécessaires en entrée du module de réduction de l'IRCOM. L'extraction du modèle thermique et son implantation au sein d'un modèle électrothermique seront détaillées avant une mise en application. Celles-ci visent à modéliser un transistor TRIQUINT, transistor de puissance représentatif de l'étage de sortie de l'amplificateur de puissance MMIC en bande X "Blackbart" conçu par THALES MICROWAVE.

Le chapitre trois concerne, dans un premier temps, la simulation électrothermique de ce transistor. Dans une seconde partie, le modèle électrothermique du composant sera intégré au circuit amplificateur "Blackbart" afin de pouvoir effectuer des simulations en transitoire d'enveloppe. A cette occasion, nous pourrons vérifier l'impact du paramètre température en simulation sur la rotation de phase et de gain en impulsion. Ces phénomènes simulés seront comparés aux mesures qui ont été effectuées au CELAR.

Le chapitre quatre traite de l'amélioration de la précision des modèles thermiques qui sont intégrés aux modèles électrothermiques. Il s'agira de prendre en compte la non-linéarité de la conductivité thermique des matériaux constituant les dispositifs MMICs. Dans cette perspective, nous utiliserons la transformation de Kirchhoff. Après l'avoir présenté théoriquement, nous verrons de quelle manière elle doit être appliquée aux modèles

thermiques réduits. En définitive, les modèles thermiques doivent être interpolés entre eux avant d'appliquer effectivement la transformée inverse de Kirchhoff. Nous verrons à travers un exemple réaliste qu'il est possible de simuler précisément le comportement thermique d'une structure hétérogène possédant des matériaux de conductivité thermique non linéaire.

Enfin, le dernier chapitre montrera qu'il est possible d'associer plusieurs modèles réduits thermiques pour des simulations globales : simulations d'amplificateur voire simulations systèmes, soumises à leur environnement thermique réel. Ce chapitre en forme de perspective répond à une volonté de fournir les clés de la méthode à tout lecteur qui cherche à optimiser ses conceptions en tenant compte des contraintes thermiques.

# 1 EFFETS ET ANALYSES THERMIQUES



# Introduction

Cette thèse a pour objectif de développer un outil de simulation couplée thermique-électrique pour l'optimisation des conceptions MMICs. Dans cette perspective, la première partie fournira au lecteur les notions théoriques fondamentales des phénomènes de transfert de la chaleur qui peuvent influencer les ensembles électroniques.

Notons que ces derniers utilisent des composants de puissance dont les tailles microniques des zones actives dépassent le pouvoir de résolution des méthodes "classiques" de mesure thermique, comme les mesures infrarouges. Par conséquent, la caractérisation de ce type de composant nécessite la mise en place de techniques expérimentales très élaborées ; notamment basées sur l'étude spectrale d'ondes réfléchies (issues de sources lasers). Ainsi, la suite de ce chapitre exposera diverses techniques de mesures expérimentales utilisées pour l'étude thermique des composants électroniques. Toutefois, ces procédés de mesures ne sont pas toujours matures ou disponibles pour une exploitation industrielle. La température mesurée n'est pas forcément celle qui nous intéresse (température de canal pour un FET, celle de la zone de charge d'espace pour un bipolaire) mais souvent une température de surface du composant, très différente de celle de la zone active.

En revanche, depuis une trentaine d'années l'analyse numérique s'est imposée comme une alternative incontournable pour réaliser ce type d'étude. Elle offre plusieurs techniques de résolution parmi lesquelles on peut citer la méthode des différences finies, des volumes finis et des éléments finis. Cette dernière fera l'objet de la fin de cette partie. A cette occasion, nous introduirons les principaux concepts de la méthode qui sera appliquée à la résolution des problèmes thermiques.

## 1.1 Les effets thermiques

### 1.1.1 Les lois fondamentales du transfert de chaleur

Les échanges d'énergie thermique entre deux systèmes (ou sous-systèmes), à deux températures différentes, s'effectuent suivant trois modes de transfert :

- La conduction,
- La convection,
- Le rayonnement.

Dans le cas des circuits électroniques, l'évacuation de la chaleur générée au sein des composants (vers la face arrière) s'effectue principalement par conduction ; mais également par convection et rayonnement sur les parties supérieures ou latérales.

#### 1.1.1.1 Transfert de chaleur par conduction

Le phénomène de conduction est lié à l'activité atomique ou moléculaire au sein d'un gaz, un liquide ou un solide. Le transfert d'énergie s'effectue des particules les plus énergétiques d'une substance aux particules les moins énergétiques. Par ailleurs, il est intéressant de noter que la conduction thermique n'existe pas dans le vide. En effet, celui-ci est considéré comme un isolant thermique parfait.

##### 1.1.1.1.1 Cas des gaz

En un point  $M(x,y,z)$  du volume d'un gaz, la température  $T(x,y,z)$  est associée à l'énergie des molécules du gaz se trouvant à proximité de ce point. Les molécules d'un gaz sont animées d'un mouvement de translation aléatoire ou brownienne, d'un mouvement de vibration et de rotation interne. L'ensemble de ces mouvements forme le phénomène d'agitation thermique, auquel est associé une énergie proportionnelle à la température. Lors des collisions, les molécules voisines interagissent entre elles et s'échangent de l'énergie des molécules les plus énergétiques vers les molécules les moins énergétiques. Il s'effectue alors un transfert de chaleur. On parle de diffusion d'énergie.

#### 1.1.1.1.2 Cas des liquides

L'origine du transfert de chaleur est identique à celui des gaz. Néanmoins, les molécules sont plus proches et donc, les interactions sont plus fortes et fréquentes.

#### 1.1.1.1.3 Cas des solides

Dans ce cas, la conduction est attribuée à un transfert d'énergie sous la forme de vibrations du réseau cristallin.

#### 1.1.1.1.4 Loi de Fourier

Dans un milieu quelconque, l'existence d'un gradient de température génère un transfert de chaleur d'un point à un autre. Selon le premier principe de la thermodynamique, le sens du flux de chaleur est dirigé de la température la plus élevée à la plus basse. Ce flux de chaleur  $q$  (mesuré en  $W.m^{-2}$ ), traversant perpendiculairement une surface unitaire, est proportionnel au gradient de température dans la direction normale de la surface  $S$ , et de signe opposé, selon la loi de Fourier :

$$(1) \quad q = -K \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)$$

Le terme  $\frac{\partial T}{\partial n}$  représente le gradient de température dans la direction normale à la surface unitaire. Le terme  $K$  symbolise la conductivité thermique du matériau en  $W.K^{-1}.m^{-1}$ . Cette conductivité thermique peut dépendre de la température au point considéré.

#### 1.1.1.2 Transfert de chaleur par convection

Le transfert de chaleur par convection intervient à la limite de séparation de deux phases de natures différentes (air/liquide, air/solide, liquide/solide). La convection résulte de la combinaison du transfert de chaleur par conduction (diffusion) et du transport d'énergie par l'écoulement des particules fluides (advection). Comme pour le mode de transfert par conduction, la convection n'existe pas dans le vide. On distingue deux types de convections :

- Convection forcée : mise en mouvement du fluide par un moyen mécanique,

- Convection naturelle : mise en mouvement du fluide sous l'action de la gravité (poussée d'Archimède).

Le traitement numérique de ce phénomène est très complexe car il nécessite le maillage du milieu fluide et la résolution des équations de Navier-Stokes ou de Reynolds. Une autre approche, plus légère, consiste à représenter la convection par des conditions aux limites, à l'aide de coefficients d'échange  $h$ . Dans le cas d'une interface solide/fluide, la quantité de chaleur reçue par le solide est proportionnelle à l'aire  $A$  de l'interface et à la différence de température  $\Delta T = T_f - T_s$ .  $T_s$  et  $T_f$  représentent respectivement la température du solide et celle du fluide. Ce transfert d'énergie obéit à la loi de Newton :

$$(2) \quad \frac{q}{A} = h \cdot \Delta T$$

Où  $\frac{q}{A}$  représente la quantité de chaleur échangée par unité de temps et de surface (en  $W.m^{-2}$ ), et  $h$  représente le coefficient d'échange en  $W.m^{-2}.K^{-1}$ . Ce dernier est disponible sous forme tabulée, suivant les propriétés du fluide et les caractéristiques physiques du matériau, du type d'écoulement et de la géométrie du problème (voir tableau 1). En convection naturelle, la valeur du coefficient d'échange varie de 5 à 30  $W.m^{-2}.K^{-1}$ .

Type de convection	$h$ en $W.m^{-2}.K^{-1}$
Convection libre dans l'air	5-30
Convection libre dans l'eau	500-1000
Convection forcée dans l'air	100-500
Convection forcée dans l'eau	100-15000

tableau 1 : Exemples de coefficient de convection

### 1.1.1.3 Transfert de chaleur par rayonnement

D'un point de vue phénoménologique, le transfert par rayonnement se traduit par un échange de chaleur entre deux corps séparés par un milieu n'autorisant aucun échange par conduction ou par convection (ex. le vide). Ce phénomène obéit à la théorie de la mécanique quantique. Le transfert de chaleur présente la dualité onde-corpuscule. Ainsi, on peut considérer soit l'aspect corpusculaire du rayonnement, et donc supposer un déplacement d'un

paquet de photons, soit son aspect ondulatoire sous la forme d'une onde électromagnétique. On peut associer à cette dernière une longueur d'onde d'émission  $\lambda$  du rayonnement. Pour les radiations d'origine thermique,  $\lambda$  s'étend sur une plage de  $0.1\mu\text{m}$  à  $100\mu\text{m}$  (voir figure 1).

Ensuite, on peut définir une puissance émise qui traduit la radiation thermique quittant une surface. Elle dépend de la direction et de la longueur d'onde d'émission et se calcule à partir de la puissance d'onde monochromatique  $E_\lambda$ .

$$E = \int_0^{\infty} E_\lambda d\lambda$$

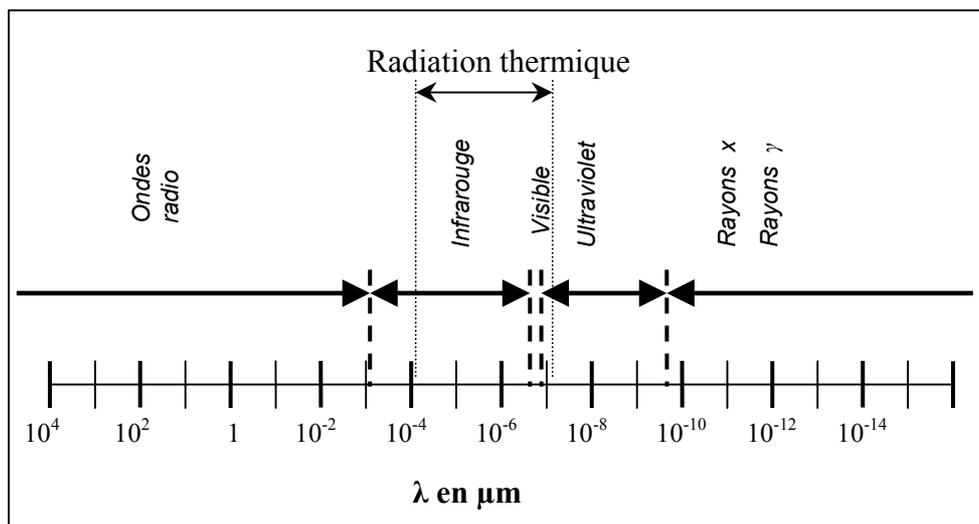


figure 1 : Subdivisions du spectre électromagnétique

### 1.1.1.3.1 Le corps noir

Lorsque l'on décrit les caractéristiques radiatives des corps réels, il est nécessaire d'introduire le concept de corps noir. Celui-ci peut de servir de référence par rapport à d'autres surfaces réelles. En effet, le corps noir est une surface idéale qui possède les propriétés suivantes :

- Il absorbe tout le rayonnement incident dans toutes les directions et toutes les longueurs d'onde.

- Pour une température donnée et une longueur d'onde donnée, aucune surface ne peut émettre plus d'énergie que le corps noir.
- Le corps noir diffuse de l'énergie dans toutes les directions.

Le flux de puissance  $F$  ( $\text{W.m}^{-2}$ ) émis par un corps noir de surface  $A$  obéit à la loi de Stephan-Boltzmann (3) :

$$(3) \quad F = \sigma.T^4$$

Où  $\sigma = 5,67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$  est la constante de Stephan-Boltzmann et  $T$  la température absolue en Kelvin.

#### 1.1.1.3.2 Les cas réels

La plupart des solides ne se comportent pas comme des corps noirs. Ils n'absorbent pas la totalité des émissions irradiantes. Ils réfléchissent une partie de ces émissions en plus de leur propre radiation. On définit l'émissivité  $\epsilon$  comme le rapport, à la même température  $T$ , entre le flux de puissance émis par un corps réel et le flux émis par ce corps, considéré cette fois comme un corps noir. Le flux de puissance pour un corps réel d'émissivité  $\epsilon$  vaut :

$$(4) \quad F = \sigma.\epsilon.T^4$$

La quantité de chaleur ( $\text{W.m}^{-2}$ ) reçue par un solide, à la température  $T$  et rayonnant vers l'extérieur considéré comme un corps noir à la température  $T_e$ , par unité de temps et de surface, est égale à :

$$(5) \quad \frac{q}{A} = \sigma.\epsilon.(T_e^4 - T^4)$$

Ce type de transfert est un processus important dans les systèmes électroniques embarqués dans des engins spatiaux, puisqu'il est le seul mode de propagation de la chaleur dans le vide. En effet, ce dernier n'autorise pas les modes de transfert thermique par conduction ou convection.

### 1.1.2 Equation de diffusion de la chaleur

Soit un volume infinitésimal de matière de côté  $dx$ ,  $dy$  et  $dz$ , nous pouvons établir le bilan énergétique de la figure 2. Tout d'abord, considérons les flux de chaleur (en  $W.m^{-2}$ )  $q_x$ ,  $q_y$  et  $q_z$  qui entrent et les flux de chaleur  $q_{x+dx}$ ,  $q_{y+dy}$  et  $q_{z+dz}$  qui sortent par les faces du volume infinitésimal. On note  $E_g$  (6) la génération d'énergie calorifique à l'intérieur du volume. Cette quantité est positive pour des réactions chimiques exothermiques ou par l'effet Joule, et négative pour des réactions chimiques endothermiques. Le terme  $g(x,y,z,t)$  s'exprime en ( $W.m^{-3}$ ) et représente la densité volumique de puissance générée par les sources placées à l'intérieur du volume.

$$(6) \quad E_g = g(x, y, z, t).dx.dy.dz$$

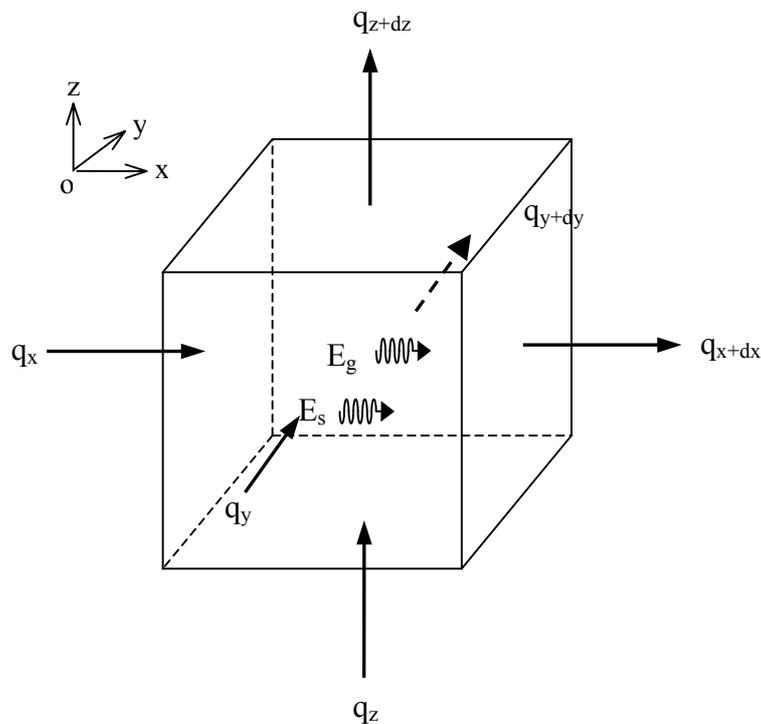


figure 2 : Bilan énergétique au sein d'un volume élémentaire

On note  $E_{st}$  la variation d'énergie interne dans le volume. Elle s'exprime par la relation (7) dans laquelle  $C_p$  en  $J.kg^{-1}.K^{-1}$  représente la chaleur spécifique et  $\rho$  en  $kg.m^{-3}$  la masse volumique du matériau.

$$(7) \quad E_{st} = \rho.C_p.\frac{\partial T}{\partial t}.dx.dy.dz$$

Appliquons le principe de conservation de l'énergie au volume infinitésimal. On obtient la relation suivante :

$$(8) \quad E_{st} = \sum \Phi + E_g$$

Le terme  $\sum \Phi$  représente le bilan des flux d'énergie sur les faces du volume. Le flux de chaleur  $q$  et le flux d'énergie  $\Phi$  sont liés par la relation suivante :

$$(9) \quad \Phi = q.S$$

$S$  est la surface traversée par la densité de chaleur  $q$ . En appliquant un développement limité de Taylor au premier ordre, on obtient :

$$(10) \quad \begin{aligned} q_{x+dx} &= q_x + \frac{\partial q}{\partial x} dx \\ q_{y+dy} &= q_y + \frac{\partial q}{\partial y} dy \\ q_{z+dz} &= q_z + \frac{\partial q}{\partial z} dz \end{aligned}$$

Des relations (9) et (10), on exprime le bilan des flux :

$$(11) \quad \begin{aligned} \sum \Phi &= (q_x - q_{x+dx}).dy.dz + (q_y - q_{y+dy}).dx.dz + (q_z - q_{z+dz}).dx.dy \\ \sum \Phi &= -\left(\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial z}\right).dx.dy.dz \end{aligned}$$

Des relations (6), (7) et (11), la loi de conservation de l'énergie donnée par la relation (8) devient :

$$(12) \quad \rho.C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial q}{\partial y} - \frac{\partial q}{\partial z} + g(x, y, z, t)$$

En appliquant la relation de Fourier (1), on obtient l'équation de la chaleur :

$$(13) \quad \rho.C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + g(x, y, z, t)$$

Pour que le problème soit complètement posé, il faut ajouter à l'équation de la chaleur des conditions aux limites et des conditions initiales. Les conditions aux limites peuvent être de trois types :

- Condition de Dirichlet : on impose une température constante sur une surface (fond de puce pour les systèmes électroniques par exemple).
- Condition de Neumann : on impose un flux de puissance sur une surface (condition dite hétérogène). Si le flux imposé est nul, on a une condition de paroi adiabatique (condition homogène).
- Condition de Cauchy : Le flux s'exprime en fonction de la différence entre la température  $T$  de paroi et une température de référence  $T_a$ .

$$q = h.(T - T_a)$$

Cette condition peut exprimer soit un échange par convection où  $h$  est le coefficient de convection ( $T_a$  correspond à la température du fluide  $T_f$  en contact avec la paroi), soit un échange par rayonnement où  $h$  est proportionnel à :  $(T+T_a).(T^2+T_a^2)$ . Dans ce dernier cas,  $T_a$  équivaut à la température  $T_e$  de l'extérieur considéré comme un corps noir.

### 1.1.3 Méthodes de mesure de la résistance thermique des composants MMICs

La plupart des composants hyperfréquences se caractérise par une zone active dont la dimension transverse est d'autant plus petite que la fréquence de coupure est grande. Dans de nombreuses technologies, comme les FET, les largeurs de métallisation de grille (en réalité les longueurs de grille) sont inférieures à  $0,3\mu\text{m}$  et les tailles de recess, où les températures sont les plus élevées, sont de l'ordre du micromètre. Ces dimensions sont largement inférieures au pouvoir de résolution des méthodes conventionnelles de mesure thermique, telle que la méthode par thermographie infrarouge [5].

Pour répondre à ce problème, de nombreuses méthodes de mesures expérimentales ont été développées. Cette partie exposera succinctement les diverses techniques de mesures capables d'offrir des résolutions spatiales suffisantes pour estimer les champs de température des circuits électroniques.

### 1.1.3.1 Microsonde optique

La microsonde optique [6] est un terme générique qui regroupe deux techniques basées sur l'interaction "lumière-matière" : la photoluminescence et la spectroscopie Raman.

- La photoluminescence consiste en l'analyse du déplacement de la longueur d'onde du rayonnement optique, réfléchi par un semi-conducteur à gap direct (GaAs), lorsque celui-ci est soumis à une excitation lumineuse.
- La spectroscopie Raman exploite le phénomène de diffusion inélastique de la lumière par l'analyse du champ diffusé (raies Stokes, anti-Stokes) d'un semi-conducteur à gap indirect (Si), sous l'action d'une source monochromatique.

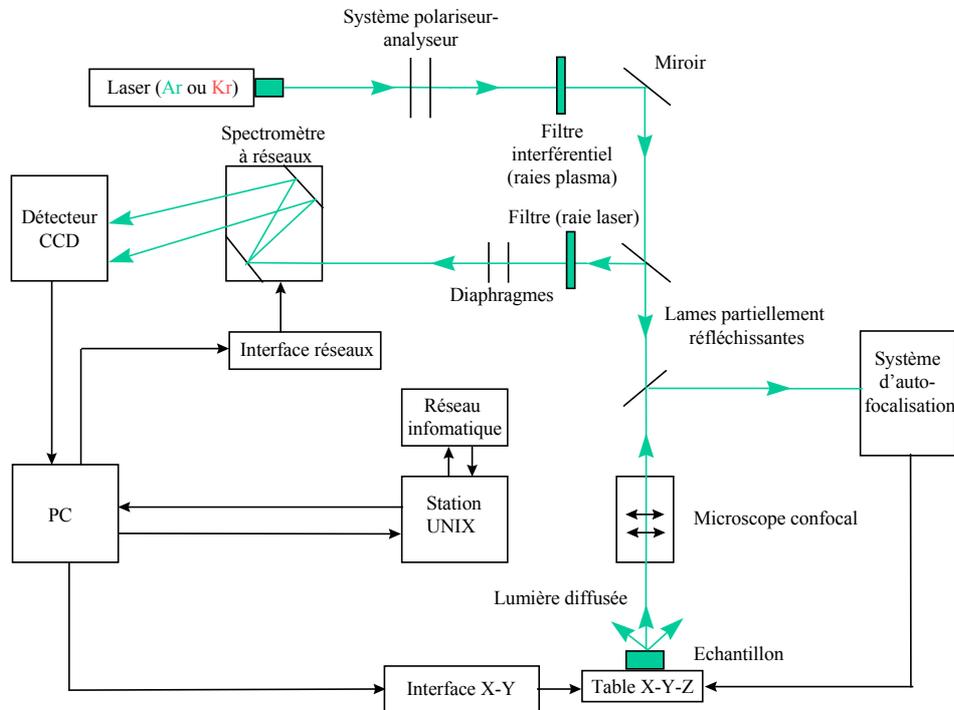


figure 3 : Dispositif de mesure expérimental. Les différentes optiques servent à guider le faisceau incident jusqu'à la cible, et le faisceau diffusé vers les éléments d'analyse spectrale

D'un point de vue théorique, ces méthodes exploitent les phénomènes de décalage de la longueur d'onde d'une source excitatrice réfléchi par un semi-conducteur. En effet, sous l'influence des vibrations du réseau cristallin qui dépendent de la température, la lumière diffusée (spectroscopie) ou l'onde réfléchi (luminescence) présentent des décalages de leur longueur d'onde par rapport à la source excitatrice incidente. Les renseignements tirés de

l'analyse du champ diffusé ou de l'onde réfléchi permettent de déterminer la répartition de la température sur les échantillons de semi-conducteurs. Ces techniques utilisent le même dispositif de mesure expérimental illustré par la figure 3.

### 1.1.3.2 La photoréflectance

Cette méthode [7] est basée sur la variation de l'indice de réflexion d'un matériau en fonction de la température. Cette technique consiste à éclairer le composant avec un flux de lumière monochromatique et à enregistrer la variation du flux réfléchi  $\Delta R$  associée à une variation  $\Delta T$  de la température de surface, suivant la relation (14). On note  $R$  le rapport entre la puissance réfléchie  $P_r$  et la puissance incidente  $P_{in}$  fournie par le laser :

$$(14) \quad \frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \Delta T \quad \text{avec} \quad R = \frac{P_r}{P_{in}}$$

Pour pouvoir détecter ce type de variation (qui se révèle être très faible), il est nécessaire de superposer un champ de température modulé au champ de température continu. Ceci revient à alimenter le dispositif en régime alternatif ( $f$  variant de 0.1Hz à 20 Hz) et à extraire la composante alternative du flux réfléchi par détection synchrone. L'information recueillie conduit à des images d'amplitudes et de phase :

- L'image d'amplitude fournit la mesure locale de la température,
- L'image de phase fournit la mesure locale du coefficient de diffusion thermique.

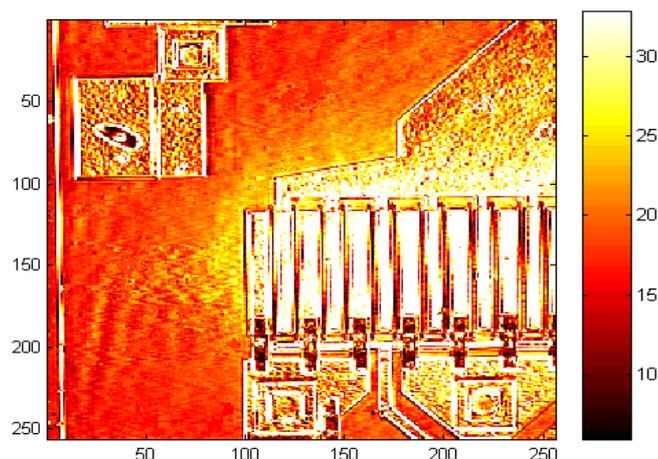


figure 4 : Visualisation thermique d'un étage de sortie d'un MMIC GaAs de puissance ( $f=160$  Hz,  $\lambda=450$ nm)

La détection peut s'effectuer à l'aide de cellules de réception CCD ou par un microscope mono-détecteur dont les résultats sont plus précis. La première technique offre de très bonnes cartographies thermiques (figure 4). Néanmoins, la photoréflectance souffre de quelques défauts, comme la définition des contours sur les images.

### 1.1.3.3 Microscopie par SThM (Scanning Thermal Microscopy)

Cette technique utilise l'AFM [6] (Atomic Force Microscopy) qui repose sur les interactions interatomiques, elle fait partie des microscopies dites à sonde *locale*. Cette particularité signifie que les dimensions de la sonde thermique (thermistance) et sa distance par rapport à l'échantillon sont très petites devant celle de l'objet à imager. C'est la raison pour laquelle il faut balayer (scanning) la sonde pour reconstruire l'image de l'ensemble de l'objet. Cette technique permet de réaliser des "cartographies" de topographie et de température de la surface de l'échantillon.

Les principales restrictions de la SThM concernent :

- La limitation en température qui est inférieure à 80°C,
- L'obligation d'avoir une passivation (Silice, Nitrure...) afin d'éviter les court-circuits avec le composant électrique,
- La géométrie du composant à "cartographier" qui ne doit pas posséder une topologie trop "abrupte" afin d'accéder à toute la surface à étudiée.

Par ailleurs, on peut citer la méthode de thermographie à cristaux liquides [8] dont la mise en œuvre reste délicate. Le tableau ci-dessous résume les principales caractéristiques des différentes méthodes de mesures qui ont été exposées précédemment.

Méthodes	Thermographie infrarouge	Microscopie thermique (SThM)	Microsonde optique		phtoréflectance
			Diffusion Raman	Photoluminescence	
Résolution spatiale	~ 15 µm	0.05-0.1 µm	0.8 µm	<0.8 µm	0.5-0.8 µm
Résolution thermique	~ 1 °C	0.2°C	10°C	2-5°C	1-2°C
Gamme de températures	>30°C	< 80°C	> 300°C	> 300 °C	> 200°C

tableau 2 : Tableau comparatif des performances des différentes méthodes de mesure directe

#### 1.1.4 Mesures électriques

Ce paragraphe concerne la caractérisation thermique des composants par mesures électriques. Même si cette technique est loin d'atteindre la précision des méthodes de mesure optique, sa simplicité de mise en œuvre fait qu'elle est généralement utilisée pour l'évaluation de la résistance thermique lors de la caractérisation des composants électroniques. Néanmoins, l'exploitation de ces mesures doit être effectuée avec prudence car elles dépendent :

- De la polarisation du dispositif,
- Du montage du support de mesure,
- Des types de mesure : en continu ou en impulsions.

Parmi les nombreux procédés de mesure électrique de la résistance thermique des composants, le plus classique est basé sur la mesure en continu de la tension base-émetteur (dans le cas d'un composant bipolaire) en fonction de la température. L'article [9] résume les étapes de ce protocole pour la détermination de la résistance thermique d'un transistor HBT AlAsGa/AsGa. Le principal intérêt de cette méthode réside dans sa simplicité d'exécution. En effet, elle ne fait intervenir que des mesures en CW.

Il existe cependant d'autres techniques plus précises reposant sur l'obtention de mesures quasi-isothermes. Pour les décrire, nous présentons ici une technique pratiquée à l'IRCOM, qui s'appuie sur des mesures en impulsion.

##### 1.1.4.1 Détermination de la résistance thermique d'un transistor HBT

Tout d'abord, cette méthode de mesure s'applique aussi bien aux transistors bipolaires qu'aux transistors à effet de champ. Pour l'exposer, nous prenons l'exemple d'un transistor en technologie HBT.

Lors des mesures, le transistor est placé à l'intérieur d'une enceinte thermique de température  $T_e$  variable, et il est polarisé à "froid", c'est à dire qu'il ne dissipe aucune puissance électrique. Si la durée des impulsions et le rapport cyclique sont suffisamment faibles pour ne pas échauffer le transistor, alors la température de jonction de ce dernier est

fixée par  $T_e$ . La première étape de la méthode consiste à mesurer en impulsion la caractéristique  $I_c(V_{be}, T_e)$  (courbes isothermes) du composant pour une tension  $V_{ce}$  fixée.

Puis, l'objectif de la seconde étape se résume à la mesure de la même caractéristique  $I_c(V_{be})$ . Celle-ci est effectuée en régime continu et à température ambiante  $T_{\text{ambiante}}$  pour la même tension  $V_{ce}$ .

Enfin, la superposition des courbes isothermes avec la caractéristique en continu  $I_c(V_{be}, T_e)$  permet de déterminer la résistance thermique  $R_{th}$ . En effet, chaque intersection entre la courbe  $I_c(V_{be})$  continue et les isothermes fournit simultanément la température de jonction  $T_j$  du composant (figure 5) et la puissance dissipée  $P_{diss}$  (figure 6). Ainsi, la résistance thermique  $R_{th}$  est déterminée par :

$$(15) \quad R_{th} = \frac{T_j - T_{\text{ambiante}}}{P_{diss}}$$

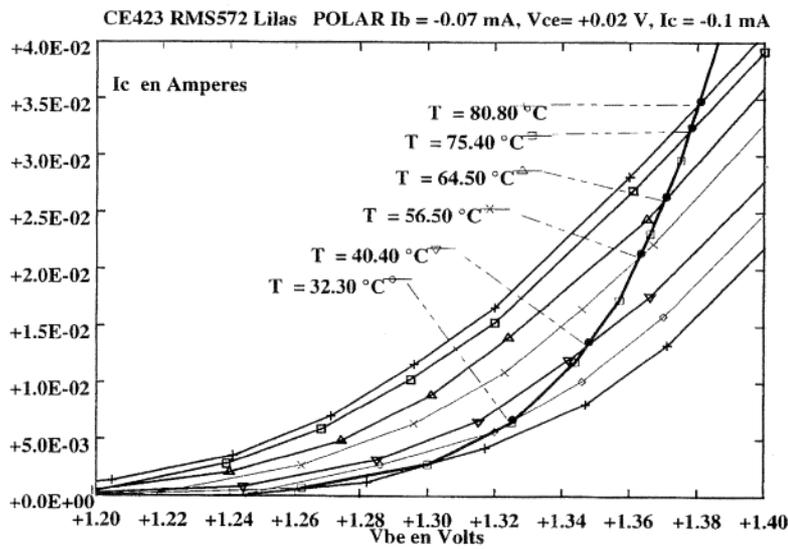


figure 5 : Evolution de la température  $T_j$  le long de la caractéristique continue  $I_c(V_{be})$

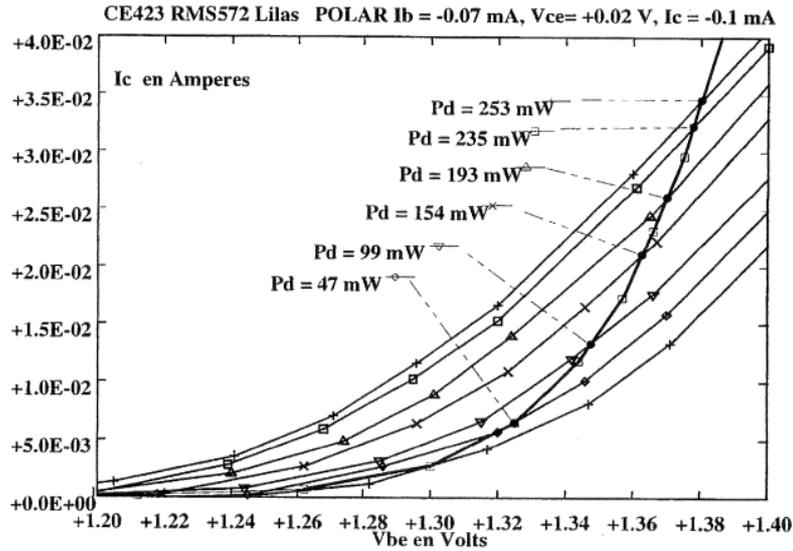


figure 6 : Evolution de la puissance dissipée le long de la caractéristique continue  $I_c(V_{be})$

Par ailleurs, d'autres procédés utilisant les courbes "isothermes" existent. Parmi ceux-ci, nombreux se fondent sur la décroissance linéaire de la tension de seuil grille-source [10] ou base-émetteur [11], selon la technologie de transistor étudiée.

Néanmoins, quel que soit le procédé de mesure employé, la validité de ce type d'extraction de la résistance thermique est limitée. En effet, ces techniques supposent que la distribution de la température à la surface des composants est uniforme. Or, cette condition n'est respectée que pour des faibles densités de puissance. Au-delà, la topologie du composant et les phénomènes de couplage inter-doigts et d'auto-échauffements conduisent à une distribution non-uniforme de la température, qui ne peut pas être obtenue par les mesures électriques.

#### 1.1.4.2 Détermination de la constante de temps thermique et modélisation par la capacité thermique

La capacité thermique d'un composant de puissance est une donnée importante pour les applications radars. En effet, les performances des transistors (HEMT ou HBT) se dégradent avec l'augmentation de la température. Sa valeur permet d'évaluer le temps d'échauffement du dispositif au cours des impulsions et de connaître son impact sur les performances du circuit. L'article [12] propose à la fois une méthode de détermination de la résistance thermique  $R_{th}$ , et une méthode de calcul de la capacité thermique d'un transistor

HBT. La valeur de la capacité thermique  $C_{th}$  est déduite de la constante de temps  $\tau_{th}$ , déterminée à partir de l'évolution transitoire de la tension  $V_{be}(t)$  soumise à une impulsion.  $C_{th}$  peut se calculer immédiatement en posant :

$$(16) \quad C_{th} = \frac{\tau_{th}}{R_{th}}$$

Pour les technologies HBT,  $C_{th}$  est de l'ordre de  $1\mu s$ . L'association de  $C_{th}$  et  $R_{th}$ , placées en parallèle, permet de modéliser sommairement le comportement thermique dynamique du composant. Or, dans bien des cas, il est nécessaire de complexifier ce réseau RC afin d'améliorer l'évolution transitoire des performances du transistor.

## 1.2 Analyses thermiques

### 1.2.1 Concepts générateurs de la méthode des éléments finis

#### 1.2.1.1 Historique [13] [14]

En 1943, le mathématicien R. Courant [15] fut le premier à exposer la méthode des éléments finis sous sa forme actuelle. En effet, dans le but d'étudier un problème de torsion, il utilisa le principe de l'énergie stationnaire et proposa de discrétiser le problème en sous-régions triangulaires, dans lesquelles les champs étaient approximés par des fonctions d'interpolation. L'idée de cette technique d'analyse avait déjà été exposée 30 ou 40 ans auparavant. Toutefois, cette méthode ne fut exploitée qu'à partir des décennies 1950 et 1960, lorsque apparurent les premiers ordinateurs capables de générer et de résoudre de larges équations.

L'industrie américaine fut la première à exploiter la méthode des éléments finis pour analyser les phénomènes vibratoires des ailes d'avions. D'ailleurs, c'est à cette époque que le terme de « finite element method » [16] fut définitivement admis. Par la suite, la méthode des éléments finis a connu un développement important, non seulement dans le domaine de la mécanique, mais aussi dans d'autres champs d'applications comme les domaines de la thermique ou de l'électromagnétisme.

### 1.2.1.2 Champs et potentiels

L'étude de la plupart des problèmes de physique consiste à déterminer un champ (scalaire, vectoriel ou tensoriel)  $u(M,t)$  qui satisfait à un ensemble d'équations et de conditions aux limites imposées sur un domaine  $\Omega$ . Le calcul de ces champs permet de connaître le comportement d'un dispositif physique pour divers modes de fonctionnement et contraintes extérieures. Par exemple, le calcul des contraintes mécaniques permet de s'assurer de la solidité d'un circuit et le calcul des flux de chaleur permet de connaître la répartition de la température au sein d'un composant. Le tableau 3 regroupe quelques champs et les potentiels qui leurs sont associés. Les premiers sont liés aux potentiels par la dérivée spatiale de ces derniers.

<b>Champs</b>	<b>Potentiels</b>
<b>Densité de chaleur</b>	<b>Température</b>
<b>Stress mécanique</b>	<b>Déplacement</b>
<b>Champ électrique</b>	<b>Tension</b>
<b>Champ magnétique</b>	<b>Vecteur potentiel magnétique</b>
<b>Vitesse du fluide</b>	<b>Potentiel du fluide</b>

tableau 3 : Liste de quelques champs et de leurs potentiels associés

### 1.2.1.3 Grandes lignes de la méthode des éléments finis

La modélisation d'un problème réel par un modèle physique nécessite la résolution des champs  $u(M(x,y,z),t)$  : solutions d'équations aux dérivées partielles ou non et de conditions aux limites. Or, la résolution analytique de ce problème est souvent impossible à obtenir, à l'inverse des analyses numériques. Néanmoins, ces dernières sont plus "pauvres" que les solutions analytiques. En effet, l'analyse numérique oblige à déterminer un certain nombre de paramètres (caractéristiques des matériaux, conditions aux limites, etc..) avant la résolution du problème. Par conséquent, la solution numérique obtenue n'est valable que sous ces conditions prédéfinies ; alors qu'une solution analytique conserve l'ensemble de ces paramètres et permet d'étudier leur influence sur la solution.

Ainsi, l'emploi de la méthode des éléments finis consiste à rechercher une solution approchée sous la forme d'un champ défini par morceaux sur un sous-domaine de  $\Omega_i$ . Ce dernier correspond alors à une partition du domaine  $\Omega$  formé par le modèle réel.

Au sein de chaque sous-domaine  $\Omega_i$ , le champ dit local est déterminé à partir des valeurs (de celui-ci ou de ces dérivées partielles) en certains points appartenant à  $\Omega_i$  que l'on appelle nœuds. Le champ local sur  $\Omega_i$  est alors obtenu par l'interpolation (de forme généralement polynomiale) des valeurs aux nœuds. Le domaine  $\Omega_i$  associé à l'interpolation entre ses nœuds forme un élément. La figure 7 montre un exemple de géométrie discrétisée en éléments finis. Chaque extrémité de ces derniers correspond donc à un nœud ou point de grille. La variation des champs locaux (ou de leurs potentiels associés) à l'intérieur d'un élément fini est obtenue par l'interpolation des valeurs des champs au niveau des nœuds.

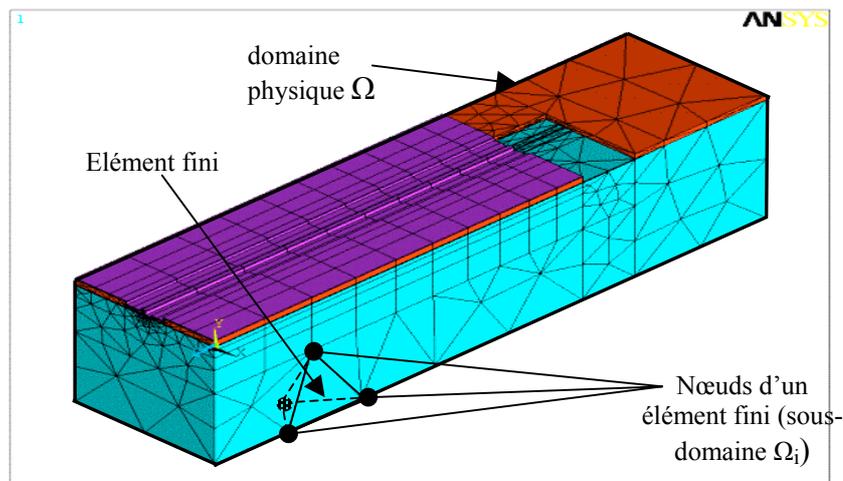


figure 7 : Exemple de discrétisation appliquée à la modélisation d'un demi-doigt de transistor de type PHEMT

Finalement, chercher une solution par éléments finis consiste à trouver quelles valeurs il faut donner aux nœuds de chaque sous-domaine  $\Omega_i$  (ces nœuds déterminant le champ local sur  $\Omega_i$ ), pour que la juxtaposition de l'ensemble des champs locaux fournisse une solution qui soit la plus proche de la solution réelle du problème.

En résumé, cette méthode nécessite la discrétisation d'un continuum en un modèle composé d'un assemblage d'éléments finis qui possèdent des formes et des tailles variées. De plus, le calcul de la solution nécessite la prise en compte d'un certain nombre de paramètres, tels que :

- La géométrie discrétisée en éléments finis,
- Les contraintes imposées sur le dispositif,

- Les excitations présentes dans le dispositif,
- Les propriétés des matériaux composant le dispositif.

Nous venons de décrire succinctement l'approche globale de la méthode des éléments finis. Par la suite, nous exposerons les principales étapes mathématiques de cette méthode.

## 1.2.2 Méthode des éléments finis

### 1.2.2.1 Introduction

Comme nous l'avons précédemment évoquée, la méthode des éléments finis a pour but de remplacer un problème mathématique défini dans un milieu continu et sous la forme d'équations différentielles ou d'intégrales, par un problème discret sous forme matricielle qu'il est possible de résoudre numériquement.

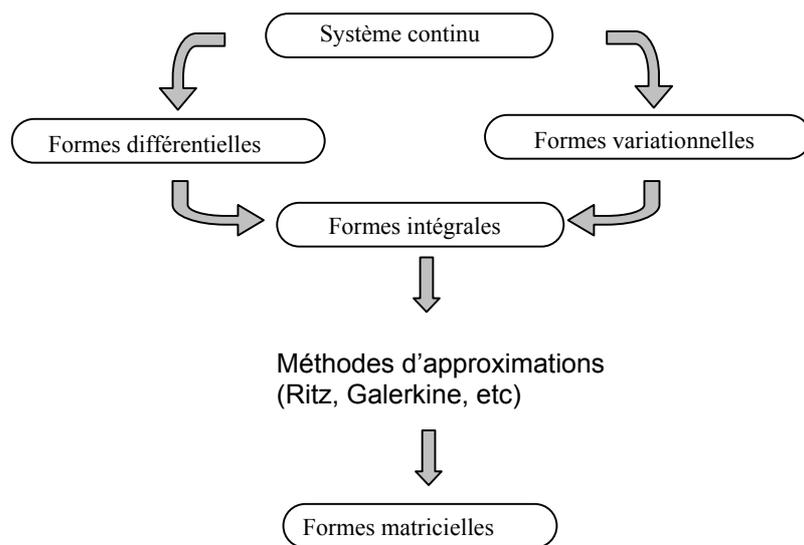


figure 8 : Méthodes d'approximations

La figure 8 permet de distinguer un certain nombre de méthodes (résidus pondérés ou méthodes variationnelles) utilisées afin d'obtenir la forme intégrale du problème mathématique initial. Un système physique peut être formulé de façon équivalente par une formulation variationnelle ou par un système d'équations différentielles. La transformation puis la discrétisation de cette forme intégrale conduit à une équation matricielle qui sera résolue numériquement.

### 1.2.3 Les formulations variationnelles

Pour résoudre un système aux dérivées partielles modélisant un système physique, il est nécessaire de le mettre sous une forme intégrale, appelée aussi forme variationnelle ou encore forme faible. Ces systèmes peuvent être déduits par des considérations mathématiques ou physiques. Pour être suffisamment général, on note :

- $u(M)$  le champ d'inconnues,
- Le système différentiel symbolisé par un opérateur différentiel  $D$ ,
- Les conditions aux limites sur le bord symbolisées pour un opérateur  $C$  nul sur la frontière  $\Sigma$ .

Finalement, le problème analytique s'énonce de la manière suivante :

Calculer le champ  $u(M)$  tel que :

- $D(u(M)) = 0 \quad \forall M \in \Omega$
- $C(u(N)) = 0 \quad \forall N \in \Sigma$

#### 1.2.3.1 Résultats d'analyse fonctionnelle

Dans des espaces fonctionnels de fonctions définies sur un domaine  $\Omega$ , le produit scalaire entre deux fonctions  $f$  et  $g$  se définit par :

$$\langle f, g \rangle = \int_{\Omega} f(M) \bullet g(M) d\Omega$$

Le produit scalaire possède la propriété suivante :

$$\langle f, g \rangle = 0 \quad \forall g \Leftrightarrow f = 0$$

En utilisant cette propriété, il vient :

$$(17) \quad \int_{\Omega} f(M) \bullet g(M) d\Omega = 0 \quad \forall g(M) \Leftrightarrow f(M) = 0$$

### 1.2.3.2 Formes variationnelles

En utilisant (17), une nouvelle formulation du problème consiste à trouver le champ  $u$  tel que :

$$(18) \quad \int_{\Omega} \Psi(M) \bullet D(u(M)) d\Omega = 0 \quad \forall \Psi(M)$$

Avec  $C(u(N)) = 0 \quad \forall N \in \Sigma$  et la fonction  $\Psi(M)$  : appelée fonction de test ou de pondération.

Cette formulation est une formulation variationnelle au système différentiel initial. Il est possible d'en obtenir d'autres en transformant les intégrales. En effet, l'opérateur  $D$  fait intervenir des opérateurs comme le gradient, le laplacien, la divergence, etc. L'ensemble de ces opérateurs permet de modifier la forme des intégrales initiales en faisant apparaître des intégrales de bord (définies sur les frontières  $\Sigma$  de  $\Omega$ ) qui permettent de prendre en compte une partie des conditions aux limites.

Finalement, après d'éventuelles transformations d'intégrales, le problème peut se mettre sous la forme suivante :

Trouver le champ  $u$ , tel que :

$$(19) \quad A(\Psi(M), u(M)) = B(\Psi(M), u(M)) \quad \forall \Psi(M)$$

Avec  $C'(u(N)) = 0 \quad \forall N \in \Sigma$ .

Où  $A$  et  $B$  sont des opérateurs produisant les intégrales sur  $\Omega$  et  $\Sigma$ , portant également sur  $\Psi(M)$  et  $u(M)$  ainsi que leur dérivés.  $C'$  est un opérateur qui tient compte les conditions aux limites restantes (les conditions de Dirichlet par exemple).

### 1.2.3.3 Application à l'équation de la chaleur

On rappelle la forme différentielle de l'équation de la chaleur (13) appliquée à un volume  $V$  dont la surface est notée  $S$ .

$$\rho C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (K(T) \vec{\nabla}(T)) + g(x, y, z, t)$$

Avec les conditions aux limites :

- $T = T_p$  la température imposée sur une surface  $S_T$ ,
- $\vec{n} \cdot K(T) \vec{\nabla} T = \Phi_s + h(T_f - T) + \sigma \cdot \varepsilon (T_e^4 - T^4)$  ensemble des flux imposés sur la surface  $S_s$  (l'ensemble des flux est défini au paragraphe 1.1.2),
- $S = S_T \cup S_s$  et  $S_T \cap S_s = \emptyset$ .

En appliquant (18) sur l'expression de l'équation de la chaleur, on obtient :

$$(20) \quad \int_V \Psi \left( \nabla \cdot (K(T) \vec{\nabla} T) + g(x, y, z, t) - \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \right) dV = 0$$

En utilisant le théorème de la divergence sur le premier terme de l'intégrale, il vient :

$$(21) \quad \int_V \nabla \cdot (\Psi K(T) \vec{\nabla} T) dV - \int_V \vec{\nabla}(\Psi) K(T) \vec{\nabla} T dV + \int_V \Psi \left( g(x, y, z, t) - \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \right) dV = 0$$

Enfin, le théorème d'Ostrogradski sur la première intégrale de (21) fait apparaître des intégrales définies sur la surface du volume étudié. On a donc :

$$(22) \quad \int_V \nabla \cdot (\Psi K(T) \vec{\nabla} T) dV = \int_{S_s} \Psi K(T) \vec{n} \cdot \vec{\nabla} T dS + \int_{S_T} \Psi \vec{n} \cdot K(T) \vec{\nabla} T dS$$

Le flux imposé sur  $S_T$  est nul. Donc la relation (21) peut s'exprimer de la manière suivante :

$$(23) \quad \int_V K(T) \vec{\nabla}(\Psi) \vec{\nabla} T dV - \int_{S_s} \Psi \left( h(T_f - T) + \sigma \varepsilon (T_e^4 - T^4) \right) dS + \int_V \rho C_p \Psi \frac{\partial T}{\partial t} dV \\ = \int_{S_s} \Psi \Phi_s dS + \int_V \Psi g(x, y, z, t) dV$$

Cette expression prend bien une forme variationnelle, puisqu'elle s'écrit :

$$(24) \quad A(\Psi(M), T(M)) = B(\Psi(M), T(M)) \quad \forall \Psi(M)$$

Les seules conditions aux limites restantes sont :

- $T = T_p$  la température imposée sur une surface  $S_T$ .

La formulation du problème sous forme variationnelle ne permet pas d'avoir la solution, mais elle permet de réduire le nombre d'inconnues ou de diminuer les ordres de dérivation des ces dernières afin d'améliorer l'efficacité de la résolution numérique.

## 1.2.4 Maillage et interpolation

### 1.2.4.1 Maillage

L'opération de maillage consiste à diviser le domaine  $\Omega$  en sous-domaines appelés mailles. Il faut donc :

- Définir le domaine  $\Omega$ ,
- Le diviser en mailles  $\Omega_i$ , telles que l'ensemble des  $\Omega_i$  soit une partition de  $\Omega$ .

Toutes ces opérations sont assistées par des logiciels de CAO à éléments finis ou des logiciels dédiés.

### 1.2.4.2 L'interpolation

On rappelle que les solutions approchées par la méthode des éléments finis sont une juxtaposition des champs locaux définis dans chaque maille. Pour qu'une maille devienne un élément, il faut :

- Choisir arbitrairement la position des nœuds. Ainsi, la résolution d'un problème par les éléments finis se ramène à calculer les valeurs de la solution approchée aux nœuds du maillage. Par ailleurs, le nombre d'inconnues par nœuds varie selon la nature du problème étudié et la dimension de l'espace physique. Ce nombre est appelé degré de liberté. Par exemple, si le champ est une contrainte mécanique dans un espace physique tridimensionnel, il y a 6 degrés de liberté par nœud. Si ce champ est une température dans ce même espace, il n'y a qu'un degré de liberté.
- Choisir une famille de champ local destinée à fournir une valeur approchée de la solution en tout point de la maille, en ne connaissant que la valeur aux nœuds de l'élément. Cette famille de fonctions s'appelle l'espace des fonctions d'interpolation de la maille. S'il y a plusieurs degrés de liberté, on construit des interpolations pour chacun

d'entre eux. En général, les fonctions d'interpolation de chaque degré de liberté sont de même nature.

Considérons un point  $m$  appartenant à un élément composé de  $n$  nœuds. Suivant la dimension (notée  $d$ ) de l'espace physique, ce point peut avoir 1, 2 ou 3 coordonnées. L'interpolation du champ local  $u_e^*(m)$  s'effectue à partir des valeurs, notées  $u_e^{(j)}$ , du champs aux nœuds appartenant à l'élément que l'on note  $m^{(j)}$  avec  $j=1, \dots, n$  ( $n > d$ ). L'interpolation polynomiale  $u_e^*$  sur l'élément est définie par :

$$(25) \quad u_e^*(m) = \sum_{i=1}^n u_e^{(i)} P^{(i)}(m)$$

Telle que :

$$(26) \quad u_e^*(m^{(j)}) = \sum_{i=1}^n u_e^{(i)} P^{(i)}(m^{(j)}) = u_e^{(j)} \quad \forall j \in [1, \dots, n]$$

$P^{(i)}(m)$  sont les polynômes de base de l'interpolation (ou fonctions de forme), ils possèdent un nombre de variables égal à la dimension de l'espace physique. On note  $\{B_k(m)\}$  une base de polynômes dont la dimension (fournie par le tableau 4) dépend à la fois du degré d'interpolation et du nombre de variables.

<i>Degré</i>	<i>1 variable (1D)</i>	<i>2 variables (2D)</i>	<i>3 variables (3D)</i>
<b>1</b> (interpolation linéaire)	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>
<b>2</b> (interpolation quadratique)	<b>3</b>	<b>6</b>	<b>10</b>
<b>3</b>	<b>4</b>	<b>10</b>	<b>20</b>
<b>4</b>	<b>5</b>	<b>15</b>	<b>35</b>
<b>5</b>	<b>6</b>	<b>21</b>	<b>56</b>

tableau 4 : Dimensions des polynômes en fonction du degré d'interpolation et de l'espace physique

Remarquons que généralement, dans une interpolation polynomiale à  $n$  nœuds, les polynômes  $P^{(i)}$  doivent être une  $n$ -base de polynômes. Ils peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$(27) \quad P^{(i)}(m) = \sum_{k=1}^n a_k^{(i)} B_k(m)$$

Les  $a_k^i$  sont les coefficients des polynômes  $P^{(i)}(m)$ .

La relation (26) implique que :

$$(28) \quad P^{(i)}(m^{(j)}) = \delta_{ij}$$

Soit :

$$(29) \quad \sum_{k=1}^n a_k^{(i)} B_k(m^{(j)}) = \delta_{ij}$$

Cette relation montre que la matrice  $[P]$  des coefficients  $a_k^{(i)}$  des polynômes  $P^{(i)}(m)$ , sur la base  $\{B_k(m)\}$ , est l'inverse de la matrice  $[C]$  des valeurs des polynômes de la base  $\{B_k(m)\}$ , aux nœuds de l'élément. Les coefficients des polynômes de l'interpolation sont donnés par :

$$(30) \quad [P] = [C]^{-1}$$

#### 1.2.4.3 Exemple d'interpolation

Considérons l'élément fini linéique de longueur  $L$ , présenté sur la figure 9, on veut construire une interpolation du déplacement axial  $u_e$  entre les nœuds 1, 2 et 3 de l'élément et suivant l'axe des coordonnées  $x$ . Le champs déplacement  $u_e$  vaut alors :

- $u_e^1$  au nœud 1,
- $u_e^2$  au nœud 2,
- $u_e^3$  au nœud 3.

L'interpolation est de la forme :

$$u_e(x)^* = \sum_{i=1}^3 u_e^{(i)} P^{(i)}(x)$$

Comme l'élément ne comporte que 3 nœuds, le tableau 4 montre que le degré de l'interpolation vaut 2, ce qui correspond donc à une interpolation quadratique. La base  $\{B_k\}$  est formée des 3 polynômes  $\{B_1=1, B_2=x, B_3=x^2\}$ . Le calcul des coefficients  $a_k^{(i)}$  des polynômes  $P^{(i)}(x)$  est déduit de la relation (30), et s'exprime de la manière suivante :

$$(31) \quad \begin{bmatrix} a_1^{(1)} & a_2^{(1)} & a_3^{(1)} \\ a_1^{(2)} & a_2^{(2)} & a_3^{(2)} \\ a_1^{(3)} & a_2^{(3)} & a_3^{(3)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1/2 & 1 \\ 0 & 1/4 & 1 \end{bmatrix}^{-1}$$

En rappelant que les polynômes d'interpolations  $P^{(i)}(x)$  s'écrivent :

$$(32) \quad \begin{bmatrix} P^{(1)} \\ P^{(2)} \\ P^{(3)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1^{(1)} & a_2^{(1)} & a_3^{(1)} \\ a_1^{(2)} & a_2^{(2)} & a_3^{(2)} \\ a_1^{(3)} & a_2^{(3)} & a_3^{(3)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ x \\ x^2 \end{bmatrix}$$

L'interpolation du déplacement  $u(x)^*$  se déduit de (25) et de (32) :

$$(33) \quad u_e^*(x) = (1 - 3x + 2x^2) u_e^1 + (4x - 4x^2) u_e^2 + (-x + 2x^2) u_e^3$$

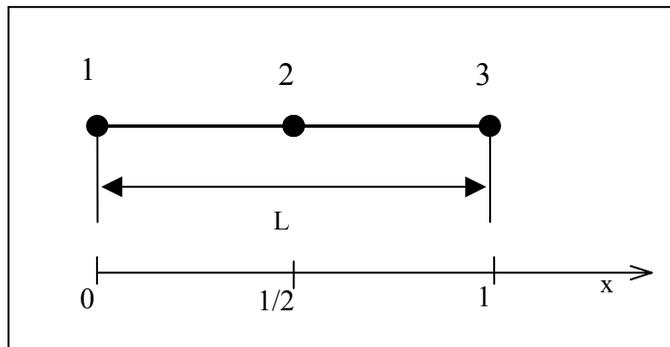


figure 9 : Un exemple d'un élément linéique formé de trois nœuds

Remarquons : la matrice  $[P^{(1)}, P^{(2)}, P^{(3)}]^T$  est souvent appelée la matrice  $[N_e]$  d'interpolation élémentaire. Donc, le champ local discrétisé dans chaque élément s'écrit :

$$(34) \quad u_e^*(x, y, z, t) = [N_e(x, y, z)] \cdot \{u_e(t)\}$$

Où  $\{u_e(t)\}$  est la matrice qui regroupe toutes les valeurs du champ approché  $u_e^*(x, y, z, t)$  aux nœuds de l'élément.

### 1.2.5 Discrétisation

La solution analytique d'un problème général (19) sous une forme variationnelle est en général impossible à obtenir. Par conséquent, nous sommes conduits à rechercher une solution approchée  $u^*$  par la méthode numérique des éléments finis. L'emploi de cette technique nécessite la décomposition (le maillage) du domaine d'étude  $\Omega$  en sous-domaines  $\Omega_i$ . Ces derniers possèdent une forme géométrique simple et sont reliés entre eux par des nœuds. De plus, l'intégration d'une loi d'interpolation entre les valeurs des nœuds permet le calcul de la solution approchée à l'intérieur de chaque sous-domaine  $\Omega_i$  que l'on appelle élément. Finalement, la résolution du problème analytique (19) consiste à résoudre le problème approché (ou discrétisé) suivant :

$$(35) \quad A(\Psi(M), u^*(M)) = B(\Psi(M), u^*(M)) \quad \forall \Psi(M)$$

Avec  $C'(u^*(N)) = 0 \quad \forall N \in \Sigma$ , et en posant :

$$(36) \quad u^*(M) = [N_1(M) \cdots N_2(M) \cdots N_n(M)] \begin{bmatrix} u_1 \\ \vdots \\ u_2 \\ \vdots \\ u_n \end{bmatrix} = [N(M)] \cdot \{u\}$$

Où :

- n est le nombre de nœuds du maillage de  $\Omega$ ,
- $N_i(M)$  sont les fonctions d'interpolations composant la matrice d'interpolation notée  $[N(M)]$ ,

- $[u]$  est le vecteur comprenant l'ensemble des valeurs du champ approché aux nœuds du maillage.

### 1.2.5.1 La méthode de Galerkinge

Cette méthode consiste à utiliser des fonctions de tests  $\Psi_i(M)$  qui correspondent aux coefficients  $a_k^{(i)}$  des polynômes d'interpolation définis dans le paragraphe 1.2.4.2. Les fonctions de tests s'écrivent donc :

$$(37) \quad \Psi_i(M) = \frac{\partial u^*(M, t)}{\partial u_i} = N_i(M) \text{ avec } u^*(M, t) = \sum_{i=1}^n N_i(M) u_i(t) = [N]^T \{u\}$$

Si on applique la méthode de Galerkinge à un élément fini, alors les fonctions de poids  $\Psi_i(M)$  sont égales aux fonctions d'interpolation  $N_i$  (34) de l'élément fini. De ce cas, la relation (37) devient :

$$(38) \quad \Psi_i(M) = \frac{\partial u_e^*(M, t)}{\partial u_i} = N_i(M) \text{ avec } u_e^*(M, t) = \sum_{i=1}^{n_e} N_e^i(M) u_e^i(t) = [N_e]^T \{u_e\}$$

### 1.2.5.2 Application de la méthode Galerkinge à l'équation de la chaleur

Pour résoudre l'équation de la chaleur (13) par la méthode des éléments finis, considérons l'expression de sa forme variationnelle (20) en remplaçant le terme  $\Psi$  par une fonction de test  $\Psi_i$  :

$$\int_V \Psi_i \left( \nabla \cdot (K(T) \bar{\nabla}(T)) + g - \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \right) dV = 0$$

Pour discrétiser l'intégrale ci-dessus, on pose  $T^*$  la température approchée du champ de température réel  $T$ . D'après (36),  $T^*$  s'écrit :

$$T^* = [N]^T \cdot \{T\}$$

De plus, on pose :

$$\bar{\nabla}(T) = [d][N]^T \{T\} = [B]^T \{T\}$$

Où [d] et [B] sont respectivement l'opérateur différentiel et la matrice de dérivation. La forme de ces deux matrices dépend du référentiel (cartésien, cylindrique..).

Nous avons montré dans le paragraphe 1.2.3.2, que l'expression (20) peut aboutir à la forme intégrale (23). Pour simplifier le calcul, considérons que le modèle numérique comprend uniquement une conductivité thermique linéaire. Sous la formulation de Galerkin et sous une forme discrétisée, l'équation de la chaleur s'écrit :

$$(39) \quad [M]\{\dot{T}\} + [K]\{T\} = [F_{ext}] + [F_{int}] = [F]$$

Avec :

- $[M] = \int_V [N] \rho C [N]^T dV$  , matrice de masse ou de chaleur spécifique de l'élément,
- $[K] = \int_V [B] K [B]^T dV + \int_{S_s} [N] h [N]^T dS$  , matrice de raideur ou de conductivité thermique de l'élément,
- $[F_{int}] = \int_{S_s} [N] (\Phi_s + h.T_f + \sigma \varepsilon (T_e^4 - T^4)) dS$  , le vecteur des flux sur les surfaces,
- $[F_{ext}] = \int_V [N] g dV$  , puissance injectée dans l'élément.

Dans la pratique, les matrices [M] [K] et [F] sont construites éléments par éléments. Cette opération s'appelle l'assemblage. L'équation de la chaleur discrétisée (39) devient pour un élément :

$$(40) \quad [M^e]\{\dot{T}\} + [K^e]\{T\} = [F_{ext}^e] + [F_{int}^e] = [F^e]$$

Avec :

- $[M^e] = \int_{V_e} [N_e] \rho_e C_e [N_e]^T dV$  , matrice de masse ou de chaleur spécifique de l'élément,
- $[K^e] = \int_{V_e} [B_e] K_e [B_e]^T dV + \int_{S_s^e} [N_e] h [N_e]^T dS$  , matrice de raideur ou de conductivité thermique de l'élément,

- $[F_{\text{ext}}^e] = \int_{S_s^e} [N_e] (\Phi_s^e + h.T_f + \sigma \varepsilon (T_e^4 - T^4)) dS$ , le vecteur des flux sur la surface de l'élément appartenant à  $S_s$ ,
- $[F_{\text{int}}^e] = \int_{V_e} [N_e] g dV$ , puissance injectée dans l'élément.

Dans ces relations, le volume  $V_e$  correspond au volume de l'élément et  $S_s^e$  correspond à la surface de l'élément appartenant à  $S_s$ . Dans le cas contraire, la matrice  $[F_{\text{ext}}^e]$  est nulle. Afin d'établir le système matriciel sur l'ensemble du domaine  $V$  (constitué de  $n$  éléments), il est nécessaire d'effectuer l'assemblage des matrices élémentaires. On peut définir les grandeurs matricielles globales :

$$(41) \quad M = \sum_{e=1}^n M^e \quad K = \sum_{e=1}^n K^e \quad F_{\text{int}} = \sum_{e=1}^{nl} F_{\text{int}}^e \quad F_{\text{ext}} = \sum_{e=1}^n F_{\text{ext}}^e$$

Finalement, en injectant (41) dans (40), on obtient le système global :

$$(42) \quad M \dot{D} + K D = F_{\text{int}} + F_{\text{ext}}$$

### 1.2.5.3 Méthode Rayleigh-Ritz

On présente à titre informatif une autre méthode de discrétisation, la méthode de Rayleigh Ritz, qui est à l'origine de la méthode des éléments finis. Cette méthode sera appliquée à un problème de solide élastique. Exprimons, sous sa forme variationnelle,  $\Pi_p$  l'énergie potentielle d'un corps élastique [17] :

$$(43) \quad \Pi_p = \int_V \left( \frac{1}{2} \{\varepsilon\}^T [E] \{\varepsilon\} - \{\varepsilon\}^T [E] \{\varepsilon_0\} + \{\varepsilon\}^T \{\sigma_0\} \right) dV - \int_V \{u\}^T \{F\} dV - \int_S \{u\}^T \{\Phi\} dS - \{D\}^T \{P\}$$

$\{u\} = [u, v, w]^T$  le vecteur de déplacement,

$\{\varepsilon\} = [\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}]^T$  le vecteur des contraintes,

$[E]$  la matrice des propriétés des matériaux,

$\{\sigma_0\}, \{\varepsilon_0\}$  les contraintes et stress initiaux du système,

$\{F\} = [F_x, F_y, F_z]^T$  les forces volumiques,

$\{\Phi\} = [\Phi_x, \Phi_y, \Phi_z]^T$  les forces s'exerçant sur les surfaces du système,

$\{D\}$  les degrés de liberté du système,

$\{P\}$  les charges ponctuelles appliquées aux degrés de liberté du système.

La méthode de Rayleigh-Ritz utilise le principe de la conservation de l'énergie comme critère de détermination des  $u_i$ . Pour les systèmes conservatifs, le principe de conservation de l'énergie énonce que l'énergie potentielle reste stationnaire vis-à-vis des petits déplacements par rapport à l'état d'équilibre. Dans le cas de systèmes à plusieurs degrés de liberté, la loi de conservation de l'énergie impose :

$$(44) \quad d\Pi_p = \frac{\partial \Pi_p}{\partial u_1} + \frac{\partial \Pi_p}{\partial u_2} + \dots + \frac{\partial \Pi_p}{\partial u_{n-1}} + \frac{\partial \Pi_p}{\partial u_n} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \Pi_p}{\partial u_i} = 0 \quad \text{pour } i = 1, 2, \dots, n$$

Les valeurs des nœuds sont déduites de la résolution de l'équation (44). Ainsi, les champs des déplacements et des contraintes sont complètement définis. Appliquons cette méthode à l'équation (43), les déplacements à l'intérieur de l'élément sont interpolés suivant la relation (36). Les contraintes  $\{\varepsilon\}$  sont liées aux déplacements par différentiation. Soit :

$$(45) \quad \{\varepsilon\} = [d] \times \{u^*\} \text{ donc } \{\varepsilon\} = [B] \times \{u\} \text{ avec } [B] = [d] \times [N]$$

$[d]$  est l'opérateur matriciel différentiel, fourni par [17].

La discrétisation de la forme variationnelle (43) aboutit à :

$$(46) \quad \Pi_p = \frac{1}{2} \{D\}^T [K] \{D\} - \{D\}^T \{R\}$$

Avec :

$$[K] = \sum_{i=1}^n \int_{V_e} [B]^T [E] [B] dV \text{ la matrice de raideur.}$$

$$\{R\} = \{P\} + \sum_{n=1}^{numel} \int_{V_e} [B]^T [E] \{\varepsilon_0\} dV - \int_{V_e} [B]^T \{\sigma_0\} dV + \int_{V_e} [N]^T \{F\} dV - \int_{S_e} [N]^T \{\Phi\} dS$$

la matrice des charges et des contraintes mécaniques imposées au système.

$\Pi_p$  est à présent une fonction de l'ensemble des nœuds du système. Pour définir l'ensemble des valeurs nodales  $\{D\}$ , il suffit d'appliquer la loi de conservation de l'énergie potentielle (44). On montre que la différentiation de  $\Pi_p$  conduit à la relation algébrique :

$$(47) \quad \left\{ \frac{\partial \Pi_p}{\partial D} \right\} = 0 \text{ entraîne le système d'équations algébriques } [K] \{D\} = \{R\}$$

Nous venons de montrer que quelles que soient les méthodes employées, l'étape de discrétisation et l'opération d'assemblage des matrices élémentaires permettent de ramener le traitement du problème initial en une résolution de systèmes d'équations algébriques. Ces systèmes sont généralement de grande taille, leur résolution nécessite l'emploi d'algorithmes disponibles au sein des logiciels à éléments finis.

## 1.2.6 Les solveurs

Dans le cas du simulateur ANSYS [20] utilisé dans nos travaux, il existe différents algorithmes de résolution pour traiter les problèmes à éléments finis. On peut citer deux classes de méthodes :

- Les méthodes de résolution directes,
- Les méthodes itératives (gradient conjugué par exemple).

### 1.2.6.1 les méthodes de résolution directes

Ces méthodes aboutissent à la solution en un nombre fini d'opérations. Elles sont adaptées au mode de stockage de la matrice  $[K]$ . Si cette matrice est symétrique, la méthode de décomposition de Choleski est généralement utilisée. Si elle ne l'est pas, les logiciels recourent à la méthode d'élimination de Gauss.

Les méthodes directes sont employées pour des systèmes de taille moyenne (inférieure à quelques milliers d'inconnues). Le temps de calcul est sensiblement proportionnel au cube du nombre d'inconnues.

### 1.2.6.2 les méthodes itératives

Dans ce cas, la solution approchée est atteinte en un nombre infini d'opérations convergeant vers la solution analytique. Ces méthodes intègrent donc un critère d'arrêt, lorsque la solution approchée est suffisamment proche de la solution analytique. Si le système à résoudre est :

$$[K] \cdot [U] = [B]$$

Alors, l'algorithme de résolution cherche à diminuer le résidu  $\|R\|$ , qui s'écrit :

$$\|R\| = \|[K][U_i] - [B]\|$$

Où  $[U_i]$  est la solution approchée du problème à la  $i^{\text{ème}}$  itération.

Suivant le type de méthode itérative, la norme  $\|X\|$  peut être la norme euclidienne ou la norme du maximum. De plus, la plupart des algorithmes sont basés sur la descente du gradient : faire évoluer les  $[U_i]$  dans le sens de  $-\text{grad}(\|R\|)$ . Le critère d'arrêt est soit  $\|R\| < \varepsilon_1$  soit  $\|U_j - U_{j-1}\| < \varepsilon_1$ . Le choix de  $\varepsilon_1$  ou de  $\varepsilon_2$  dépend de ce que l'on considère comme petit.

Les méthodes itératives sont employées pour des systèmes de grande taille, où le traitement par la méthode directe serait prohibitif en terme de temps de calcul. Finalement, ce type de méthode est un compromis entre l'exactitude et le coût de calcul.

## Conclusion

Cette partie a permis de fournir au lecteur un panorama général des concepts et notions propres au traitement des problèmes thermiques. Tout d'abord, l'origine des différents phénomènes de transfert de la chaleur a été abordée. A ce sujet, notons que dans le cadre de nos travaux, seul le transfert thermique par conduction sera traité. En effet, c'est le principal mode de transfert qui existe à l'intérieur des circuits intégrés aux sous-ensembles embarqués.

Ensuite, nous avons évoqué les différents moyens expérimentaux de mesure de la température des circuits électroniques. Nous mis en évidence que les méthodes classiques de mesure se révèlent inadéquates à l'étude thermique des composants MMICs compte tenu de la taille des structures à traiter. Dès lors, seules les méthodes d'analyses plus "fines" - comme la photoréflectance ou la microscopie par microsonde - peuvent assurer la caractérisation thermique de ce type de composant. Néanmoins, ces techniques restent souvent exploratoires et ne sont pas toujours disponibles chez les industriels.

Enfin, pour la caractérisation thermique des MMICs, seule la technique par mesure électrique est largement employée pour la détermination des caractéristiques thermiques des MMICs. Or, cette mesure n'est que "globale" et ne permet pas une étude complète de la distribution de la température (localisation des points chauds par exemple). Par conséquent, une analyse thermique numérique sera préférable pour estimer la répartition de la température d'une structure. Il existe de nombreuses méthodes d'analyse numérique, parmi lesquelles on peut citer la méthode des éléments finis.

Celle-ci correspond à la méthode utilisée par notre simulateur de référence (ANSYS), c'est pourquoi nous l'avons décrite dans la dernière partie de ce chapitre. Seules les principales étapes de base ont été exposées; à partir de l'exemple du traitement de l'équation de la chaleur. En effet, il s'agissait uniquement d'exposer la démarche générale, la terminologie et les concepts qui seront nécessaires à la bonne compréhension des travaux ultérieurs.

## 2 REDUCTION DE MODELES THERMIQUES



# Introduction

Le chapitre précédent s'est clôturé sur l'analyse numérique des problèmes thermiques en éléments finis. Cette technique mathématique est introduite dans de nombreux logiciels de CAO et s'applique à plusieurs domaines d'application autres que la thermique. Néanmoins, l'analyse de larges problèmes nécessite une puissance de calcul et de stockage telle qu'il a fallu attendre l'avènement de l'informatique pour pouvoir appliquer ce type de méthode d'analyse. Ainsi, la réalisation de simulations couplées électrique-thermique intégrant une analyse thermique en éléments finis semble actuellement peu probable.

En revanche, de nombreuses techniques de réduction permettent de diminuer la taille des problèmes en éléments finis, tout en conservant une bonne précision. Parmi les différentes méthodes existantes, nous présenterons - dans une première partie - la méthode de réduction par superposition des vecteurs de Ritz. Cette dernière offre l'avantage de réduire la taille des problèmes à traiter et de permettre par sa formulation, d'intégrer le modèle réduit à n'importe quel simulateur électrique commercial. Cette technique de réduction a été traduite sous la forme d'un module informatique par l'IRCOM. En l'occurrence, les premières applications de ce module - pour l'étude de HBTs - se sont révélées probantes. La première partie de ce chapitre est consacrée à un exposé théorique de la méthode de réduction par vecteurs de Ritz, suivi d'un exemple d'intégration et de validation (sur des composants de type HBT). La deuxième et dernière partie concerne l'intégration du programme de réduction à un simulateur commercial en éléments finis : ANSYS. Pour valider l'ensemble, un modèle thermique d'un transistor de puissance pHEMT sera traité en exemple.

## 2.1 Techniques de réduction

Les techniques de réduction sont largement employées dans le domaine de l'analyse de la dynamique des structures ou de l'automatique. Elles ont pour but d'accroître la vitesse de simulation tout en maintenant une bonne précision des résultats ; on peut citer l'*AWE* (Asymptotic Waveform Evaluation) ou méthode des moments [23] [24]. Dans cette approche, les moments de la réponse du système sont itérativement calculés et ensuite utilisés pour déterminer les pôles et résidus du système.

Les méthodes de superposition des modes [17] [25] [26] sont souvent utilisées pour la résolution des problèmes de dynamique des structures. Elles visent à identifier les modes dominants issus de la résolution du problème aux valeurs propres. La rétention de ces valeurs propres permet de réduire la dimension de la base des vecteurs propres, et donc la taille du modèle. L'obtention des modes dominants nécessite le calcul de l'ensemble des valeurs propres, or cette étape s'avère très coûteuse en termes de nombre d'opérations numériques à résoudre. Par ailleurs, il est impossible de connaître, à priori, le nombre de valeurs propres pour obtenir une réponse précise. Enfin, la participation d'un vecteur propre à la solution finale dépend des propriétés dynamiques de l'excitation. Son comportement fréquentiel et sa distribution spatiale interviennent de façon importante dans la solution.

Les méthodes de réduction utilisant les vecteurs de Ritz permettent d'éliminer les problèmes précédemment cités, tout en conservant une bonne précision des résultats. De plus, l'approche par la superposition des vecteurs de Ritz [27] utilise moins de ressources machine et de vecteurs. Leur nombre peut être déterminé, à priori, par une estimation d'erreur. Il existe d'autres méthodes dérivées de cette approche [27] [28] qui ne diffèrent que par leur technique d'orthogonalisation.

La méthode de réduction exposée dans la suite des travaux est la méthode de superposition des vecteurs de Ritz. Cette dernière permet une approximation des effets statiques et dynamiques d'un système.

### 2.1.1 Méthode de réduction des vecteurs de RITZ

Considérons le système constitué par l'équation de la chaleur discrétisée (48) suivant la méthode des éléments finis:

$$(48) \quad M\{\dot{d}\} + K\{d\} = F$$

L'utilisation d'une méthode de réduction permet de générer un système, de dimension plus faible, capable de reproduire avec précision le comportement du système global. La génération du système réduit revient à déterminer un sous-espace de dimension réduite dans lequel seront exprimées les variables d'origine.

Le passage des variables de l'espace original de dimension  $n$  vers le sous-espace de dimension  $m$  est effectuée grâce à une matrice de passage ou de projection notée  $\Phi = [\Phi_1 \dots \Phi_m]$ . Cette matrice de dimension  $n \times m$  forme la base du sous-espace de dimension  $m \ll n$  constitué par les vecteurs de Ritz  $\Phi_i$ . Dans ce qui suit, nous présenterons l'algorithme qui génère les vecteurs de Ritz.

#### 2.1.1.1 Algorithme de génération des vecteurs de Ritz

Tout d'abord, examinons un système dont les matrices de masse  $M$  et de raideur  $K$  sont connues. La séquence de génération des vecteurs de Ritz commence par la factorisation de Cholesky de la matrice de rigidité :

$$K = U^T U$$

La première étape de la réduction consiste à chercher le vecteur  $\Phi_1^*$ , tel que :

$$K \Phi_1^* = F$$

On effectue une « M-normalisation » qui fournit le premier vecteur de Ritz assurant que le système réduit atteindra le régime stationnaire :

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_1^*}{\left(\Phi_1^{*T} M \Phi_1^*\right)^{1/2}}$$

Dans la suite, on cherche à minimiser l'erreur de la réponse en température de manière itérative avec  $\Phi_i$  ( $i=2, 3, \dots, m$ ), de la manière suivante :

$$K \Phi_i^* = M \Phi_{i-1}$$

$$c_j = \Phi_j^T M \Phi_i^* \quad j=1,2,\dots,i-1$$

L'orthogonalisation, selon la procédure de Gram-Schmidt, fournit l'ensemble des vecteurs de Ritz après normalisation :

$$\Phi_i^{**} = \Phi_i^* - \sum_{j=1}^{i-1} c_j \Phi_j \quad \text{orthogonalisation}$$

$$\Phi_i = \frac{\Phi_i^{**}}{\left(\Phi_i^{**T} M \Phi_i^{**}\right)^{1/2}} \quad \text{normalisation}$$

Les vecteurs de Ritz forment donc une base M-orthonormale  $\Phi = [\Phi_1 \dots \Phi_m]$ , qui vérifie la relation :

$$\Phi^T M \Phi = \text{Id}$$

L'erreur commise dépend directement de l'ordre  $m$  de la base  $\Phi$ . En effet, plus la valeur de  $m$  est grande, plus l'erreur sur la réponse est faible, c'est-à-dire que l'on a accès aux constantes de temps les plus petites, comme l'illustre la figure 10. Néanmoins, l'utilisation de ces vecteurs de Ritz permet une réduction d'ordre du système d'un facteur 1000.

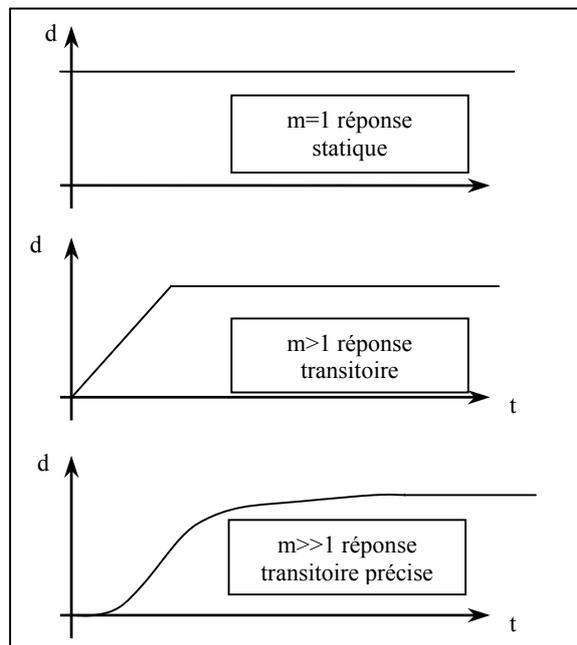


figure 10 : Evolution de la précision de la réponse temporelle de la température, en fonction de l'ordre  $m$

### 2.1.1.2 Application à la réduction d'un système global

Considérons le système de dimension  $n \times n$  décrit par la relation (49) :

$$(49) \quad M \begin{bmatrix} \dot{d}_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \dot{d}_n \end{bmatrix} + K \begin{bmatrix} d_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ d_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ F_n \end{bmatrix}$$

On a montré que la génération des vecteurs de Ritz conduit à un sous-espace de dimension  $m \ll n$ . Le passage de l'espace réduit à l'espace global s'effectue grâce à la matrice de projection  $\Phi$  de dimension  $n \times m$ . La matrice de projection vérifie la relation suivante :

$$(50) \quad d = \Phi p$$

$d$  est le vecteur des températures du système global de dimension  $n \times 1$  et  $p$  le vecteur des températures dans le sous espace de Ritz de dimension  $m \times 1$ . Exprimons l'équation discrétisée de la chaleur dans l'espace des vecteurs de Ritz. De (49) et (50), il vient :

$$M\Phi\dot{p} + K\Phi p = F$$

On obtient un système différentiel d'ordre  $m$  en multipliant à gauche par  $\Phi^T$  :

$$(51) \quad \Phi^T M \Phi \dot{p} + \Phi^T K \Phi p = \Phi^T F$$

On pose :

$$K^* = \Phi^T K \Phi$$

Finalement, on obtient :

$$(52) \quad \dot{p} + K^* p = \Phi^T F$$

$K^*$  est symétrique. La seconde étape de la réduction consiste à découpler l'équation (52). Pour cela, il suffit de diagonaliser de  $K^*$ . Soit  $\psi$  la matrice de passage de l'espace des vecteurs propres de  $K^*$  à l'espace des vecteurs de Ritz,  $\psi$  vérifie alors les relations suivantes :

$$(53) \quad p = \Psi z$$

Où  $z$  est vecteur des températures dans l'espace des vecteurs propres de  $K^*$ . Grâce aux propriétés de symétrie de  $K^*$ , on peut choisir  $\Psi$  telle que :

$$(54) \quad \Psi^T \Psi = 1 \quad K^* \text{ est symétrique}$$

En injectant (53) et (54) dans (52), on obtient :

$$(55) \quad \begin{aligned} \Psi \dot{z} + K^* \Psi z &= \Phi^T F \\ \Psi^T \Psi \dot{z} + \Psi^T K^* \Psi z &= \Psi^T \Phi^T F \end{aligned}$$

Finalement, l'équation (55) devient :

$$(56) \quad \dot{z} + \Lambda z = \Psi^T \Phi^T F$$

Avec  $\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n \end{bmatrix}$  matrice diagonale des vecteurs propres de  $K^*$

L'équation (56) est découplée. On peut alors exprimer simplement le vecteur des températures  $d$  en fonction des constantes de temps  $\lambda_i$ .

Formulons l'équation (56) dans le domaine fréquentiel. Il vient :

$$(57) \quad j\omega z(\omega) + \Lambda z(\omega) = \Psi^T \Phi^T F(\omega)$$

Et sachant que :

$$(58) \quad d(\omega) = \Phi \Psi z(\omega)$$

Alors :

$$(59) \quad d(\omega) = \Phi \Psi \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega + \lambda_1} & & \\ & \ddots & \\ & & \frac{1}{j\omega + \lambda_m} \end{bmatrix} \Psi^T \Phi^T F(\omega)$$

On peut donc écrire :

$$(60) \quad d(w) = Z_{th} F(w)$$

On définit la matrice d'impédance thermique  $Z_{th}$  comme :

$$(61) \quad Z_{th}(w) = \Phi \Psi \begin{bmatrix} \frac{1}{jw + \lambda_1} & & \\ & \ddots & \\ & & \frac{1}{jw + \lambda_m} \end{bmatrix} \Psi^T \Phi^T$$

Il est donc possible d'exprimer le vecteur des températures  $d$  à partir du système réduit, la température  $d_i$  au nœud  $i$  du système global se déduit des  $z_n$  du système réduit par la relation :

$$(62) \quad d_i = \sum_m^j (\Phi \Psi)_{ij} z_{ij}$$

### 2.1.1.3 Matrice de sélection et théorème de superposition

On vient de montrer qu'il est possible d'exprimer le vecteur des températures à partir de la matrice de projection  $\Phi \Psi$ . Dans la perspective d'un couplage électrothermique, il n'est pas nécessaire de connaître l'ensemble des valeurs des températures. En effet, seules les valeurs des températures des nœuds où sont localisées les sources de puissance sont prises en compte par le modèle électrothermique. On définit une matrice de sélection  $S$  de dimension  $r \times n$ ,  $r$  est le nombre de nœuds retenus. Dans notre étude, le nombre  $r$  est souvent le nombre de doigts du transistor modélisé. Soit  $d_r$  le vecteur des températures et  $F_r$  le vecteur des excitations aux nœuds sélectionnés de dimensions  $1 \times r$  et vérifiant la relation :

$$(63) \quad d_r = S d$$

$$F = S^T F_r$$

La relation (60) ramenée aux nœuds réduits devient :

$$(64) \quad d_r(w) = S Z_{th} S^T F_r(w)$$

On peut alors définir une impédance réduite  $Z_{rth}$  de dimension  $r \times r$  et d'ordre  $m$ .

$$(65) \quad Z_{rth(w)} = (S\Phi\Psi) \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega + \lambda_1} & & \\ & \ddots & \\ & & \frac{1}{j\omega + \lambda_m} \end{bmatrix} (\Psi\Phi S)^T$$

La figure 11 exprime le schéma équivalent de l'impédance thermique :

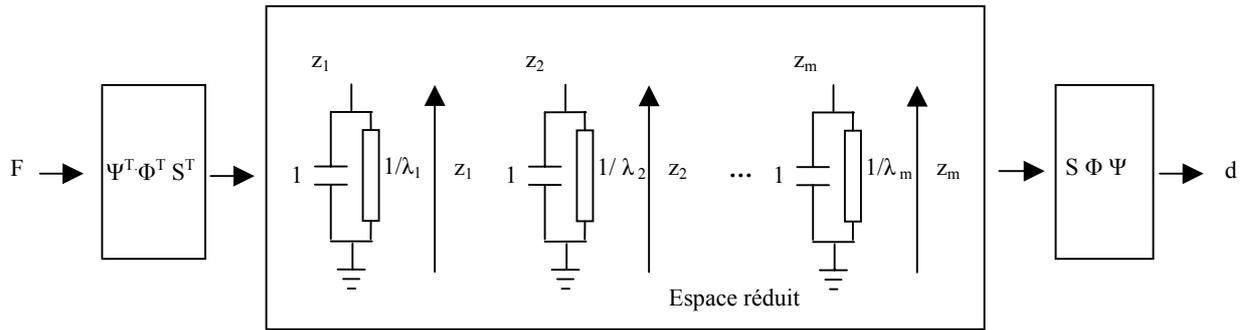


figure 11 : Configuration du réseau électrique équivalent à l'impédance thermique

Nous avons montré que la génération des vecteurs de Ritz aboutit à l'expression d'une impédance thermique réduite (61), dont les termes  $\lambda_i$  constitutifs dépendent de la distribution spatiale de l'excitation  $F$ . Dans le cas des transistors de puissance multi-doigts, le profil de dissipation de puissance peut évoluer dans le temps, si bien que la réponse en température de l'impédance réduite n'est plus valable. Pour rendre compte de ce phénomène, il est possible d'utiliser le théorème de superposition, puisque les termes du problème des équations résolues sont linéaires.

Ainsi, on peut construire n'importe quelle excitation  $F_r(w)$  en la décomposant sur une base de vecteurs d'excitation unitaires  $F_{ui}$ , de la manière suivante :

$$(66) \quad F_r(w) = \sum_{i=1}^r c_i(w) F_{ui}$$

Les vecteurs de  $F_{ui}$  sont de la forme  $[0, \dots, 1, \dots, 0]$  et traduisent une puissance unitaire constante injectée au nœud  $i$ . Les termes  $c_i(w)$  dépendent du temps et expriment la

pondération sur les vecteurs unitaires qui leurs sont associés. Ainsi, pour chaque excitation unitaire on détermine l'impédance thermique réduite associée  $Z_{ri}(w)$  à partir de laquelle on déduit la distribution finale des températures, que l'on note  $d_{ri}$  et qui vérifie :

$$d_{ri} = Z_{ri} F_{ui}$$

Finalement, la réponse globale est obtenue en sommant l'ensemble des réponses aux vecteurs unitaires :

$$(67) \quad d_r = \sum_{i=1}^r d_{ri} c_i(w) = \sum_{i=1}^r Z_{ri} F_{ui} c_i(w)$$

De la relation (67), il vient :

$$d_r = \begin{bmatrix} Z_{r1}^1, Z_{r2}^2, \dots, Z_{rr}^r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1(w) \\ c_2(w) \\ \vdots \\ c_r(w) \end{bmatrix} = Z_f \begin{bmatrix} c_1(w) \\ c_2(w) \\ \vdots \\ c_r(w) \end{bmatrix}$$

$Z_{ri}^i$  est la ième colonne de la ième matrice unitaire  $Z_{ri}$ , et  $Z_f$  est la matrice réduite finale de dimension  $r \times r$  qui sera à intégrer dans la simulation électrothermique.

#### 2.1.1.4 Implantation du modèle thermique réduit dans un simulateur circuit électrique

L'implémentation du modèle électrothermique dans un simulateur a été réalisée au sein de l'IRCOM [22]. L'algorithme à été codé en C-ANSI, en utilisant la librairie mathématique BLAS et LAPACK. Les entrées du programme sont les matrices M, K et F le second membre de l'équation de la chaleur discrétisée. Puis, il est nécessaire d'avoir la liste des nœuds du socle où est appliquée la température fixe du fond de socle. Les sorties du programme sont les jeux de valeurs propres  $\lambda_i$  associées et le produit :  $S\Phi_i\Psi_i$  pour chaque vecteur d'excitation unitaire  $F_{ui}$ . Ces sorties sont utilisées pour la génération d'un fichier au format SPICE décrivant le circuit associé à l'impédance thermique  $Z_f$ . La figure 12 montre l'ensemble d'un circuit SPICE décrivant l'impédance thermique d'un transistor possédant 2 doigts ( $r=2$ ).

Enfin, ce fichier SPICE peut être utilisé, dans n'importe quel simulateur, sous la forme d'une boîte noire où le nombre d'accès correspond au nombre de doigts du modèle électrique, auquel s'ajoute un accès pour introduire la température de socle.

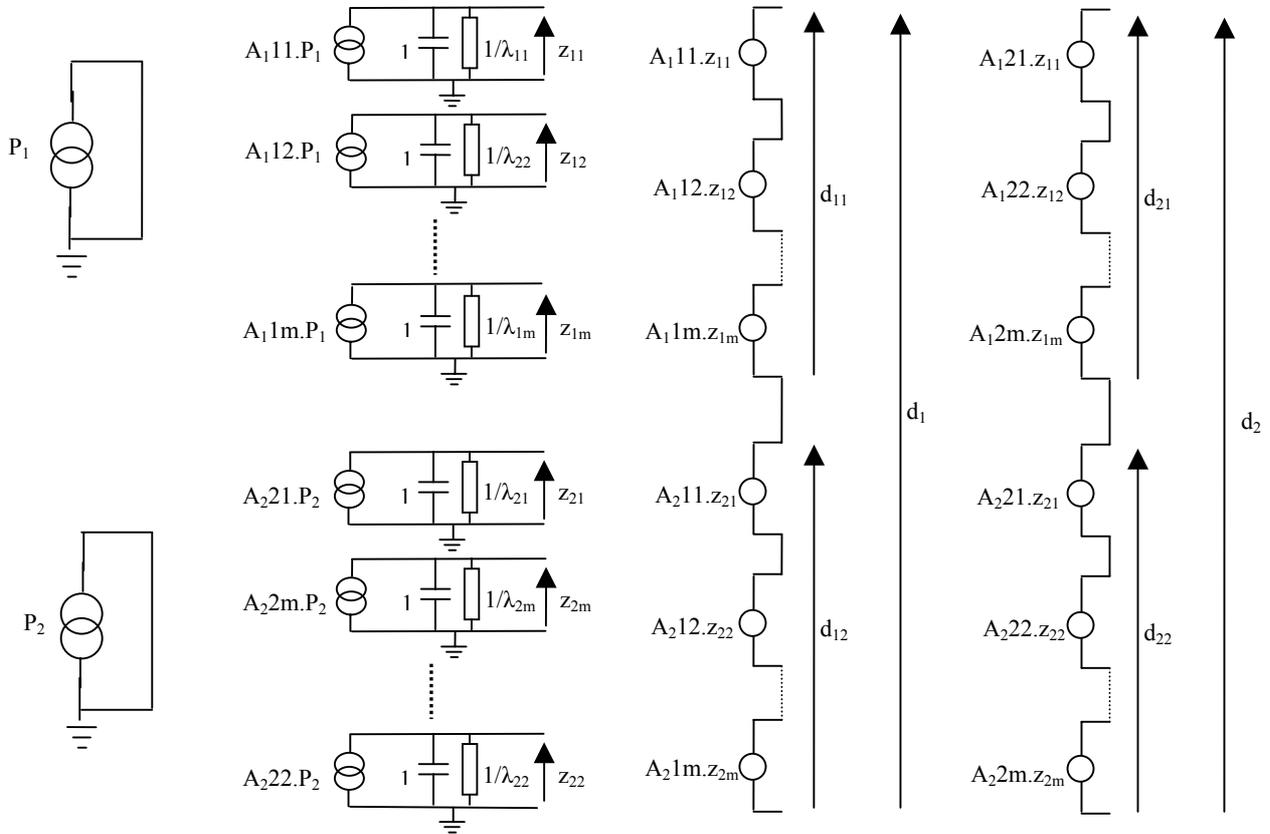


figure 12 : Circuit SPICE décrivant la matrice impédance thermique possédant 2 accès

Dans le cas général où  $r > 2$ , les paramètres de ce circuit sont les suivants :

- $P_i$  la puissance dissipée au nœud  $i$  ( $1 \leq i \leq r$ ),
- $A_i = S\Phi_i\Psi_i$  la matrice de passage associée à l'injection de puissance au nœud  $i$ ,
- $A_{ikl}$  le terme  $A_i[k,l]$  de la matrice  $A_i$ ,
- $z_{ij}$  la température dans l'espace des vecteurs de Ritz ( $1 \leq i \leq r, 1 \leq j \leq m$ ),
- $d_{ij}$  la contribution en température de la puissance injectée du nœud  $j$  au nœud  $i$ ,
- $d_i$  la somme des contributions en température de l'ensemble des puissances injectées au nœud  $i$ .

Dans le circuit de la figure 12, on distingue un premier bloc formé de  $m$  cellules RC parallèles. Ce circuit correspond aux  $m$  constantes de temps obtenues lorsque la puissance  $P_1$  alimente seule le composant. Le terme  $d_{11}$  correspond à l'échauffement propre du doigt 1 et  $d_{21}$  à l'échauffement du doigt 2 lorsque le doigt 1 est alimenté. De la même manière, le second bloc de dimension  $m$  est obtenu lorsque seul le doigt 2 est alimenté par une puissance  $P_2$ . Le terme  $d_{22}$  représente l'échauffement propre du doigt 2, et  $d_{12}$  celui-ci du doigt 1 lorsque le doigt 2 est alimenté. Il convient, au final, d'effectuer la somme pondérée des températures afin d'appliquer le théorème de superposition.

### 2.1.2 Première application de la réduction par les vecteurs de Ritz

Les premières applications du module de réduction furent réalisées à l'IRCOM à partir d'un logiciel (très peu utilisé dans l'industrie) à éléments finis, MODULEF, développé par Y.Perronnet et M.Vidrascu au sein de l'INRIA. Dans le but de simuler les effets d'instabilité thermique, une analyse thermique complète fut alors effectuée sur un TBH en Technologie GaInP à drain thermique développé par UMS.

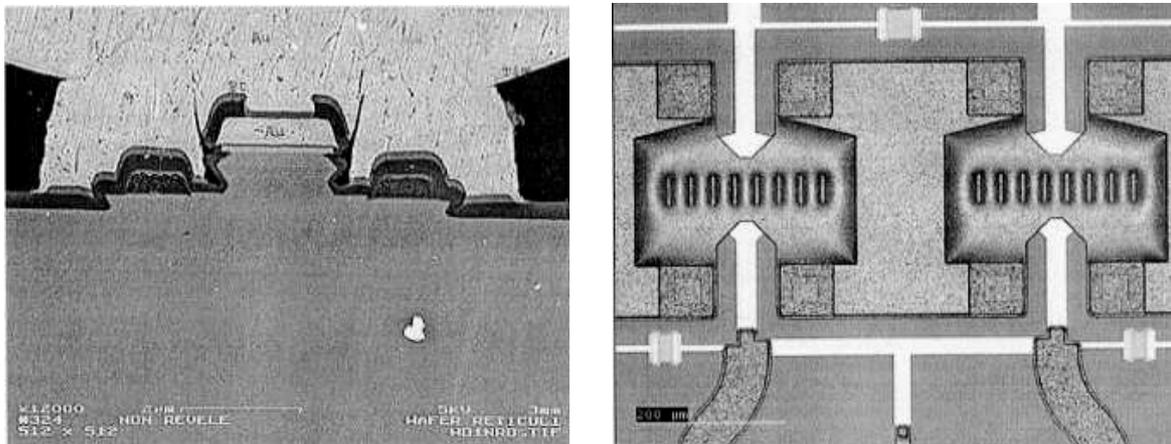


figure 13 : Coupe d'un HBT et vue sur le drain thermique de deux HBTs CEPD824

### 2.1.2.1 Extraction d'un modèle thermique d'un TBH CEPD824

L'extraction d'un modèle réduit thermique porte sur des HBT CEPD 824 (Common Emitter Parallel Drain), qui comportent 8 doigts de  $2 \times 40 \mu\text{m}$  espacés de  $30 \mu\text{m}$ . Ces transistors possèdent un drain thermique et sont montés en émetteur commun avec une disposition parallèle des doigts d'émetteur, comme l'illustre la figure 13. Cette dernière est issue des analyses technologiques menées au CELAR. Elles servent de sources pour l'élaboration du maillage en élément finis d'un transistor HBT. Ensuite, ce modèle en éléments finis permet de fournir les entrées nécessaires au module de réduction de Ritz, afin d'extraire le modèle réduit thermique qui sera implanté sur ADS. La validation du modèle thermique réduit s'effectue à partir des résultats des simulations du modèle à éléments finis sur MODULEF.

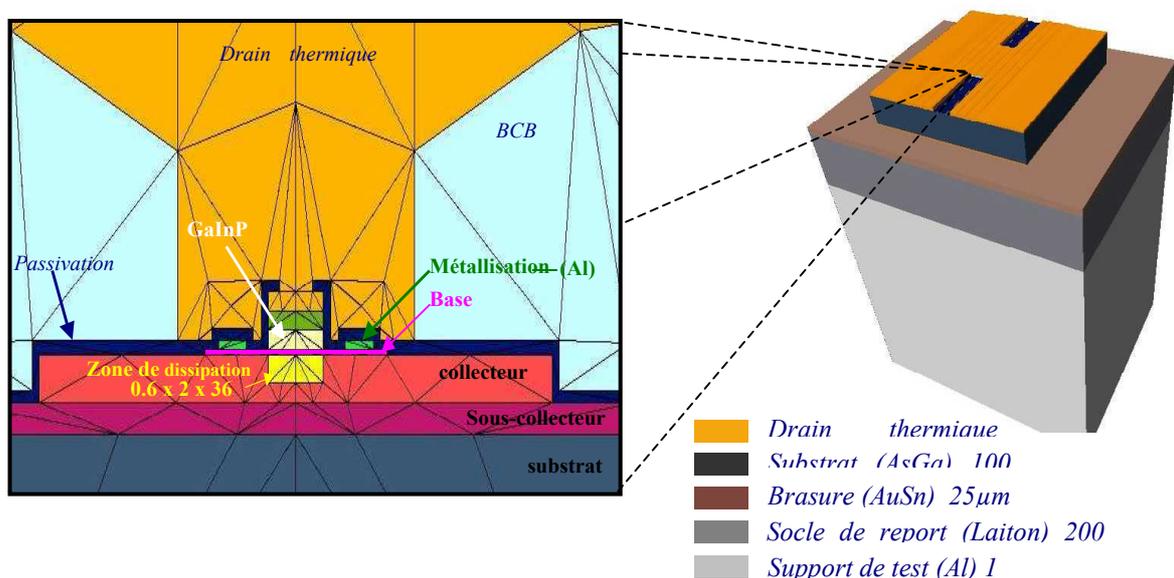


figure 14 : Détail d'un doigt d'émetteur et modèle complet d'un HBT monté sur un report de test

#### 2.1.2.1.1 Modélisation en éléments finis

La figure 14 (vue de droite) présente le modèle en éléments finis du HBT associé à un modèle de report de test, afin de se placer dans les mêmes conditions de mesures lors de la caractérisation (thermique et électrique) du composant. Les dimensions de la structure sont  $1.4 \times 0.8 \times 1.3 \text{ mm}^3$ , dimensions choisies de telle sorte qu'en régime permanent la température sur les bords de la structure soit à la température ambiante ; ceci pour se ramener au cas d'une structure semi-infinie.

La partie gauche de cette figure montre le détail de la modélisation en éléments finis. La zone de dissipation de puissance est localisée dans le collecteur près de la sortie de la base. En fonctionnement normal, cet espace correspond à la zone de "charge d'espace" où le champ électrique est le plus intense.

#### 2.1.2.1.2 Validation du modèle thermique réduit HBT sur le simulateur électrique ADS

Le modèle thermique est généré, comme expliqué précédemment, sous format SPICE et se présente sous la forme d'un multipôle à N accès, N étant le nombre de doigts du transistor.

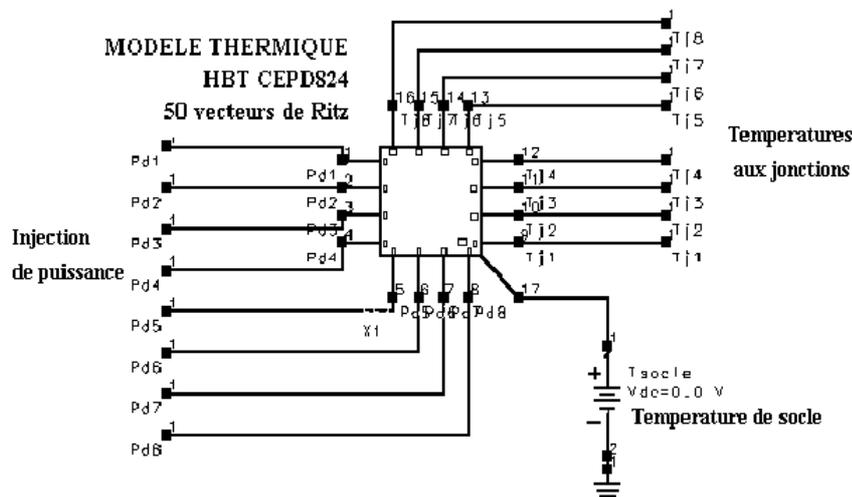


figure 15 : Modèle thermique implémenté dans le logiciel ADS

La figure 15 représente le modèle thermique réduit qui sera utilisé pour la simulation électrothermique du CEPD 824 dans le logiciel ADS. Pour ce type de transistor, le multipôle thermique présente 8 entrées et 8 sorties qui correspondent respectivement à la puissance dissipée et à la température maximale de chaque doigt. Par ailleurs, une broche supplémentaire permet de fixer la température de référence.

La figure 16 et la figure 17 représentent les réponses transitoires (pour un échelon de puissance dissipée de 600mW) de la température de jonction du point le plus chaud du transistor, donnée par la simulation 3D et par le modèle réduit, pour différents nombres de

vecteurs de Ritz utilisés. Ce nombre dépend de la précision que l'on souhaite sur la réponse transitoire du composant et de l'échelle de temps avec laquelle on observe les phénomènes

A titre d'exemple, la figure 16 montre une bonne concordance avec 10 vecteurs de Ritz sur 1.5ms. Cette précision devient insuffisante dès lors qu'on s'intéresse au mode de fonctionnement compris dans les 5 premières microsecondes. En régime pulsé, plus les impulsions sont "courtes", plus ce nombre doit être important afin de bien prendre en compte les premières constantes de temps (plus courtes). En régime permanent, la réponse du modèle réduit est correct quel que soit le degré de réduction (nombre de vecteurs de Ritz). Par conséquent, le choix d'un seul vecteur de Ritz est suffisant pour les simulations de type statique.

Enfin, la simulation de ce modèle thermique réduit nécessite peu de ressources machine puisque le modèle réduit thermique est constitué uniquement d'éléments linéaires et de sources commandées. Cette propriété est primordiale pour la réalisation de simulations couplées électrothermiques. En effet, l'intégration de ce modèle thermique à un modèle global ne doit pas être pénalisante en terme de vitesse de convergence ou de stabilité, lors de simulations de circuits MMICs.

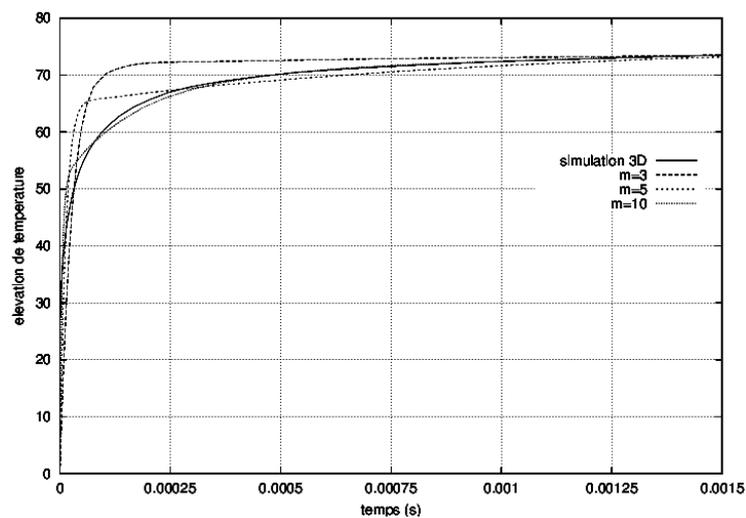


figure 16 : Comparaison modèle réduit/simulation 3D sur 1.5ms

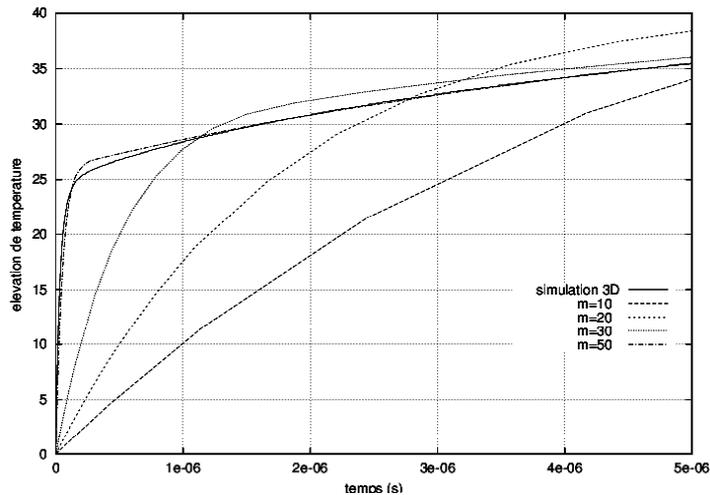


figure 17 : Comparaison modèle réduit/simulation 3D sur 5 $\mu$ s

### 2.1.2.2 Implémentation du modèle thermique réduit HBT dans un modèle électrique non-linéaire de transistor

Une étude préalable du comportement du transistor, en mode CW en bande X, a été réalisée sur le banc de caractérisation load-pull installé à l'I.R.C.O.M.. Puis, les résultats ont été comparés avec la simulation du modèle électrothermique intégrant le modèle réduit (figure 15).

La caractérisation a permis de mesurer les performances en puissance, rendement et gain du transistor chargé sur une impédance de 50 $\Omega$  en entrée et en sortie. Le choix de cette adaptation permet d'obtenir un faible rendement, tel que la majeure partie de la puissance dissipée s'effectue par effet Joule. Dans ces conditions (rarement atteintes en pratique), les phénomènes thermiques sont plus influents sur le comportement du HBT. La comparaison des simulations et des mesures représentées par la figure 18 montre une bonne concordance.

Pour ce transistor, la puissance de sortie au dB de compression est de l'ordre de 110 mW et la phase du rapport des ondes b2/a1 de 26.5°, pour un gain linéaire de l'ordre de 7.7dB. De plus, le rendement en puissance ajoutée maximum est autour de 15%, pour une puissance d'entrée de 60 mW.

Les mesures de ce transistor ne mettent pas en évidence d'instabilité thermique alors que la simulation des températures des différents doigts (figure 19) montre clairement une

instabilité à partir d'une puissance d'entrée de 25mW. Avant cette valeur, les températures des doigts se comportent de manière homogène. A partir de 25mW, alors que le rendement augmente, les températures des doigts deviennent complètement inhomogènes. Les températures des doigts centraux tendent à augmenter au dépend de celles des doigts placés aux extrémités, dont les températures diminuent. Ce type de comportement est appelé effet "Crunch" et peut parfois conduire à la destruction du composant. Dans cette étude, l'emballement thermique n'est pas préjudiciable au transistor puisqu'au delà de 50mW, les températures des doigts se comportent de nouveau de la même manière. Il est à noter que, pour ce type d'adaptation, le rendement (figure 18) chute ; ce qui entraîne l'échauffement global du composant.

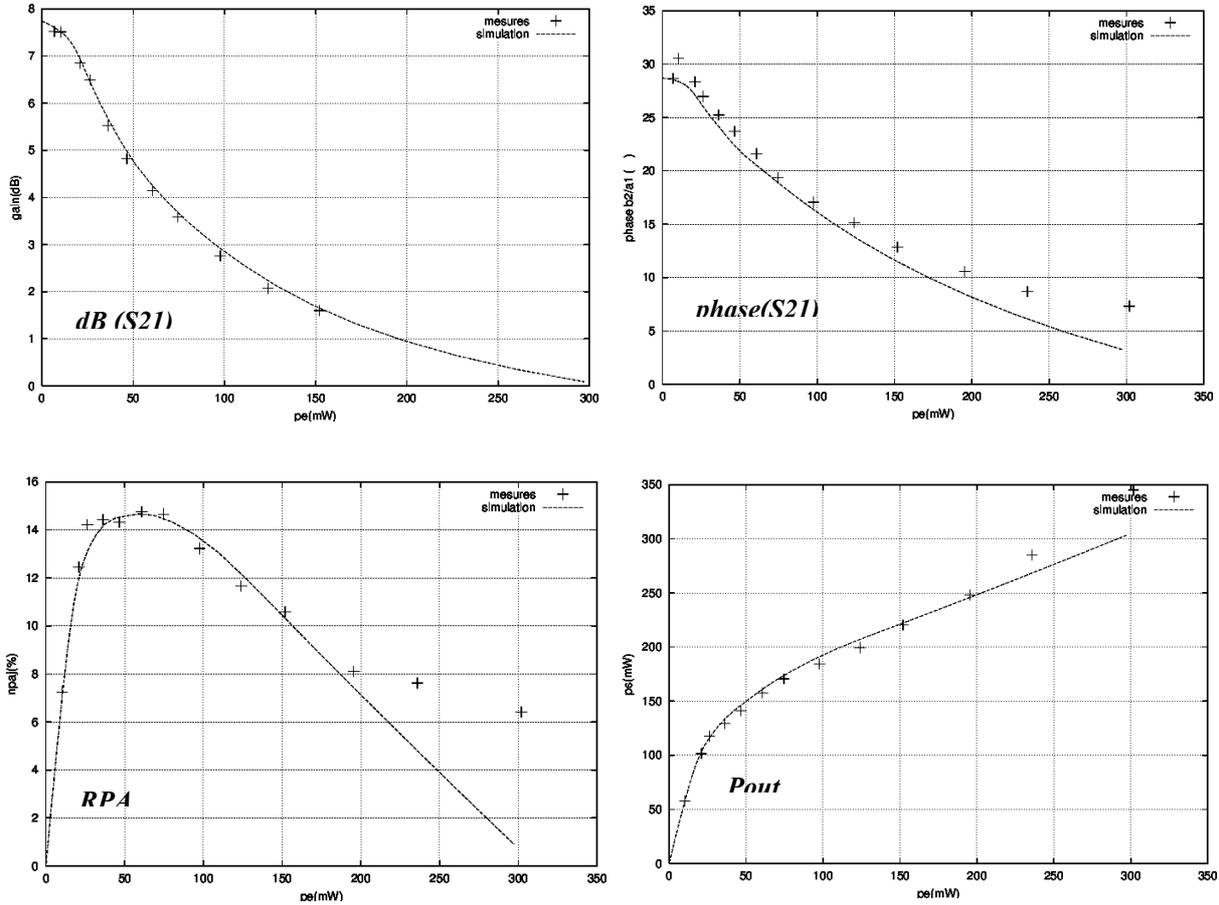


figure 18 : Comparaison simulation-mesures des performances hyperfréquences d'un HBT

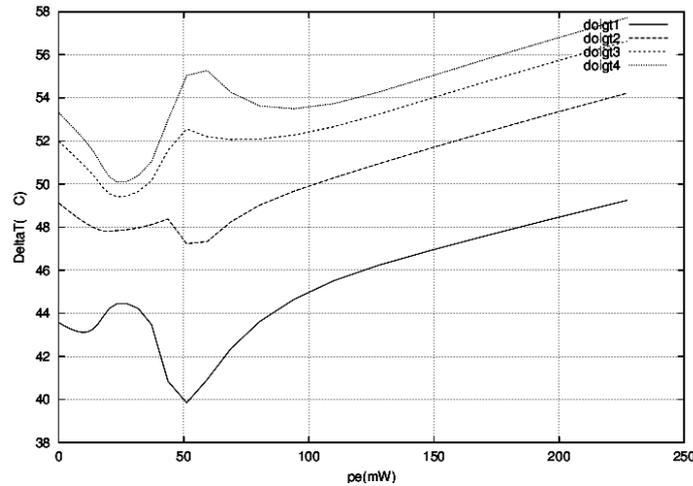


figure 19 : Evolution des température du HBT, en fonction de la puissance d'entrée

En conclusion, cette étude en puissance du transistor sur charge  $50\Omega$  a permis de mettre en évidence l'intérêt de la simulation couplée. En effet, seule la simulation électrothermique sous ADS a pu révéler des phénomènes d'instabilité de type «crunch», en fonction du niveau de puissance par la simulation couplée.

## 2.2 Intégration d'un outil de réduction à un simulateur commercial et application à la modélisation d'un composant de puissance

La figure 20 résume les étapes nécessaires à l'obtention d'un modèle réduit thermique - directement implantable dans une CAO électrique – à partir d'une description en éléments finis d'un système physique. La partie précédente a exposé une première application probante de l'IRCOM, à partir du logiciel MODULEF.

La première étape de nos travaux a consisté à intégrer ce module de réduction aux outils disponibles chez les industriels. Dans le cas de TAS, comme dans de nombreuses entreprises, les services d'études thermiques & mécaniques ont recours au logiciel commercial ANSYS pour traiter des problèmes en trois dimensions multi-physiques (mécaniques, thermique, électromécanique, etc) en éléments finis.

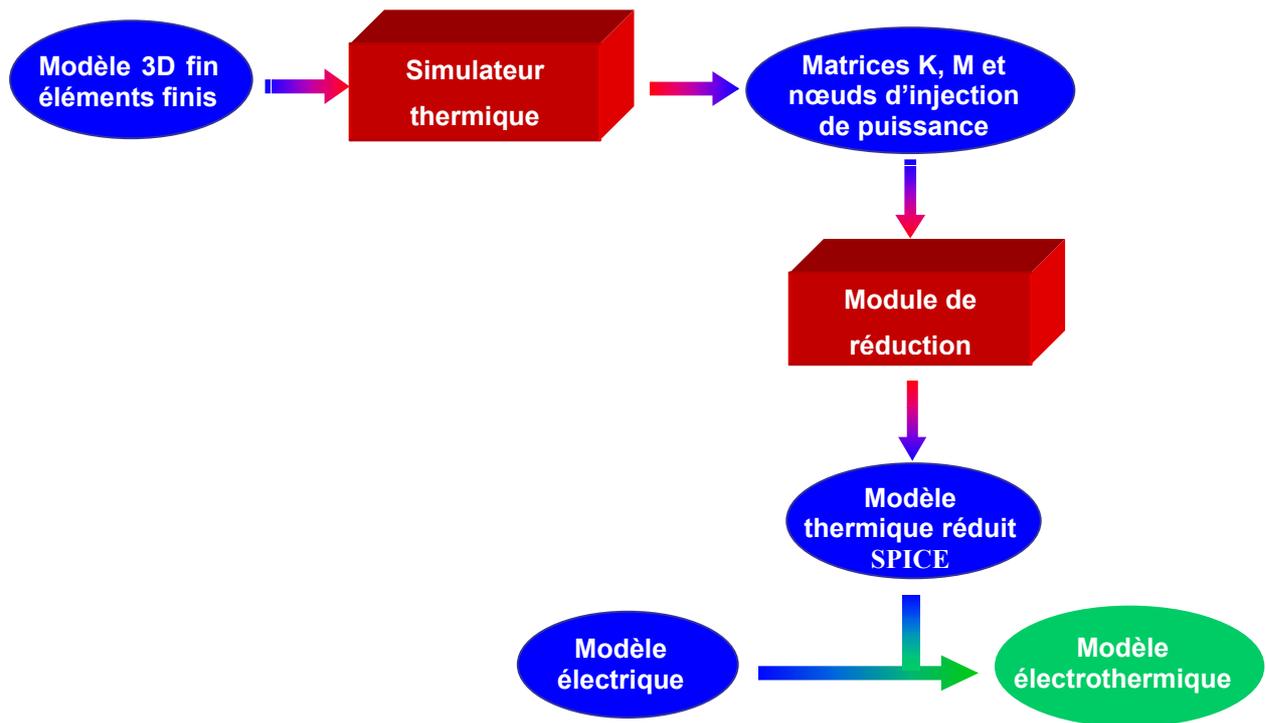


figure 20 : Etapes de réduction d'un modèle thermique

Ainsi, l'objectif principal est d'assurer la compatibilité d'ANSYS avec le module de réduction développé par l'IRCOM. Il s'agit de réaliser une interface capable de générer les entrées nécessaires au module de réduction, à partir des données fournies par ANSYS. Pour ce faire, nous traiterons de la modélisation thermique d'un transistor de puissance en technologie pHEMT, dont le modèle thermique réduit sera intégré à un modèle global électrothermique.

Après avoir réalisé une étude thermique détaillée de cette structure, nous montrerons comment exploiter le module de réduction propre à ANSYS ("le substructuring") pour assurer l'extraction des données nécessaires au module de réduction par les vecteurs de Ritz. A cette occasion, nous discuterons des difficultés techniques qui nous ont contraint à une pré-réduction du modèle à éléments finis avant une réduction sous la forme d'un fichier SPICE. Nous verrons que cette pré-réduction ne porte pas préjudice à la précision du modèle réduit final et qu'elle offre même un moyen intéressant d'analyser rapidement des modèles complexes. Enfin, le modèle thermique réduit sera validé sous ADS puis intégré au sein d'un modèle électrothermique de pHEMT.

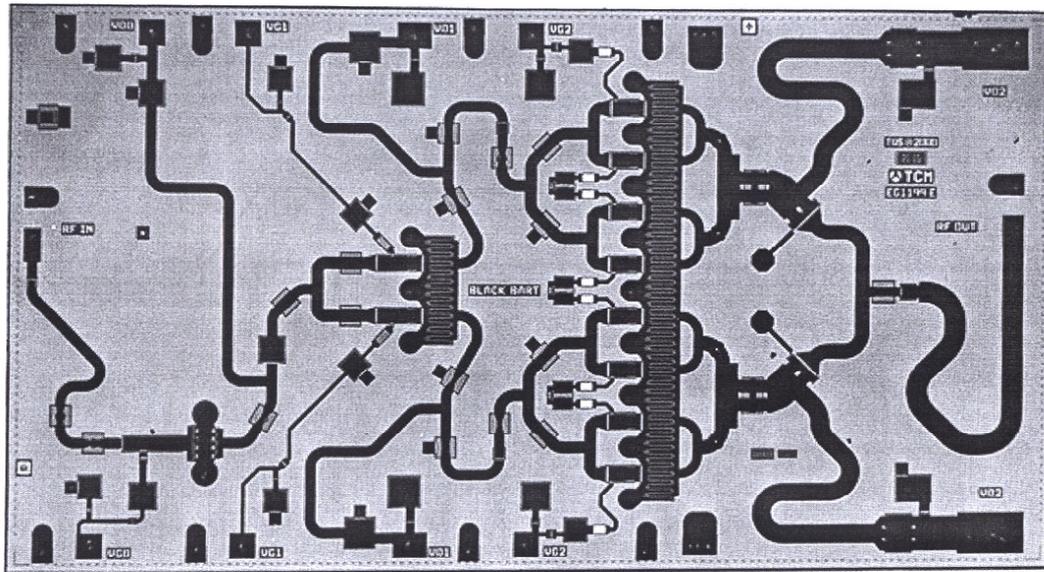


figure 21 : Vue de l'amplificateur de puissance BLACKBART

## 2.2.1 Simulations thermiques du transistor PHEMT

### 2.2.1.1 Caractéristiques et maillage du modèle

Il s'agit ici de réaliser un modèle thermique 3D d'un transistor en technologie PHEMT issu de la fonderie de Triquint. Ce transistor possède un développement de grille de  $1680\mu\text{m}$  (12 doigts de  $140\mu\text{m}$ ) représentatif de l'étage de sortie de l'amplificateur Blackbart (figure 21) en bande X, de classe 8W, issu du marché DGA n°97348 [31].

De plus, les informations technologiques de la filière PHEMT sont issues de rapports d'analyses de la DGA [32]. La figure 22 offre une vue supérieure de 2 transistors PHEMT  $1680\mu\text{m}$ , dont les détails de la grille sont donnés par la figure 23. Enfin, la figure 24 expose une coupe épitaxiale du transistor qui sera modélisé en éléments finis. Pour se placer dans les conditions expérimentales de mesure, on modélisera le support de test (figure 25) utilisé par L'IRCOM lors des caractérisations électriques du composant. Le détail de ce report est fournit par le tableau 5.

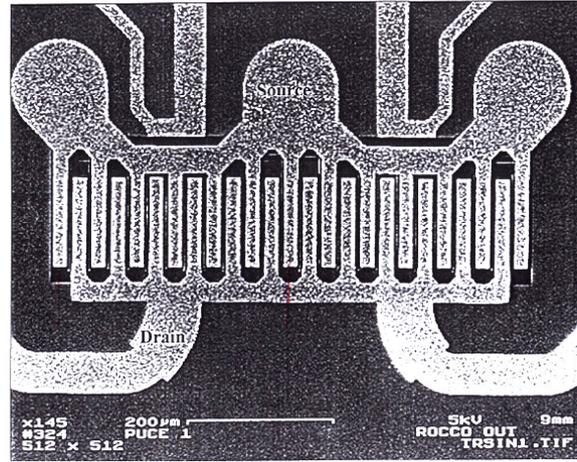


figure 22 : Vue de dessus de 2 transistors PHEMT placés en parallèle

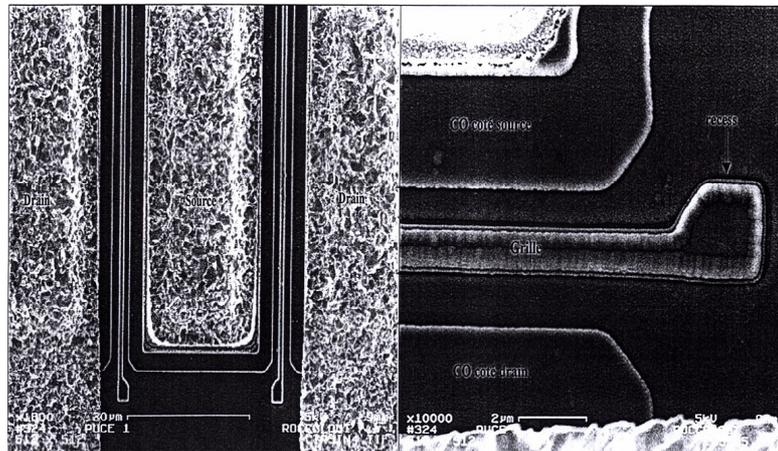


figure 23 : Détail d'un doigt de grille d'un transistor PHEMT 1680µm

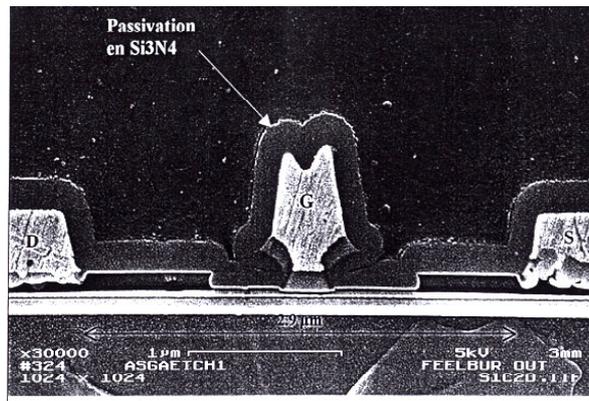


figure 24 : Vue en coupe épitaxiale de la grille d'un doigt

Report de puce	
Dimensions	0.780x0.460x1.325 mm <sup>3</sup>
Brasure Au-Sn	25 μm
Laiton	200 μm
Aluminium	1 mm

tableau 5 : Propriétés du report de puce du transistor PHEMT 1680μm

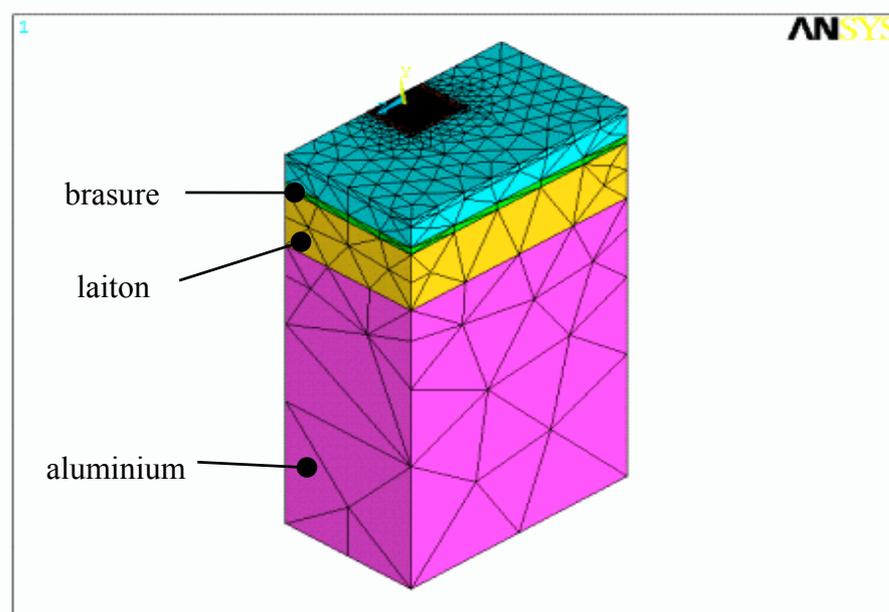


figure 25 : Vue isométrique du transistor avec l'assemblage des matériaux constituant le report de test

La figure ci-dessus présente le modèle en éléments finis (30000 noeuds) du transistor monté sur le report de test. La figure 26 illustre plus précisément la modélisation du transistor. L'ensemble des caractéristiques des matériaux est répertorié dans le tableau 6. De plus, la conductivité thermique de tous les éléments est considérée comme linéaire, notamment pour l'AsGa. Par ailleurs, les contacts entre les matériaux sont supposés parfaits. Enfin, par raison de symétrie, l'étude thermique de l'ensemble du transistor peut se réduire à l'étude de la moitié de la structure, si bien que le modèle étudié ne comporte plus que 6 doigts.

matériaux	Kxx (W/m.K)	Cp (J/kg.°C)	densité (kg/mm <sup>3</sup> )
<b>GaAs</b>	40	330	5307
<b>Al</b>	237	898	2700
<b>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></b>	10	720	3200
<b>Au</b>	315	129	19300
<b>Au<sub>80</sub>Sn<sub>20</sub></b>	57	150	14510
<b>Laiton</b>	115	385	8550

tableau 6 : Propriétés des matériaux utilisés pour la modélisation du transistor

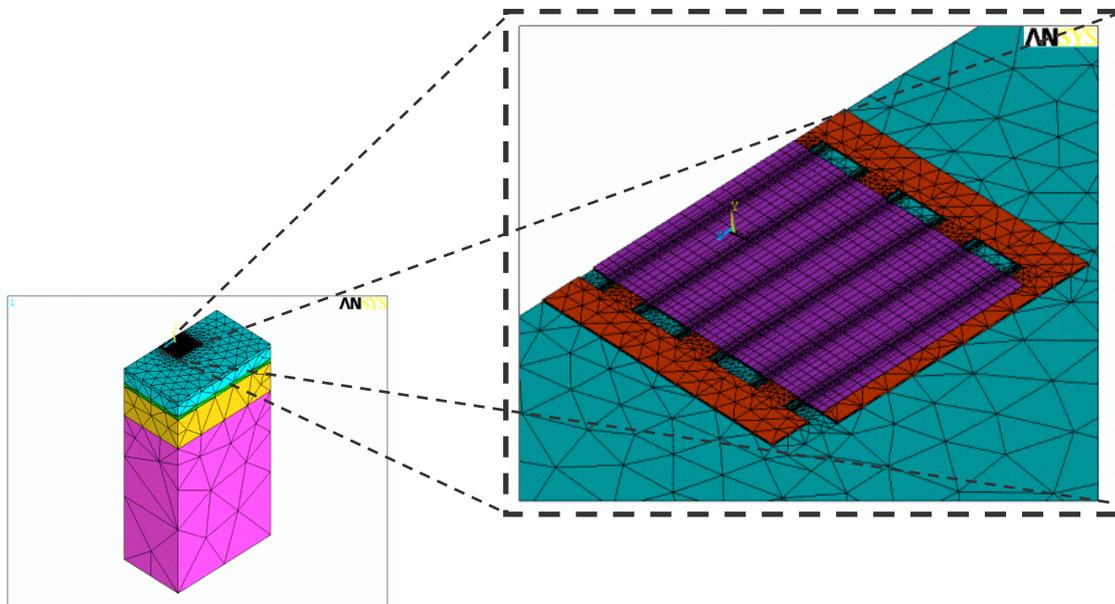


figure 26 : Vue en détail des 6 doigts du transistor PHEMT 1680

La figure 27 détaille le maillage d'un doigt de transistor. Nous avons tenu compte des couches actives : AlGaAs/InGaAs/AlGaAs modélisées en une seule couche de conductivité thermique de 11 W/m.K, et du superréseau AlGa/AsGa de conductivité prise à 73W/m.K. Ensuite, cette figure montre également la zone de dissipation de puissance. Contrairement aux transistors bipolaires, où l'échauffement est concentré dans la zone déplétée base/collecteur, la zone de dissipation de chaleur des FETs est plus difficile à localiser. Pour modéliser la zone

d'échauffement, nous nous sommes appuyés sur les résultats de simulations physiques de PHEMT, effectuées par l'I.E.M.N. [33] (Université de Lille). En régime de fonctionnement normal, on peut considérer que la zone de dissipation de chaleur s'étend sur la longueur du grand recess du coté du drain et qu'elle occupe l'épaisseur de la couche superréseau AlGa/GaAs. Finalement, on peut estimer que les dimensions de la zone de dissipation de la chaleur sont  $0.1 \times 0.3 \times 140 \mu\text{m}^3$ . Néanmoins, il est important de noter que la géométrie du lieu de dissipation de chaleur a une incidence importante sur la valeur des résultats.

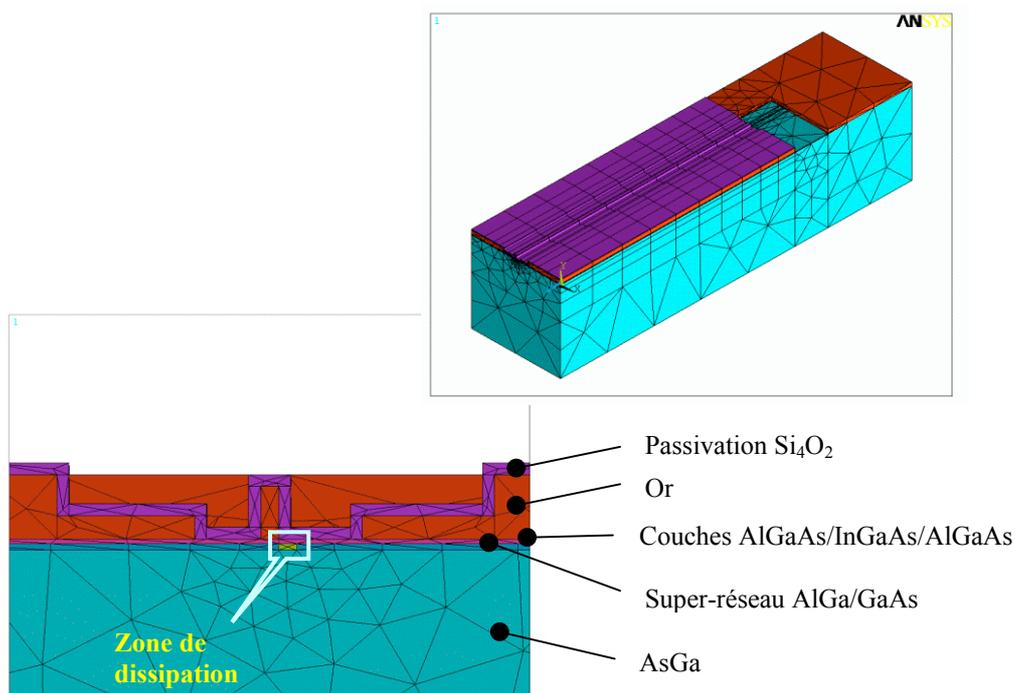


figure 27 : En haut à droite : vue isométrique d'un demi-doigt de transistor. En bas à gauche : vue de face de la grille du PHEMT  $1680 \mu\text{m}$

### 2.2.1.2 Simulations en régime permanent

L'ensemble des caractéristiques électriques de l'amplificateur est issu de mesures effectuées par TMW (Thalès Microwave). En mode de fonctionnement stabilisé en puissance, les transistors de l'amplificateur dissipent  $10.7\text{W}$ . L'étage de sortie de l'amplificateur est constitué de 8 transistors de 12 doigts qui dissipent au total  $8.3\text{W}$ . Donc la puissance dissipée

imposée au modèle à éléments finis vaut environ 87mW. Compte tenu de la symétrie, la puissance totale dissipée injectée au modèle vaut  $6 \times 87 \text{mW}$ , soit 519mW.

De plus, pour reproduire les conditions de mesures à température ambiante, la température de fond de puce est imposée à une valeur fixe de 25°C. La figure 28 montre la répartition de température sur l'ensemble de la structure. On constate bien que le report de puce par brasure assure un bon puit thermique.

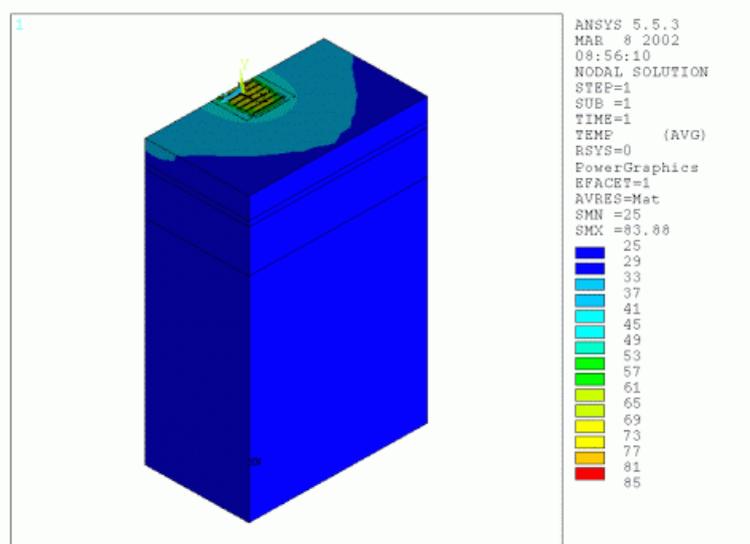


figure 28 : Répartition globale de la température sur l'ensemble de la structure étudiée

La figure 29 permet de visualiser la répartition de la température au niveau de la surface du composant. Le phénomène de couplage thermique y apparaît très clairement : les doigts centraux possèdent une température de canal plus élevée que celle des doigts les plus extérieurs. Cet écart de température est de l'ordre de 15% d'après la figure 31. Cette valeur non négligeable peut avoir un impact, notamment sur les caractéristiques électriques du composant. Enfin, la figure 30 fournit la répartition de température au niveau du point chaud du demi-doigt central du transistor. A ce niveau, cette figure montre bien le fort gradient thermique qui peut exister localement au sein des composants de puissance.

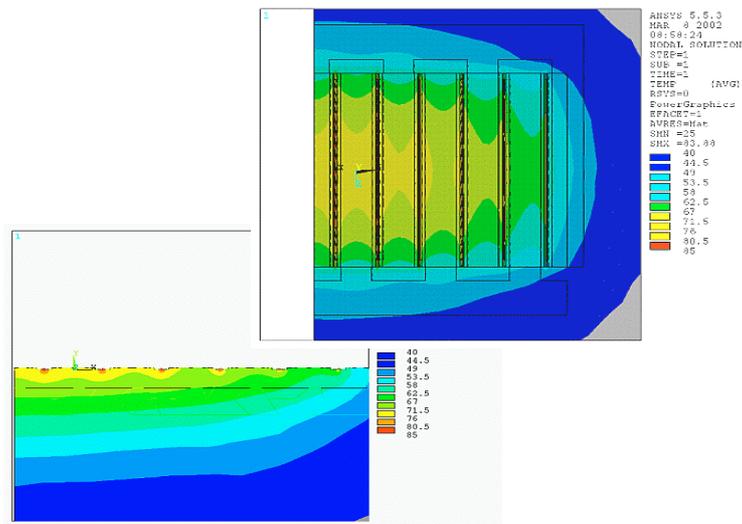


figure 29 : Vues des répartitions des températures et du couplage thermique entre les doigts du transistor

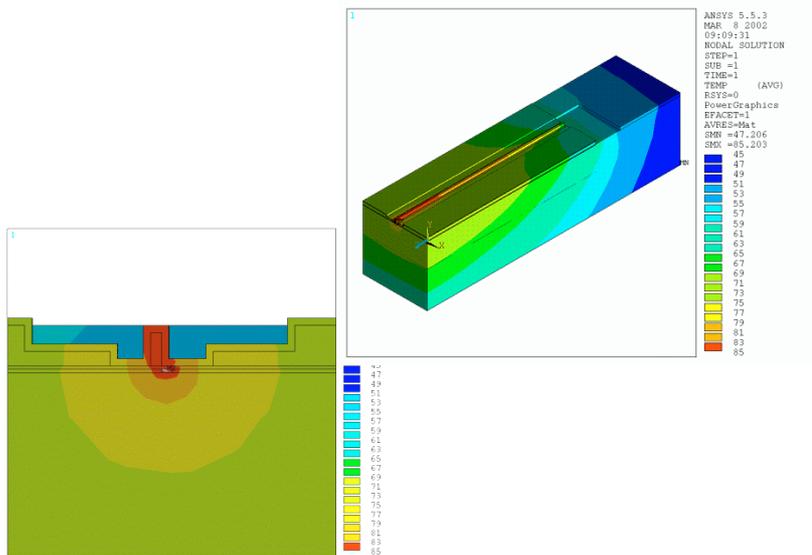


figure 30 : Répartition de la température au niveau du demi-doigt central

A partir des résultats de la figure 31, il est possible de déterminer la résistance thermique  $R_{th}$  du transistor. La valeur de cette dernière sera calculée à partir de la moyenne des températures de canal des 6 doigts.

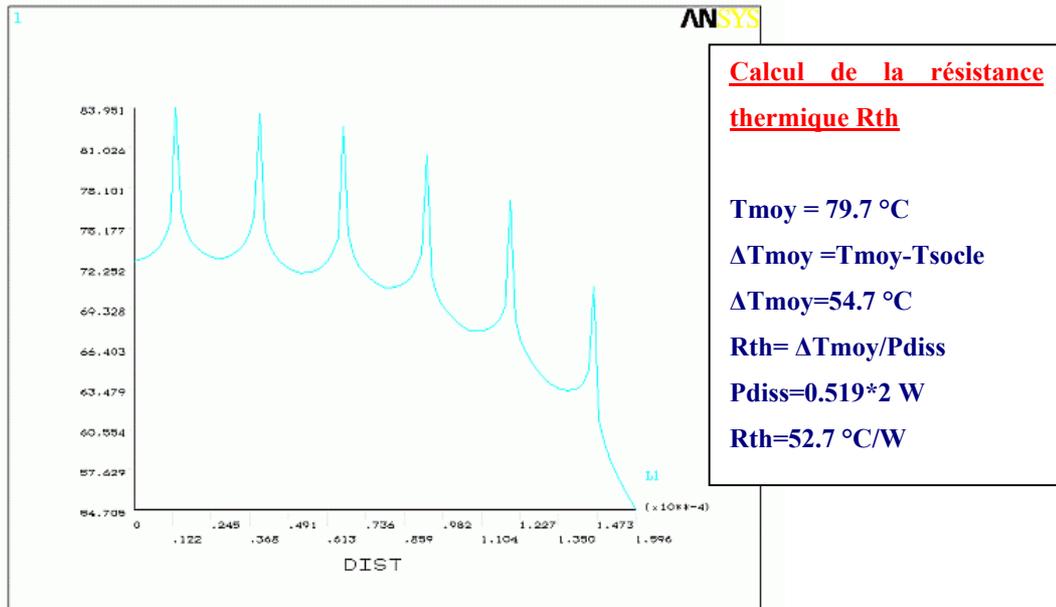


figure 31 : Profil transversal des températures maximales de canal

Ainsi, la résistance thermique du modèle de transistor associé au report de mesure vaut  $52.7^\circ\text{C/W}$ . Cette dernière peut-être comparée, dans une certaine mesure, à l'estimation obtenue par la mesure électrique expérimentale, qui fournit une résistance thermique valant  $67^\circ\text{C/W}$ .

Par ailleurs, l'ensemble des caractéristiques physiques des éléments constituant le modèle sont linéaires, ce qui induit forcément une erreur sur le résultat. Pour le modèle étudié, seule la dépendance thermique de la conductivité thermique de l'AsGa influe sur la valeur globale de la résistance thermique. Pour vérifier quel est l'impact de la dépendance thermique de l'AsGa, il est nécessaire d'effectuer une simulation non-linéaire en considérant la non-linéarité de la conductivité thermique de l'AsGa (tableau 7). La figure 32, issue de simulations par ANSYS en mode non-linéaire, illustre le comportement de la valeur de la résistance thermique en fonction de la puissance dissipée dans la structure entière. Si on compare ce résultat de la figure 31 donné pour une puissance de  $1.04\text{W}$  à celui donné par la simulation linéaire (figure 31), on constate un écart de 4%. Ce faible écart justifie l'hypothèse d'une simulation linéaire permettant d'avoir recours à des simulations moins contraignantes, du point de vue des ressources machine. Toutefois, il est important de noter que cette

hypothèse n'est valable que pour une température de socle proche de la température ambiante. Autrement, pour une température de socle beaucoup plus élevée (par exemple), les résultats précédents sous-estimeraient, de manière importante, la valeur de la résistance thermique.

AsGa	Kxx (W/m.K)	Cp (J/kg.°C)	densité (kg/mm <sup>3</sup> )
	Dopage $\sim 10^{15}$		
20°C	45.3	330	5307
50°C	40.1	"	"
100°C	33.5	"	"
150°C	28.6	"	"
200°C	24.9	"	"
300°C	19.6	"	"

tableau 7 : Dépendance thermique de la conductivité thermique de l'AsGa

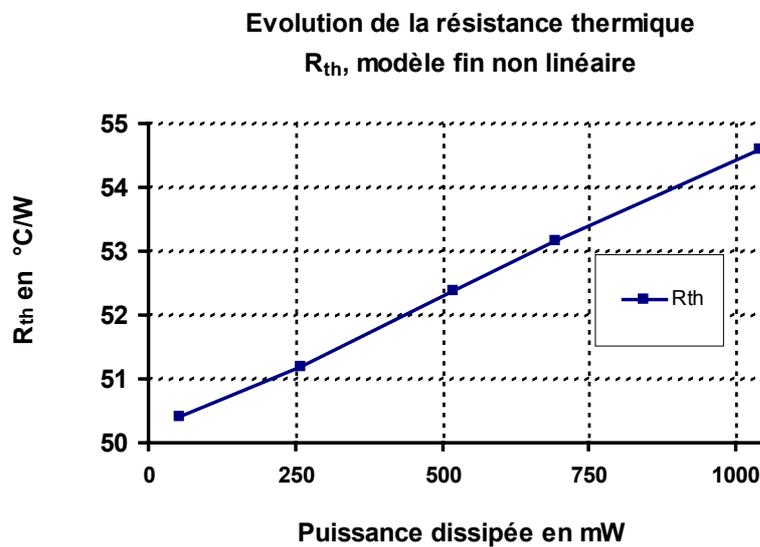


figure 32 : Evolution de la résistance thermique en fonction de la puissance dissipée

### 2.2.1.3 Simulations en transitoire

Ce paragraphe traite des simulations linéaires en transitoire de la structure en éléments finis, précédemment décrite. Dans ce cas, un échelon de puissance de 0.519W est imposé au modèle de transistor (figure 25). La figure 33 montre l'élévation de température du doigt central et du doigt placé à l'extrémité de la structure.

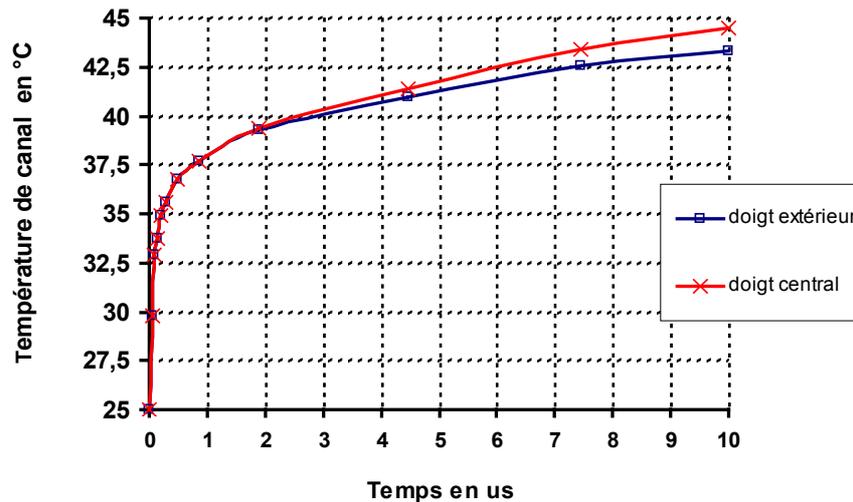


figure 33 : Evolution temporelle de la température du doigt central et du doigt extrême du modèle thermique

Il est intéressant de constater que pendant les 3 premières microsecondes les doigts restent indépendants thermiquement, avant que n'apparaisse le phénomène de couplage qui provoque la divergence des deux courbes de température. Ce couplage est plus évident sur la figure 34 qui correspond à une analyse sur une plus grande durée et utilise une échelle logarithmique pour le temps. Ainsi, l'étude des changements de pente permet de connaître les temps de parcours de la température à la traversée des différents matériaux composant le modèle. De plus, en une milliseconde, on constate que la structure n'atteint pas le régime permanent, qui est effectif au bout de quelques dizaines de millisecondes.

Toutefois, notons que le modèle de transistor a été modifié. En effet, pour des raisons de place mémoire, nous avons utilisé la méthode substructuring disponible sur ANSYS, pour remplacer les doigts du modèle par des super-éléments.

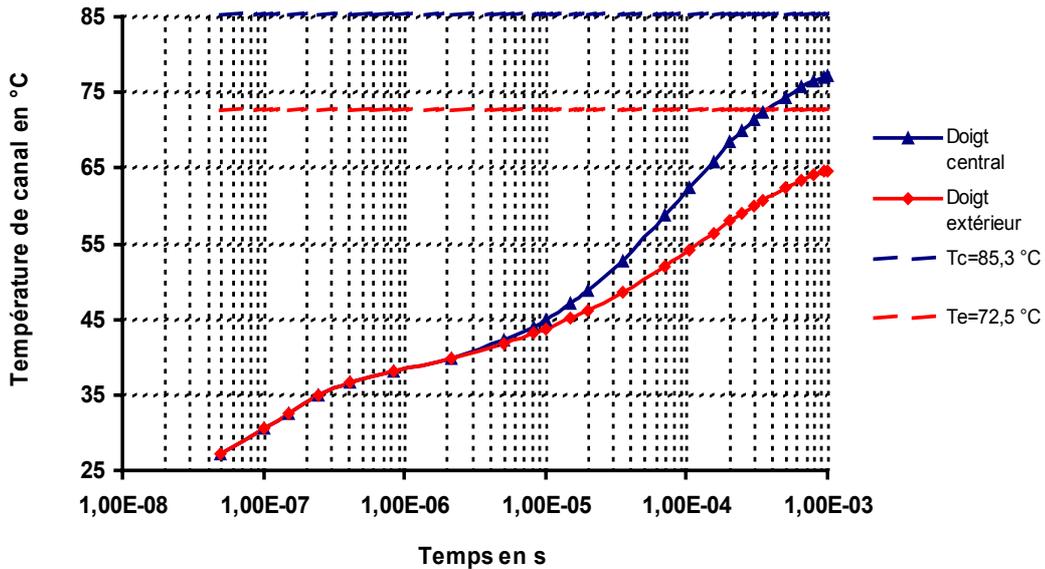


figure 34 : Réponse thermique transitoire du doigt central et du doigt extérieur

### 2.2.2 Extraction du modèle réduit thermique par la méthode de la double réduction

Cette étude thermique détaillée a permis de caractériser thermiquement le transistor de puissance en technologie pHEMT. Maintenant, il s'agit d'intégrer son comportement thermique sous forme de boîte noire au sein d'un modèle électrothermique, afin de simuler l'influence de la température sur les performances globales du transistor.

Dans ce but, nous utiliserons le module de réduction par la méthode de superposition des vecteurs de Ritz. En effet, celui-ci permet de générer un modèle réduit thermique précis et rapide à partir de la description en éléments finis de la structure physique. Cette dernière est caractérisée par l'ensemble des matrices  $M$ ,  $K$  et  $F$  du problème thermique modélisé en éléments finis. Ces matrices servent de données d'entrée au module de réduction. Or, celles-ci ne sont pas directement disponibles au sein du simulateur commercial ANSYS. Nous verrons de quelle manière il est possible de contourner cette difficulté en recourant à la procédure de réduction propre à ANSYS : le substructuring.

Dans un premier temps, nous présenterons théoriquement la méthode de substructuring. Cette dernière sera appliquée au modèle en éléments finis du transistor. A

cette occasion, nous montrerons que l'emploi de cette technique s'avère aussi intéressante pour l'analyse des problèmes de grande taille.

Puis, dans un second temps, nous expliquerons le choix de cette procédure et les raisons pour lesquelles il faut effectuer une condensation de nœuds du modèle (ou pré-réduction) avant d'extraire les données d'entrées nécessaires à la réduction de modèle par la méthode des vecteurs de Ritz.

Enfin, l'ensemble de la procédure dite de "double réduction" sera appliqué au modèle du transistor pHEMT.

#### 2.2.2.1 Condensation de Guyan

La procédure de substructuring est un module de condensation appliquant la méthode de réduction de Guyan [34]. Comme toute méthode de réduction, elle permet une diminution de la taille d'un modèle tout en conservant une bonne précision des résultats. Cette procédure débouche sur la création d'entités spécifiques dans ANSYS, appelées superéléments. Ces derniers représentent simplement une assemblée d'éléments finis qui sont réduits de manière à ne former qu'un seul et unique élément. Dans ce qui suit, nous montrerons de quelle manière sont construites les matrices constitutives d'un superélément. Nous verrons ultérieurement que pour "reconstruire" le détail des solutions à l'intérieur du superélément, il est nécessaire d'effectuer une étape supplémentaire de simulation. Par ailleurs, il est important de noter que la principale limitation de cette méthode réside dans le fait que le substructuring génère des superéléments dont les caractéristiques sont uniquement linéaires.

On désigne par l'indice  $m$  les nœuds maîtres qui permettent la connexion du superélément avec le reste du modèle. L'indice  $s$  désigne les nœuds esclaves qui n'ont pas été sélectionnés. Si on exprime un problème statique du type :

$$(68) \quad [K]\{u\} = \{F\}$$

Les équations peuvent être partitionnées en deux groupes, le premier regroupe les nœuds maîtres et le second, les nœuds esclaves. La relation (68) devient :

$$(69) \quad \begin{bmatrix} [\mathbf{K}_{mm}] & [\mathbf{K}_{ms}] \\ [\mathbf{K}_{sm}] & [\mathbf{K}_{ss}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\mathbf{u}_m\} \\ \{\mathbf{u}_s\} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{\mathbf{F}_m\} \\ \{\mathbf{F}_s\} \end{bmatrix}$$

L'équation (70) représente la même équation que (68), exprimée pour les nœuds maîtres :

$$(70) \quad [\hat{\mathbf{K}}] \{\hat{\mathbf{u}}\} = \{\hat{\mathbf{F}}\}$$

Avec  $[\hat{\mathbf{K}}]$  et  $\{\hat{\mathbf{F}}\}$  respectivement la matrice de conductivité et le vecteur de charge du superélément, qui s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned} [\hat{\mathbf{K}}] &= [\mathbf{K}_{mm}] - [\mathbf{K}_{ms}] [\mathbf{K}_{ss}]^{-1} [\mathbf{K}_{sm}] \\ [\hat{\mathbf{F}}] &= [\mathbf{F}_m] - [\mathbf{K}_{ms}] [\mathbf{K}_{ss}]^{-1} [\mathbf{F}_s] \\ \{\hat{\mathbf{u}}\} &= \{\mathbf{u}_m\} \end{aligned}$$

Dans le cas d'une étude en transitoire, on simplifie le problème suivant les hypothèses de Guyan [35], qui expriment la relation de passage  $\{\mathbf{u}\} = [\mathbf{T}] \{\mathbf{u}_m\}$  entre l'ensemble des nœuds du modèle global et les nœuds maîtres du superélément :

$$(71) \quad \begin{bmatrix} \{\mathbf{u}_m\} \\ \{\mathbf{u}_s\} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ -\mathbf{K}_{ss}^{-1} \mathbf{K}_{sm} \end{bmatrix} \{\mathbf{u}_m\}$$

On exprime la matrice de masse réduite  $[\hat{\mathbf{M}}]$  en fonction de la matrice  $[\mathbf{T}]$  de passage :

$$(72) \quad [\hat{\mathbf{M}}] = [\mathbf{T}]^T [\mathbf{M}] [\mathbf{T}]$$

Des relations (71) et (72), on exprime la matrice de masse réduite de superélément :

$$[\hat{\mathbf{M}}] = [\mathbf{M}_{mm}] - [\mathbf{K}_{ms}] [\mathbf{K}_{ss}]^{-1} [\mathbf{M}_{sm}] - [\mathbf{M}_{ms}] [\mathbf{K}_{ss}]^{-1} [\mathbf{K}_{sm}] + [\mathbf{K}_{ms}] [\mathbf{K}_{ss}]^{-1} [\mathbf{M}_{ss}] [\mathbf{K}_{ss}]^{-1} [\mathbf{K}_{sm}]$$

Le résultat de cette condensation est l'obtention d'un superélément dont les matrices de conductivité et de capacité représentent l'ensemble des matrices  $\mathbf{K}$  et  $\mathbf{M}$  des éléments remplacés par le superélément, comme le montre la figure 36, où chaque doigt (figure 35) du

transistor est condensé en un superélément. Dans cet exemple, on passe d'une structure de 30000 nœuds au total à une structure de 3000 nœuds.

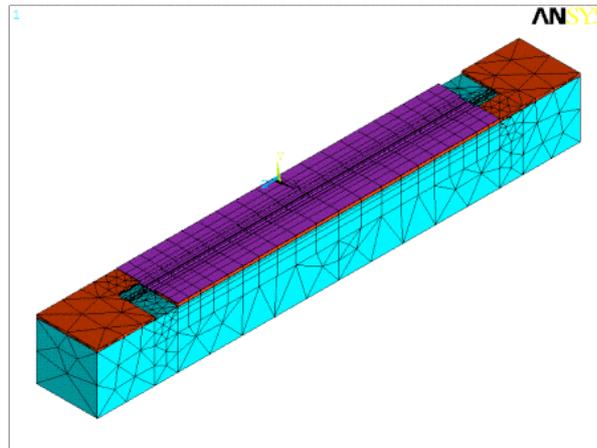


figure 35 : Vue d'un des doigts du transistor PHEMT remplacé par un superélément

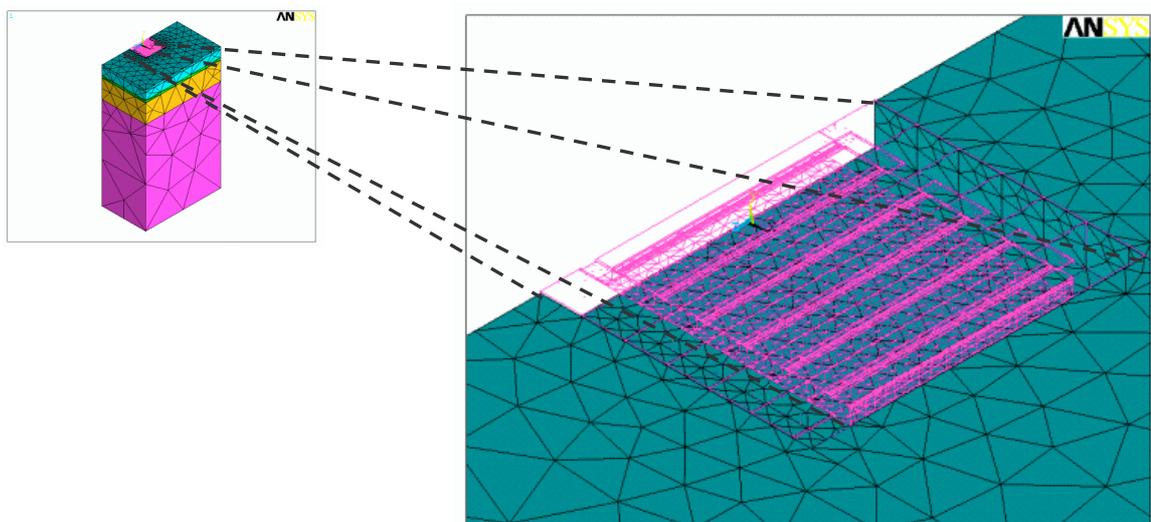


figure 36 : Vue isométrique de la structure dont les doigts ont été remplacés par des superéléments (éléments en rose)

### 2.2.2.2 Simulations des modèles avec des superéléments

La figure 37 résume les étapes à effectuer sur ANSYS pour réaliser une simulation avec des superéléments. Cette dernière s'effectue en trois temps :

- **Generation pass** : création d'un superélément représentant un ensemble d'éléments finis appartenant un modèle global. Cette étape nécessite la déclaration de nœuds maîtres qui permettent de faire l'interface entre le superélément et les autres éléments finis du modèle. Lors de cette étape, sont générées les matrices réduites de masse et de raideur du superélément.
- **Use pass** : étape de simulation du modèle global incluant les superéléments. Elle fournit une solution complète pour les non superéléments et une solution dite réduite pour les superéléments car seuls les nœuds maîtres possèdent une solution.
- **Expansion pass** : étape de calcul de toutes les valeurs nodales du superélément à partir de la solution réduite. Cette étape doit être effectuée pour chaque superélément et à chaque pas de résolution issu de la simulation de l'étape de Use pass.

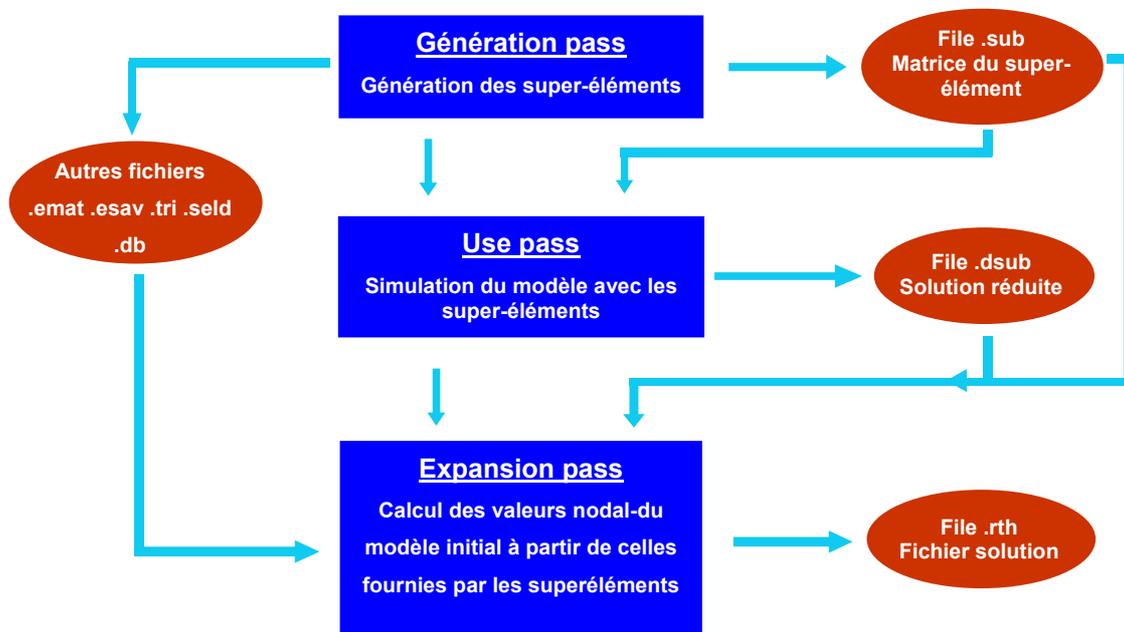


figure 37 : Synoptique de la procédure du substructuring sur ANSYS

Le modèle de transistor illustré par la figure 36 est un exemple d'application des superéléments pour la simulation thermique de structures complexes. Dans ce cas, l'utilisation des superéléments possède un intérêt double :

- Tout d'abord, lors de la construction de modèles comprenant des motifs répétitifs (comme ce modèle de transistor), les superéléments peuvent servir de motif de base qu'il est ensuite possible de reproduire au sein d'un modèle quelconque. Dans le cas du modèle de transistor, les six doigts en éléments finis ont été remplacés par six superéléments. Ces derniers ont été créés par la duplication d'un unique superélément généré à partir du modèle de doigt en éléments finis (figure 35).
- Puis, la réduction de la taille des modèles utilisant les superéléments permet la réduction du temps d'analyse et la diminution de la taille des fichiers de résultats. Cette propriété est surtout intéressante lors des simulations en transitoire, où l'emploi d'ANSYS nécessite un espace de stockage mémoire parfois prohibitif !

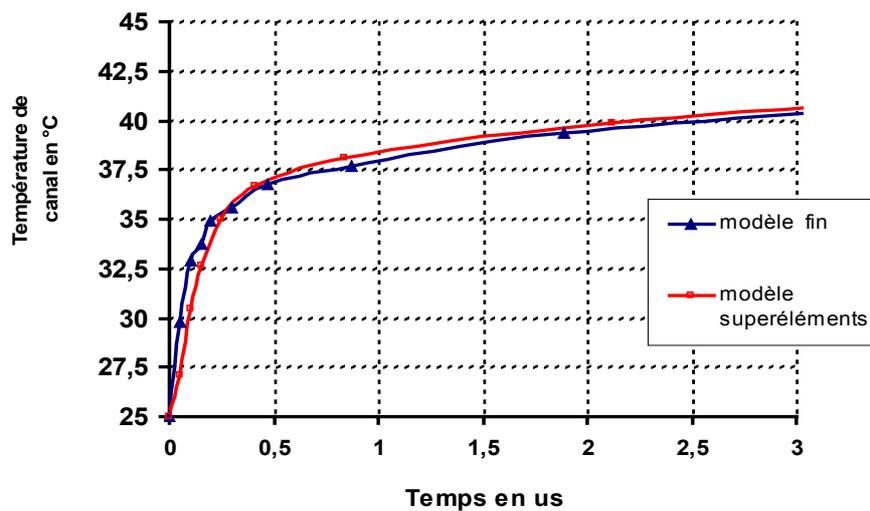


figure 38 : Comparaison entre les réponses thermiques d'un doigt "fin" et d'un doigt substitué par un superélément

Par ailleurs, en régime statique, les valeurs des températures finales du modèle contenant les superéléments restent identiques à celles calculées dans le modèle initial. Enfin, en régime transitoire, les résultats des évolutions de la température (figure 38) du modèle réduit sont proches de ceux donnés par le modèle de départ et s'accompagnent d'un gain de

temps en termes de simulation et de place mémoire. Dans ce cas, on constate un écart inférieur à 3°C dans les premières microsecondes.

Ce résultat est intéressant dans la mesure où l'on ne cherche qu'à étudier le comportement thermique de zones précises (lieux des points chauds des doigts par exemple) qui, finalement, ne représentent qu'une faible portion du modèle global. Par conséquent, la simulation avec un modèle réduit apparaît plus opportune que celle utilisant le modèle initial. En effet, lors de la sélection des nœuds maîtres - formant le futur modèle réduit -, il suffit d'augmenter le nombre de nœuds maîtres au niveau des endroits critiques pour améliorer la précision des résultats. Pour les autres portions du modèle à réduire, ce nombre sera plus restreint. Ainsi, pour une précision équivalente, le choix du modèle réduit permet de diminuer de manière importante l'espace mémoire et le temps de simulation.

Au regard des résultats de la simulation du modèle de la figure 36, la méthode de substructuring est une bonne technique pour la simulation de structures complexes en régime transitoire. Ainsi, celle-ci sera utilisée pour les simulations thermiques du transistor afin de valider le modèle thermique réduit qui sera implanté dans le modèle électrothermique.

### 2.2.2.3 Utilisation du "substructuring" d'ANSYS

L'extraction des matrices K, M et F du modèle global du transistor constitue un point essentiel dans le but d'établir un modèle électrothermique. En effet, ces matrices sont les données d'entrée du module de réduction développé à l'IRCOM. Dans cette optique, l'utilisation de la procédure de substructuring sur ANSYS semble être la seule solution pour extraire ces matrices. En effet, ce n'est que lors de la première étape de la modélisation avec les superéléments (i.e. étape de generation pass) qu'il est possible d'extraire l'ensemble des matrices K, M et F (sous forme de fichiers binaires) d'une structure, en utilisant la commande SELIST d'ANSYS.

Considérons une structure d'origine en éléments finis comprenant  $n$  nœuds, la réduction par substructuring conduit à un superélément dont le nombre de nœuds est égal au nombre  $m$  de nœuds maîtres. Les matrices K et M extractibles sont alors de dimension  $m \times m$  et la matrice F de dimension  $m \times 1$ , si un cas de charge (notion qui sera précisée ultérieurement) a été défini. En règle générale, cette procédure de réduction est destinée à réduire fortement le nombre de nœuds, c'est à dire que  $m \ll n$ . A priori, il paraissait possible de déclarer la totalité

des  $n$  nœuds du modèle de départ comme nœuds maîtres et ainsi d'extraire les matrices  $K$  et  $M$ , de dimension  $n \times n$ , de la structure représentée par son maillage d'origine. Dans ce qui suit, nous nous placerons dans l'hypothèse où cette solution est possible.

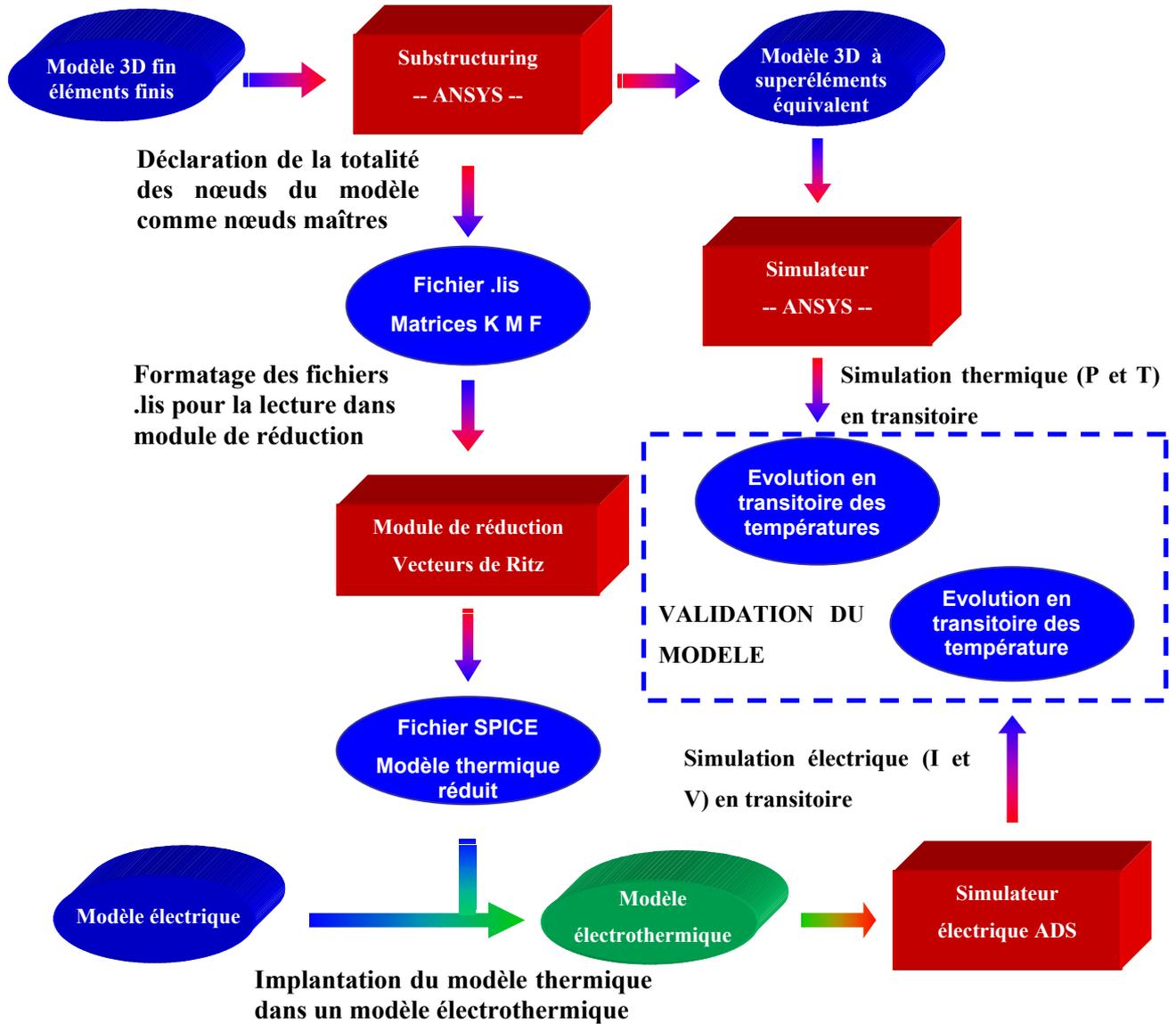


figure 39 : Synoptique de l'ensemble des étapes à mener pour l'élaboration d'un modèle électrothermique

Par ailleurs, une fois l'extraction effectuée (fichiers de type .lis), il est nécessaire de formater le fichier afin qu'il puisse être lisible par le module de réduction utilisant les vecteurs de Ritz.

Finalement, le synoptique (figure 39) présente l'ensemble des étapes envisagées pour la création du modèle électrothermique. On rappelle que le modèle électrique du transistor est réalisé par l'IRCOM, par l'intermédiaire de mesures électriques en impulsions. De plus, une fois ce modèle thermique réduit réalisé, il sera nécessaire de confronter ses réponses fournies par le simulateur électrique à celles données par le modèle à superélément sur ANSYS.

#### 2.2.2.4 Principe de la double réduction

##### 2.2.2.4.1 Difficultés rencontrées lors de l'extraction des matrices

La procédure d'extraction des matrices de K et de M présentée précédemment est, à priori, valable pour des modèles maillés par un nombre quelconque de nœuds. Malheureusement, si l'on considère l'exemple du modèle global de 30000 nœuds, la procédure ne fonctionne pas, en raison du nombre trop important de nœuds. En effet, la procédure de substructuring fait appel à des techniques d'inversion de matrices (cf méthode de Guyan). L'inversion de matrices 3000 nœuds est pratiquement irréalisable. Cependant, diverses actions ont été menées pour s'affranchir de ce problème. Après étude, il apparaît qu'une extraction directe des matrices du problème est impossible sur ANSYS. En d'autres termes, ANSYS ne peut pas être utilisé pour la seule génération des matrices M, K et F.

Une autre méthode peut toutefois être envisagée. Elle consiste à assembler les matrices des éléments finis à l'extérieur d'ANSYS. En effet, avant tout type de résolution, ANSYS génère un fichier binaire contenant les éléments finis élémentaires (matrice .emat). Par contre, cet assemblage requiert l'écriture d'un programme externe basé sur une utilisation des fonctions ANSYS écrites en FORTRAN 90. Cette tâche s'avère très peu aisée compte tenu de la nature des fichiers binaires à traiter. D'autre part, le but de notre travail étant plus la modélisation électrothermique que l'écriture d'un code nouveau, nous avons choisi, compte tenu de l'erreur commise par la condensation de Guyan, d'utiliser la solution dite de double réduction.

#### 2.2.2.4.2 Solution de la double réduction

Finalement, la seule manière pour pouvoir générer ces matrices d'entrée, est d'effectuer une première réduction (ou pré-réduction) du modèle fin sur ANSYS par la procédure de "substructuring". On obtient alors un modèle intermédiaire de taille plus petite à partir duquel seront extraits les matrices K, M et F. A priori, cette pré-réduction entraîne une détérioration globale de la précision des résultats en transitoire. Cette remarque est vraie dans le cas où l'on cherche à reproduire le comportement thermique de n'importe quel nœud du modèle initial. Or, l'objectif est d'obtenir le comportement thermique uniquement au niveau des points chauds de chaque doigt du transistor. Il s'agit de ne s'intéresser qu'à une partie du modèle global. Finalement, si la pré-réduction permet de préserver le comportement thermique de ces zones, le modèle réduit, de taille plus petite, peut aussi bien servir de source pour le module de réduction de l'IRCOM.

Pour illustrer ce propos, rappelons l'exemple du paragraphe 2.2.2.4. A partir du modèle fin de transistor de la figure 26 comportant 30000 nœuds, le modèle thermique intermédiaire (figure 36) obtenu par la réduction sur ANSYS ne comprend plus que 3000 nœuds. Ce paragraphe a montré que cette réduction engendre peu de dégradations sur la précision du comportement thermique en statique et transitoire, comme le montre la figure 38.

Finalement, c'est à partir de ce modèle intermédiaire que l'on extraira les matrices d'entrée nécessaires au module de réduction. En toute logique, la dimension des matrices K et M est de  $3000 \times 3000$  et celle de la matrice F vaut  $1 \times 3000$ . Or, ces tailles apparaissent encore comme limites, au-delà ANSYS refuse toute réduction ! Afin d'éviter tout problème, nous avons réduit une nouvelle fois le modèle de la figure 36, en ne conservant que la moitié des nœuds. Dans le cas général, il conviendra de réduire le modèle initial à un modèle intermédiaire comprenant moins de 3000 nœuds.

Ainsi, les matrices K, M du modèle réduit sont de dimensions  $1500 \times 1500$  et la matrice F de dimension  $1 \times 1500$  par le substructuring. Elles constituent les entrées au module de réduction de l'IRCOM. A terme, le modèle thermique réduit issu de ces deux réductions sera directement implantable dans le modèle électrique du composant, pour former le modèle électrothermique. L'ensemble des étapes regroupant la pré-réduction sous ANSYS et la réduction par la méthode des vecteurs de Ritz, est résumé par la figure 40. En définitive, le modèle thermique réduit est obtenu par une "double réduction" du modèle initial. Toutefois, il

est important de noter que, pour des modèles à éléments finis comprenant moins de 3000 nœuds, la double réduction n'est pas nécessaire. Dans ce cas, l'extraction du modèle thermique réduit est résumé par le synoptique illustré par la figure 39.

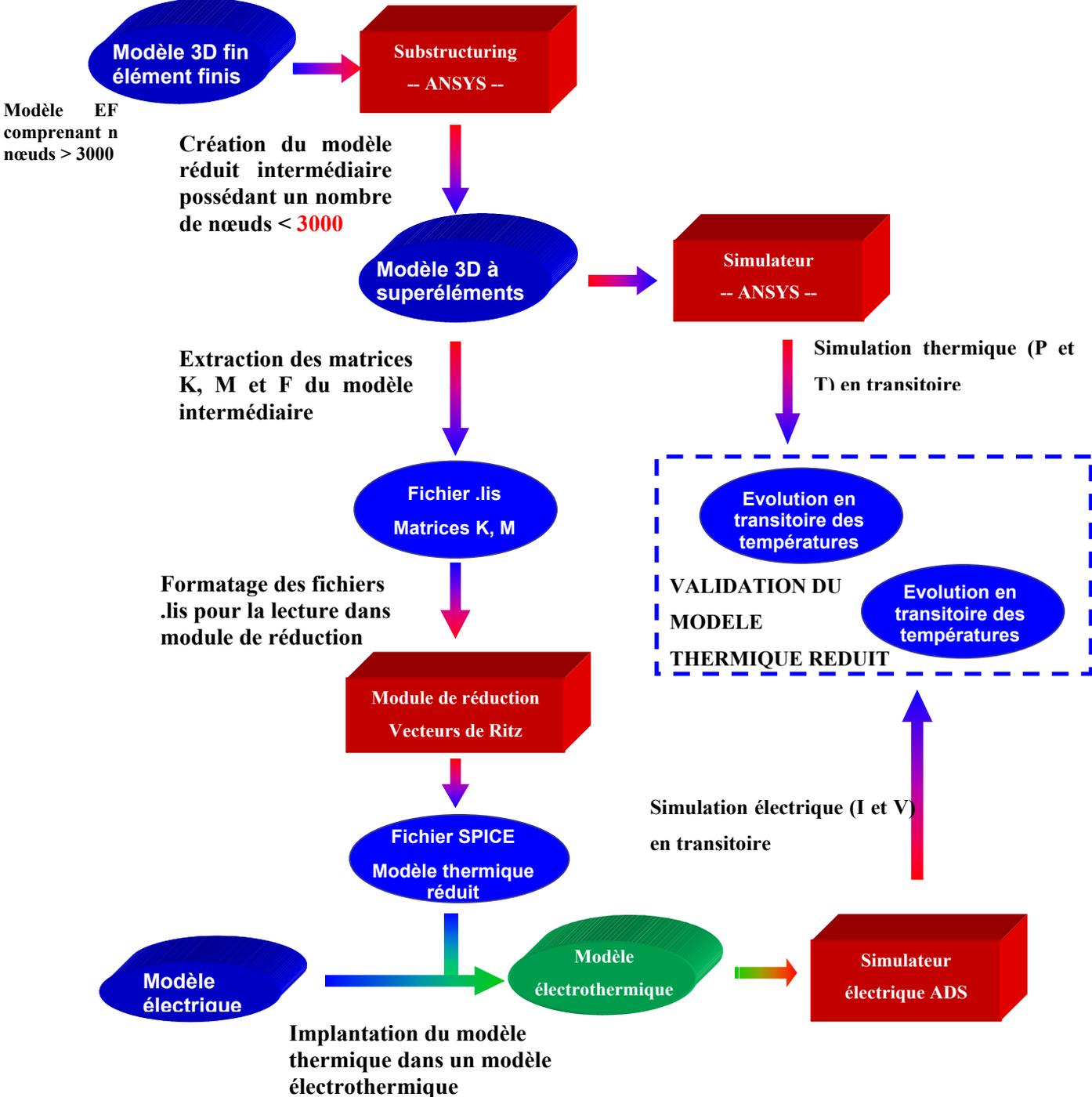


figure 40 : Synoptique de l'ensemble des étapes de la double réduction

### 2.2.2.5 Formatage des matrices d'entrée du module de réduction basé sur les vecteurs de Ritz

Nous venons de voir en quoi la méthode de double réduction est nécessaire à l'obtention des matrices d'entrée, en vue de la seconde réduction par la méthode Ritz. La figure 40 montre de quelle manière est généré le modèle réduit d'une structure maillée sur ANSYS. Pour mener à bien cette étude, il reste un point à traiter. Il concerne le formatage de ces matrices issues du simulateur thermique ANSYS.

En effet, le programme de réduction a été développé en langage C par l'IRCOM, à partir de données fournies par un autre simulateur thermique MODULEF. Donc, il est clair qu'une phase de formatage des matrices fournies par ANSYS est indispensable avant l'étape de réduction par la méthode des vecteurs de Ritz. Le module de réduction a été optimisé pour des structures de matrices M et K particulières, c'est à dire des matrices bandes, symétriques et définies positives.

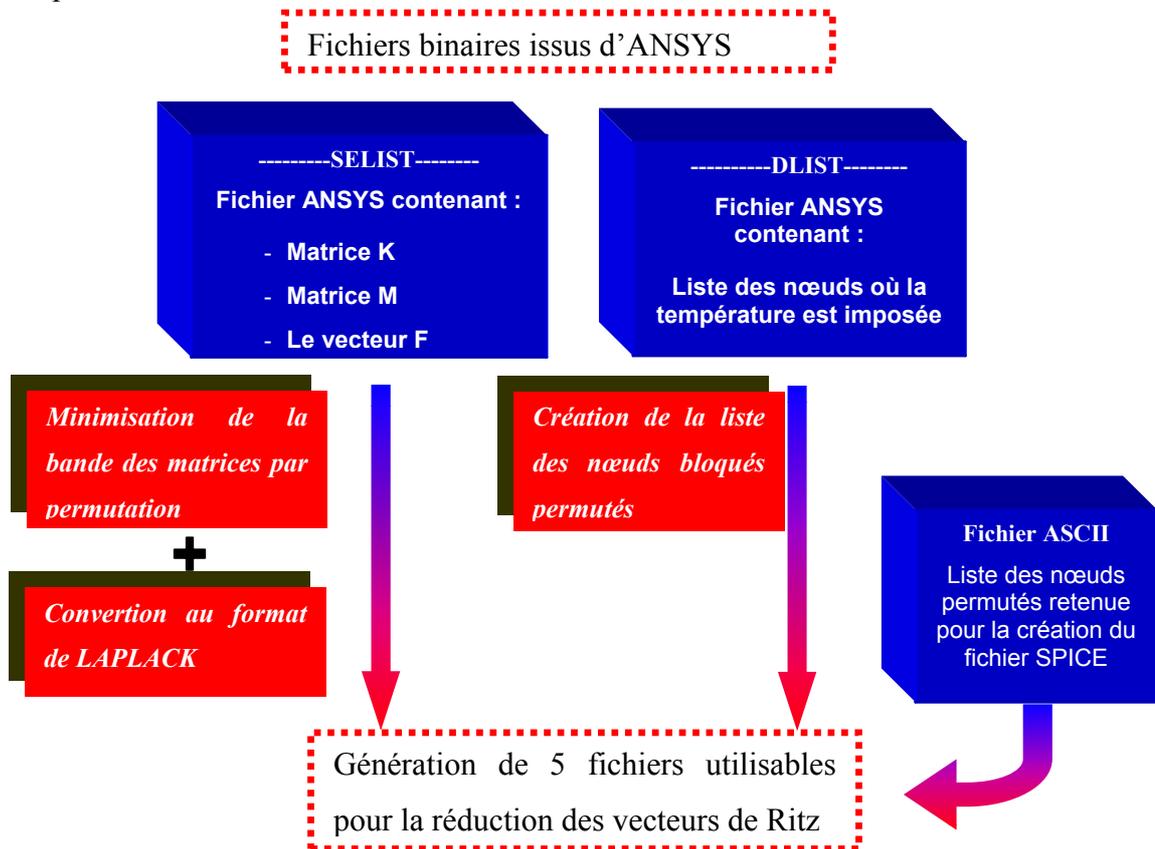


figure 41 : Procédure de transformation des fichiers ANSYS pour la réduction de Ritz

Pour obtenir ces formes de matrice, on utilise un ensemble de routines qui font appel aux bibliothèques BLAS et LAPLACK [36]. En collaboration avec M. SOMMET de l'IRCOM, nous avons écrit un script Unix qui permet, à partir des données d'ANSYS, de fournir les matrices d'entrées pour le module de réduction. L'ensemble des étapes de la procédure de transformation des fichiers ANSYS est donné par la figure 41.

## 2.2.3 Génération du fichier Spice et implantation du modèle réduit dans ADS

### 2.2.3.1 Génération du modèle réduit par FASTTHERM

Une fois le formatage des fichiers ANSYS effectué, la dernière étape de la réduction consiste à générer les vecteurs de Ritz. Elle permet de créer le modèle réduit thermique sous la forme d'un fichier SPICE. Ce dernier peut ensuite être directement importé dans des simulateurs électriques comme A.D.S. La génération de ce fichier SPICE utilise un logiciel appelé FASTTHERM [37], basé sur la méthode de réduction par l'approche des vecteurs de Ritz. Ce software fournit les valeurs de Ritz et les vecteurs leurs correspondant. Ces données sont automatiquement utilisées pour générer des sous-circuits au format SPICE. Par ailleurs, FASTTHERM est contrôlé par un fichier ASCII qui contient un certain nombre d'options permettant, entre autres, d'avoir des modèles distribués ou de grouper des nœuds d'injection en un seul nœud.

Finalement, FASTTHERM fournit un circuit réduit thermique du modèle thermique complet décrit par ANSYS. Il s'agit maintenant de vérifier la validité de ce modèle en régime transitoire.

### 2.2.3.2 Validation du modèle thermique réduit PHEMT sur le simulateur électrique ADS

Dans cette partie seront présentés les résultats de simulations du modèle thermique réduit sur le logiciel ADS. Dans un premier temps, nous étudierons la réponse transitoire d'un modèle thermique représentant le comportement du doigt chaud. Puis nous montrerons quelle est la procédure à suivre pour réaliser des modèles thermiques distribués sur les doigts de transistor.

### 2.2.3.2.1 Première approche: modèle thermique non-distribué du transistor

Ce premier cas permet de valider le modèle thermique réduit issu du module de réduction de l'IRCOM, avec les résultats de simulations fournis par ANSYS. On se propose donc de générer un modèle thermique apte à représenter le comportement thermique en transitoire du doigt le plus chaud du transistor (figure 25), donc le doigt central. Après avoir importé le fichier SPICE issu de la réduction par les vecteurs de Ritz, le modèle thermique réduit se présente sous la forme d'une boîte noire sur ADS. La figure 43 montre un design sur ADS qui permet d'obtenir la réponse transitoire du doigt central à un échelon de puissance. Ce dernier est simulé par une source de courant et la réponse en température correspond à l'évolution temporelle de la tension de sortie du modèle réduit. Par ailleurs, la valeur de l'excitation en entrée doit être normalisée à la puissance dissipée dans le modèle fin sur ANSYS (i.e. 519mW). Cela est dû au fait que les valeurs des vecteurs de Ritz sont directement dépendantes de la puissance dissipée.

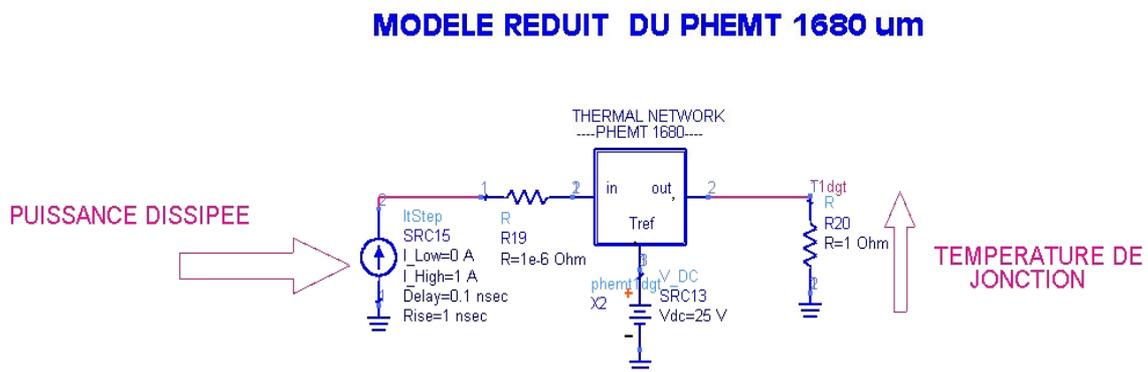


figure 42 : Modèle ADS réduit thermique de type "boîte noire" qui fournit la valeur de la température maximale d'un transistor PHEMT de 1680 $\mu$ m

La figure 43 montre les réponses thermiques du modèle fin sur ANSYS et du modèle réduit sur ADS, pour un échelon de puissance de 519mW. La comparaison de ces deux simulations montre que l'évolution en transitoire du modèle réduit est proche de celle fournie par le modèle fin sur ANSYS. La précision du modèle réduit dépend de deux facteurs :

- Le nombre et la sélection des nœuds maîtres de la première réduction qui fournit le modèle thermique intermédiaire à partir duquel est extrait le modèle thermique réduit sous ADS
- Le nombre de vecteurs de Ritz utilisés par ce modèle thermique réduit sous ADS. La précision obtenue augmente avec le nombre de vecteurs de Ritz, comme le montre la figure 44, sans pouvoir compenser une imprécision due à la première étape.

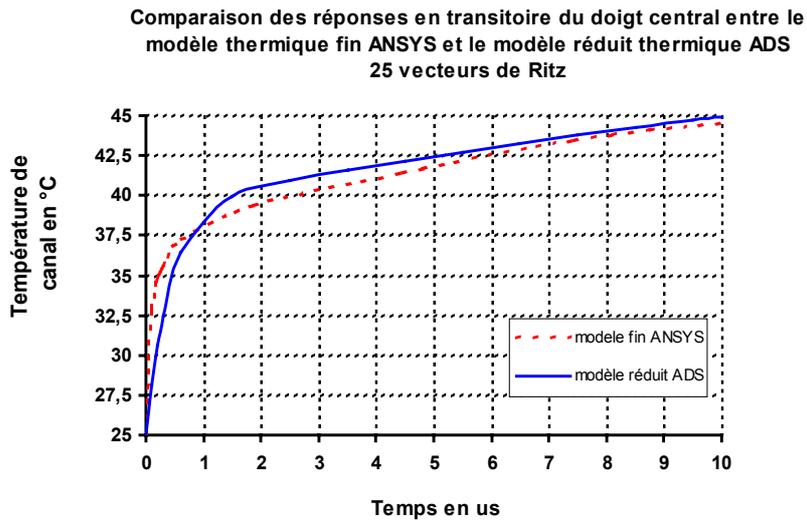


figure 43 : Comparaison entre les comportements transitoires des points chauds du modèle fin ANSYS et du modèle réduit ADS pour un échelon de puissance de 519 mW pendant 10  $\mu$ s

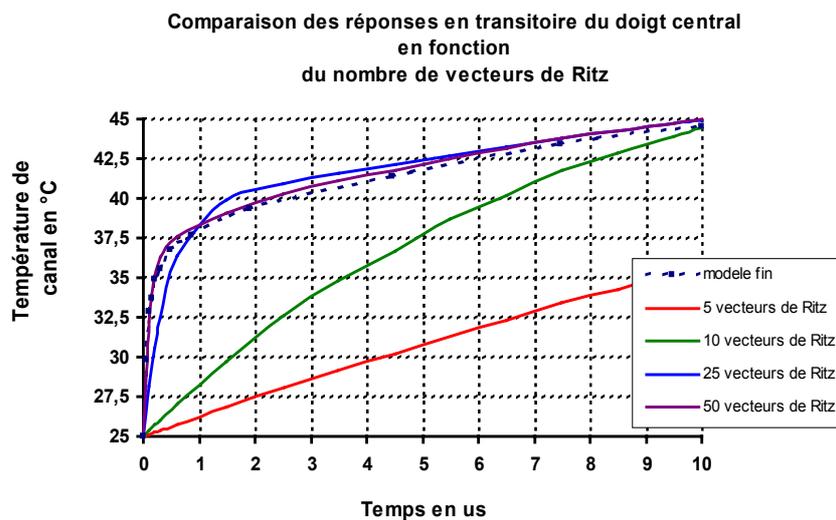


figure 44 : Influence du nombre de vecteurs de Ritz sur la précision de la réponse transitoire du modèle thermique réduit

### 2.2.3.2.2 Implantation d'un modèle distribué de PHEMT 1680 $\mu\text{m}$

Dans ce qui suit nous nous intéresserons à la création d'un modèle thermique réduit du transistor PHEMT 1680 de Triquint. On rappelle que le modèle thermique décrit sur ANSYS utilise une symétrie qui permet de simuler une structure contenant 6 doigts. Normalement, la procédure d'importation du fichier SPICE sur ADS doit être la même que celle définie précédemment, en modifiant juste les options de la commande FASTTHERM qui gère elle-même la manière dont est distribuée la puissance parmi les doigts. Or, lors des premières simulations en statique sur ADS – qui visaient à valider le modèle réduit distribué en étudiant l'influence d'un doigt sur les autres – il est clairement apparu que les résultats ne coïncidaient pas avec ceux donnés par ANSYS.

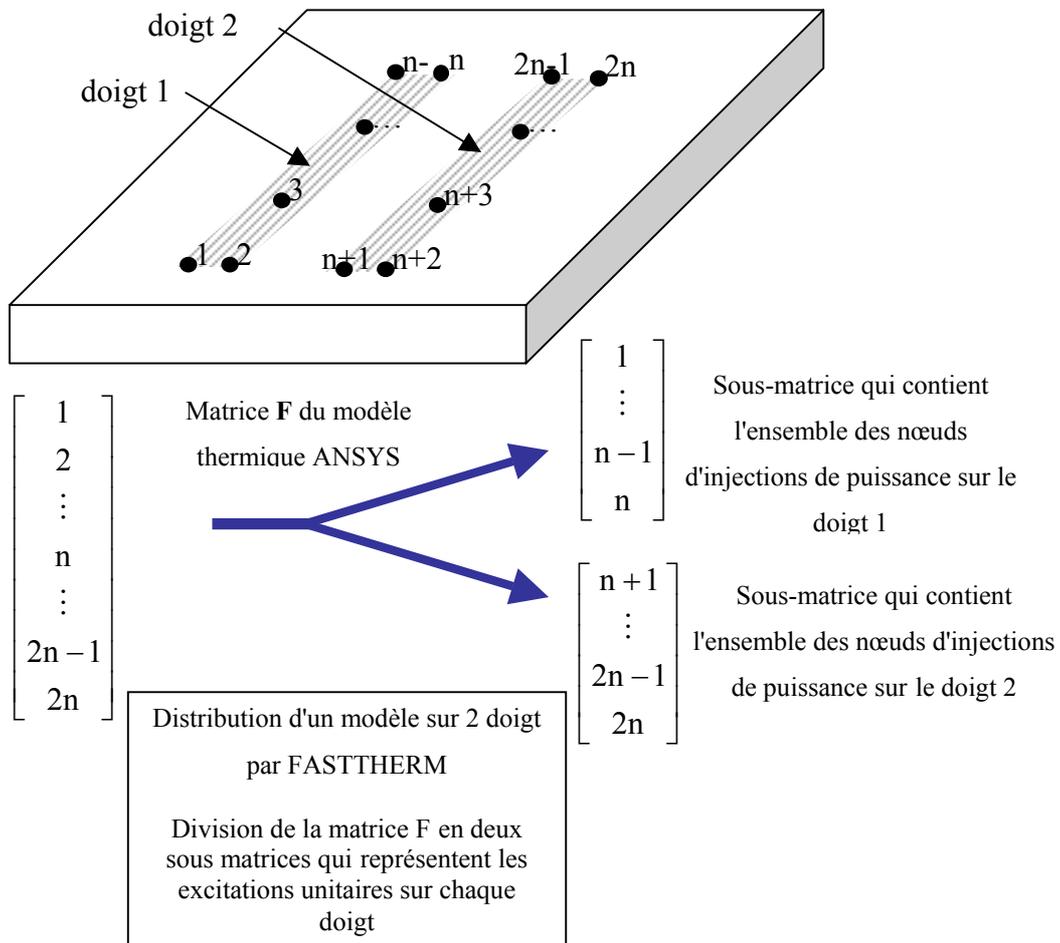


figure 45 : Principe de la distribution du vecteur de puissance sur deux doigts dans

FASTTHERM

Ce dysfonctionnement s'explique simplement par le fait que le programme FASTHERM ne peut traiter que des modèles composés de zones de dissipation comportant un nombre identique et ordonné de nœuds. En effet, considérons le cas général d'un modèle à éléments finis d'un transistor de 2 doigts, illustré par la figure 45. La matrice F de ce modèle contient l'ensemble des densités nodales de puissance mises en jeu lors de la simulation. Si cette matrice est scindée en deux sous-matrices et si la numérotation de nœuds est ordonnée, alors chaque sous-matrice correspond aux excitations unitaires qui permettent d'assurer le principe de superposition, lors de la génération du fichier SPICE.

Or, les modèles en éléments finis ne possèdent généralement pas de zone de dissipation de même forme - sauf dans le cas particulier des transistors -, si bien que le nombre de nœuds (dissipant de la puissance) diffère d'une zone à l'autre. De plus, dans le cadre de la double réduction, la première réduction modifie complètement la manière dont est ordonnée la numérotation des nœuds maîtres. Donc, les sous-matrices unitaires obtenues après la scission de la matrice F, contiennent des nœuds d'injection qui n'appartiennent pas au doigt considéré.

Nous venons de montrer les limites de FASTTHERM pour la réalisation de modèles thermiques distribués. Dans la suite nous montrerons de quelle manière il est possible de résoudre ce problème.

Tout d'abord, nous utiliserons les propriétés offertes par le substructuring pour générer les excitations unitaires. En effet, cette technique de réduction permet de définir diverses conditions de charge sous la forme de "vecteurs de charge" (ou load-vector). Ces vecteurs de charge permettent de reproduire plusieurs conditions de fonctionnement qui pourront être rappelées par les superéléments. Finalement, pour le transistor à 6 doigts, il suffit de définir 6 cas de charge qui correspondent chacun au cas où seul un doigt dissipe de la puissance. Ainsi, il est possible d'extraire une matrice F qui se compose alors des 6 cas de charge, qui sont les excitations unitaires nécessaires à la bonne réduction du modèle. Ensuite, le programme FASTTHERM a été modifié pour récupérer un à un les cas de charge et assurer le principe de superposition au sein du modèle thermique réduit.

La figure 46 illustre le circuit de simulation du modèle thermique réduit distribué sous ADS. En entrée sont injectées les puissances dissipées par chacun des doigts. On rappelle que

ces puissances sont normalisées aux puissances dissipées dans ANSYS (soit 86.7mW dans notre exemple). En sortie, les tensions représentent la température de canal de chacun des doigts. Ce modèle permet donc de simuler le couplage thermique entre les différents doigts du transistor.

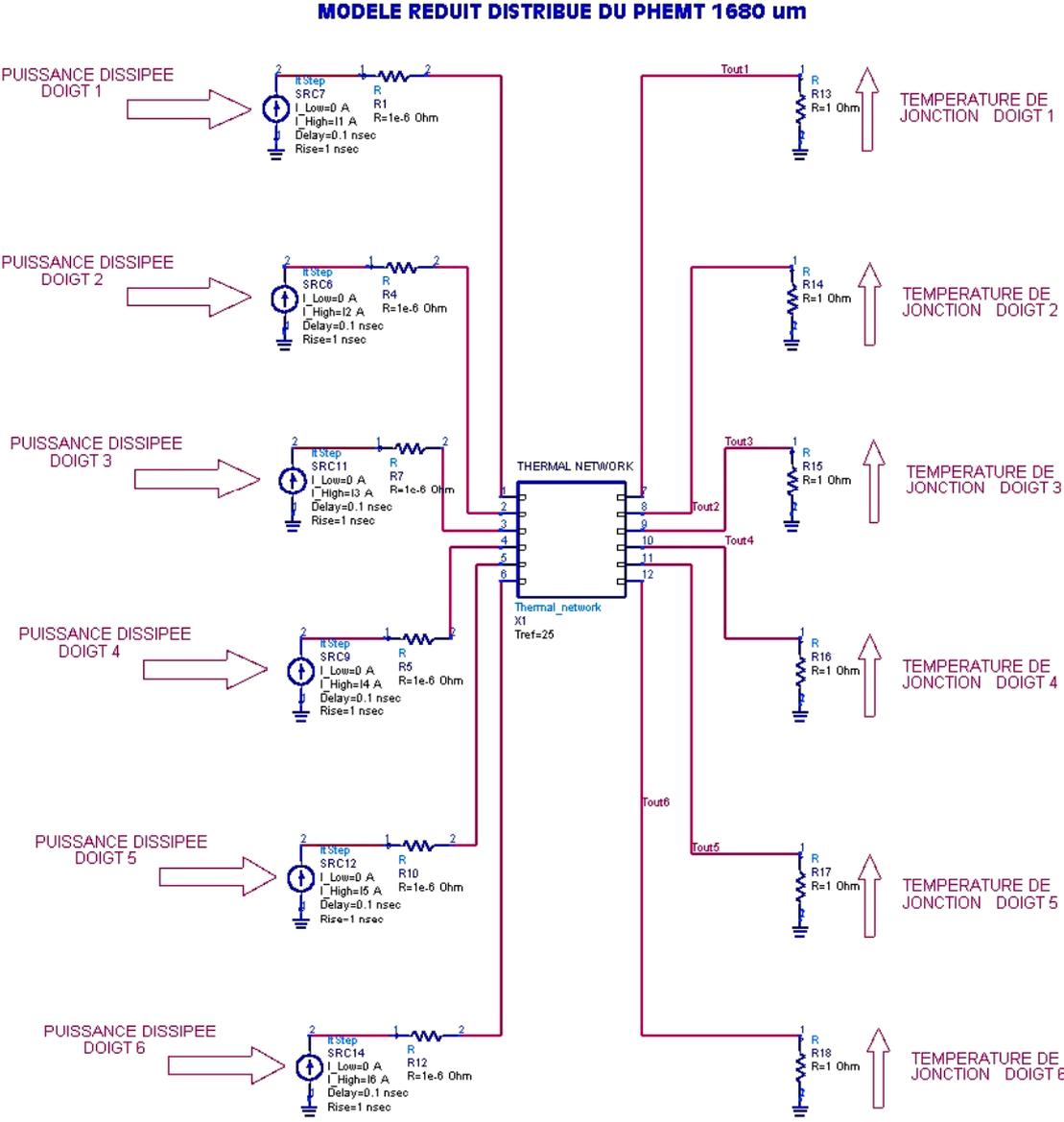


figure 46 : Simulation en transitoire du réseau thermique distribué

### 2.2.3.2.3 Validation du comportement transitoire du réseau thermique

Il s'agit ici de valider le modèle réduit avec le modèle fin simulé sur ANSYS. Le tableau 8 donne les températures finales de canal fournies par les deux modèles, pour une puissance injectée et une température de socle identiques. On constate que l'écart de température est inférieur à 1,1°C. Donc, d'un point de vue statique, le modèle réduit offre les mêmes résultats que le modèle ANSYS.

$T_{\text{canal finale en } ^\circ\text{C}}$	Tj 1	Tj 2	Tj 3	Tj 4	Tj 5	Tj 6
<b>Modèle ANSYS</b>	85.3	84.8	83.6	81.8	78.4	72.52
<b>Modèle ADS</b>	86.4	85.5	83.9	81.8	78.4	72.5

tableau 8 : Comparaison des valeurs finales des températures de canal entre le modèle fin et le modèle réduit sur ADS

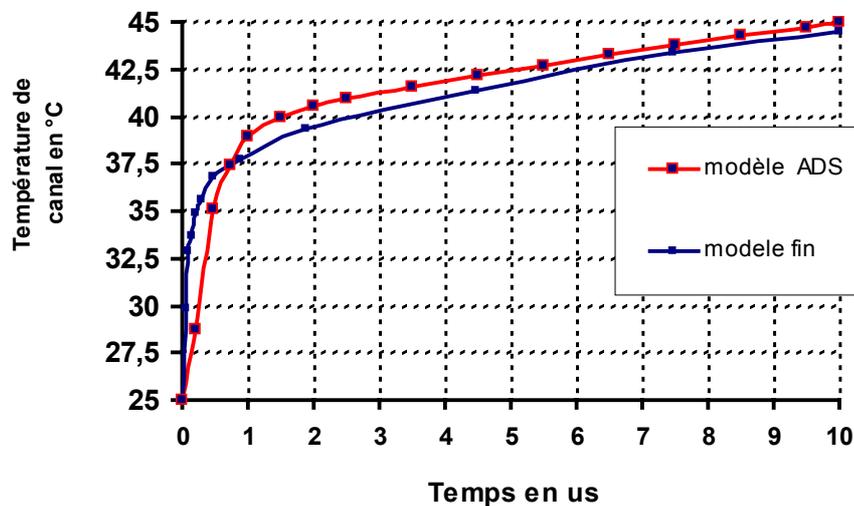


figure 47 : Comparaison des comportements transitoires des températures du doigt central entre le modèle fin ANSYS et le modèle réduit ADS

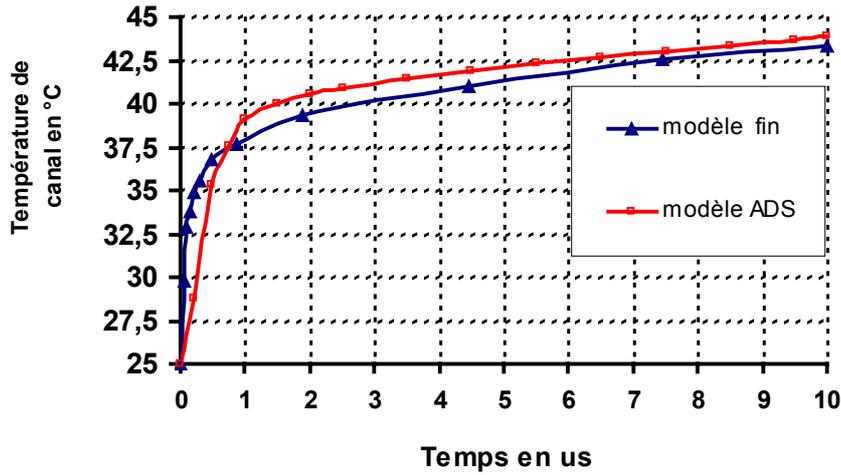


figure 48 : Comparaison des comportements transitoires des températures du doigt extrême entre le modèle fin ANSYS et le modèle réduit ADS

Enfin, la figure 47 et la figure 48 montrent l'écart de température de canal entre le modèle fin ANSYS et le modèle thermique réduit, avec 25 vecteurs de Ritz sur ADS, respectivement pour le doigt central et le doigt extrême. A partir de 1  $\mu$ s, l'écart de température reste inférieur à 2°C seulement. Finalement, le modèle thermique réduit distribué reproduit fidèlement le comportement thermique de la structure simulée par ANSYS.

Ces résultats montrent que la méthode de double réduction de modèles thermiques sur ANSYS est opérationnelle. Les résultats obtenus sont très satisfaisants vis-à-vis des simulations thermiques effectuées sur ANSYS. Dans ce qui suit nous montrerons de quelle manière est implanté ce modèle thermique au modèle non-linéaire de transistor PHEMT 1500, pour former un modèle électrothermique utilisable sur ADS.

## Conclusion

La première partie de ce chapitre a permis de décrire les fondements théoriques de la méthode de superposition des vecteurs de Ritz. La formulation du problème réduit par cette méthode se révèle intéressante dans la perspective d'une simulation couplée. En effet, elle aboutit à l'expression d'une impédance thermique réduite qui peut finalement s'intégrer à n'importe quel simulateur électrique. Cette technique fut programmée initialement à partir du logiciel à éléments finis MODULEF, dont l'utilisation est plutôt restreinte au milieu de la recherche. Néanmoins, une première application [46] réussie du programme de réduction de l'IRCOM a été réalisée pour l'étude de la stabilité thermique des transistors HBT.

La suite de nos travaux a consisté à intégrer ce module informatique existant à un simulateur commercial en éléments finis. Au sein de TAS, seul le logiciel ANSYS est généralement utilisé par les différents bureaux d'études, pour les analyses mécaniques et thermiques en éléments finis. Ainsi, l'objectif fut d'assurer l'interface entre le module de réduction et le logiciel commercial ANSYS. Or, la réalisation de cette interface a soulevé de nombreuses difficultés, à la fois d'ordre technique et d'ordre informatique :

- Impossibilité, sous ANSYS, d'extraire directement les matrices d'entrée M, K et F,
- Limitation de la taille de la pré-réduction par "substructuring",
- Modification du module de réduction pour réaliser des modèles thermiques possédant plusieurs entrées et sorties
- Formatage des fichiers ANSYS d'entrée du module de réduction.

Néanmoins, l'ensemble des travaux a abouti à une procédure, maintenant opérationnelle, qui utilise une double réduction de modèle. Elle est effectuée sous ANSYS et permet la génération des entrées nécessaires au module modifié de réduction de l'IRCOM. Ce dernier fournit ensuite le modèle thermique réduit au format SPICE. Cette méthodologie a été appliquée à un modèle thermique de transistor de puissance pHEMT. Son modèle thermique réduit a été validé par les simulations ANSYS du modèle initial. Dans le chapitre suivant, ce

modèle thermique réduit sera intégré à un modèle électrothermique, utilisé pour la rétrosimulation d'un amplificateur de puissance.

### 3 APPLICATION A LA MODELISATION ELECTROTHERMIQUES DE CIRCUITS MMIC DE PUISSANCE



# Introduction

Ce chapitre concerne les simulations électrothermiques d'un amplificateur de puissance en bande X. Dans un premier temps, le modèle thermique réduit sera intégré au sein d'un modèle électrique de transistor pHEMT. Ce dernier sera ensuite simulé en transitoire d'enveloppe, afin d'évaluer l'impact du paramètre température - maintenant dynamique - sur les performances hyperfréquences du composant.

Dans un second temps, le modèle sera implanté au sein d'un amplificateur de puissance complet en bande X. Ainsi, après avoir étudié les résultats de mesure, nous les comparerons avec les simulations en CW et en transitoire d'enveloppe. Par ailleurs, signalons que les mesures ont été réalisées pour deux températures de fond de boîtier. Elles nous permettront d'évaluer - par différence - l'impact réel de la température sur les performances hyperfréquences. Enfin, nous comparerons ces résultats avec ceux obtenus en simulation afin de valider la modélisation thermique du transistor.

### 3.1 Implémentation du modèle thermique réduit dans un modèle électrique non-linéaire de transistor

#### 3.1.1 Modèle non-linéaire électrique du transistor PHEMT 1500 TRIQUINT

Dans cette partie, nous présenterons le modèle non linéaire électrique d'un transistor de puissance en technologie PHEMT de 1500 $\mu\text{m}$  de développement de grille. Ce transistor est représentatif de ceux qui composent l'étage de sortie de l'amplificateur de puissance Blackbart, amplificateur qui sera simulé dans la dernière partie de ce chapitre. Le modèle de PHEMT est basé sur un modèle de Tajima [47] dont la description est fournie par la figure 49. L'ensemble des paramètres électriques sont issus de mesures en impulsions effectuées à l'IRCOM.

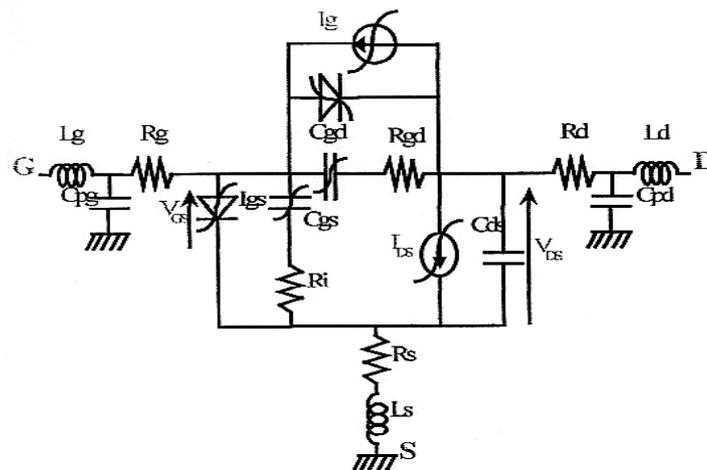


figure 49 : Modèle électrique non-linéaire du transistor pHEMT

Les paragraphes suivants concernent la validation du modèle électrique non-linéaire du transistor. Cette validation est obtenue par comparaison entre le modèle et des mesures en impulsion. La figure 50 résume les principales valeurs des paramètres du modèle pHEMT 1500 $\mu\text{m}$ .

Eléments extrinsèques			
$R_g = 0.208 \Omega$	$R_d = 0.22 \Omega$	$R_s = 0.156 \Omega$	$R_i = 1.17 \Omega$
$L_g = 70 \text{ pH}$	$L_d = 43.5 \text{ pH}$	$L_s = 20.2 \text{ pH}$	$R_{ds} = 10 \Omega$

diode Grille-Source	diode Grille-Drain	Source d'avalanche
$N_{gs0} = 1.305$	$N_{gd0} = 4.663$	$avdg = 6.41e-8$
$N_{gst} = -9e-4$	$N_{gdt} = -7.3e-3$	$\alpha_{dg} = 0.705$
$I_{s\_gs0} = 1e-18$	$I_{s\_gd0} = 5e-11$	$\beta_{4\_dg} = -1.89e-3$
$I_{s\_gst} = 1.8e-21$	$I_{s\_gdt} = 1e-15$	$\beta_{3\_dg} = -1.27$
$T_{sgs} = 21$	$T_{sgd} = 21$	$\beta_{2\_dg} = -4$
		$\beta_{dg} = -0.722$

Source de courant $I_{ds}$		Capacité Drain-Source	
$V_p = 4.663$	$A = 4.663$	$C_0 = 1.2e-13$	$V_n = 5.7$
$I_{dss0} = -7.3e-3$	$B = -7.3e-3$	$C_1 = 2.5e-12$	$V_m = -0.9$
$I_{dsst} = 5e-11$	$M = 5e-11$	$C_2 = 4e-14$	$b = 0.3$
$T_{ds} = 1e-15$	$P = 1e-15$		$a = 0.6$
$V_{dsp} = 21$	$W = 21$		
$V_{phi} = 0.37$	$\beta_{gmd} = 0.37$		
	$\alpha_{gmd} = 0.7$		
	$v_{gm} = 0.63$		
	$v_{dm} = 16$		

Capacité Grille-Source	
$C_0 = 22e-13$	$V_m = 0.36$
$C_1 = 4.15e-12$	$V_n = 0.135$
$C_2 = 26.6e-14$	$b = 8$
	$a = 3.3$

figure 50 : Paramètres du modèle électrique non-linéaire du transistor pHEMT 1500 $\mu\text{m}$

### 3.1.2 Caractéristiques I(V) du PHEMT 1500 $\mu\text{m}$ à T=356K

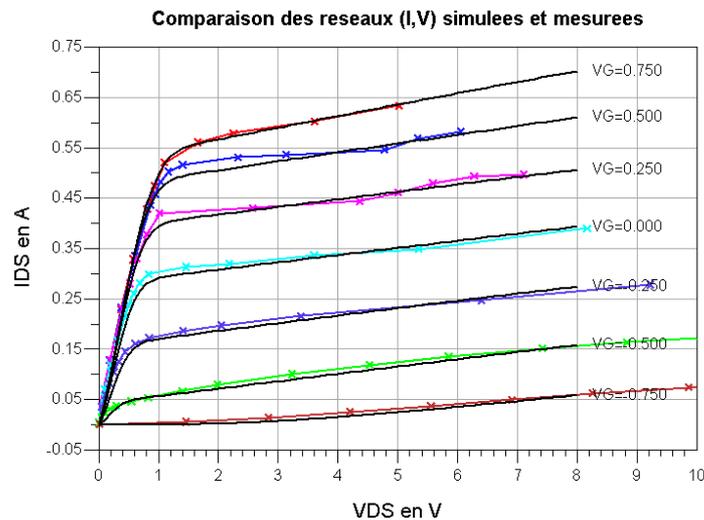


figure 51 : Comparaison des réseaux  $I_d(V_{ds})$  simulés et mesurés en impulsion, T=356K

La figure 51 montre que le réseau I(V) simulé fournit des résultats proches des mesures en impulsion pendant lesquelles la température du composant peut être considérée quasiment comme constante. En l'occurrence, sa valeur est fixée par le point de polarisation et vaut 356K. Ensuite, la figure 52 montre l'influence de la température, lorsque ce paramètre n'est plus constant au cours de la simulation. On constate alors la décroissance du courant avec l'élévation de la température de canal du transistor pHEMT.

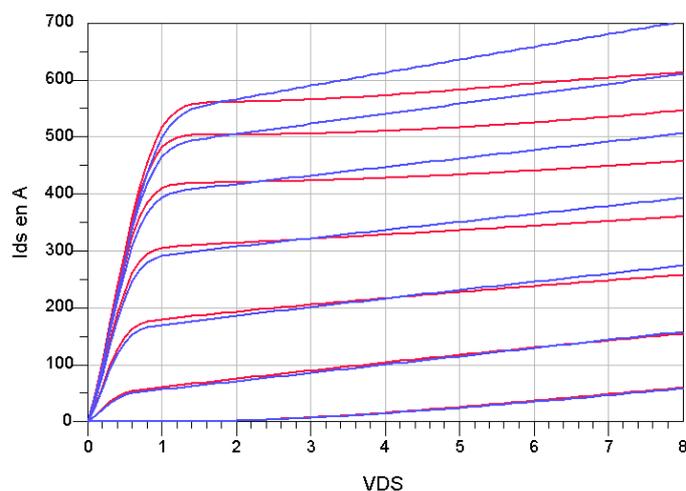


figure 52 : Comparaison des réseaux IV simulés en impulsion (bleu) et en continu (rouge)

### 3.1.3 Caractéristiques petit-signal du PHEMT 1500 $\mu\text{m}$

Le modèle du transistor est maintenant simulé en petit-signal. La figure 53, la figure 54 et la figure 55 montrent une bonne concordance entre la mesure et la simulation des paramètres S, pour différents points de polarisation. Comme pour les mesures des réseaux I(V), ces mesures ont été effectuées en impulsion. La température ( $T=356\text{K}$ ) du composant est donc quasiment constante pour les différents points de polarisation.

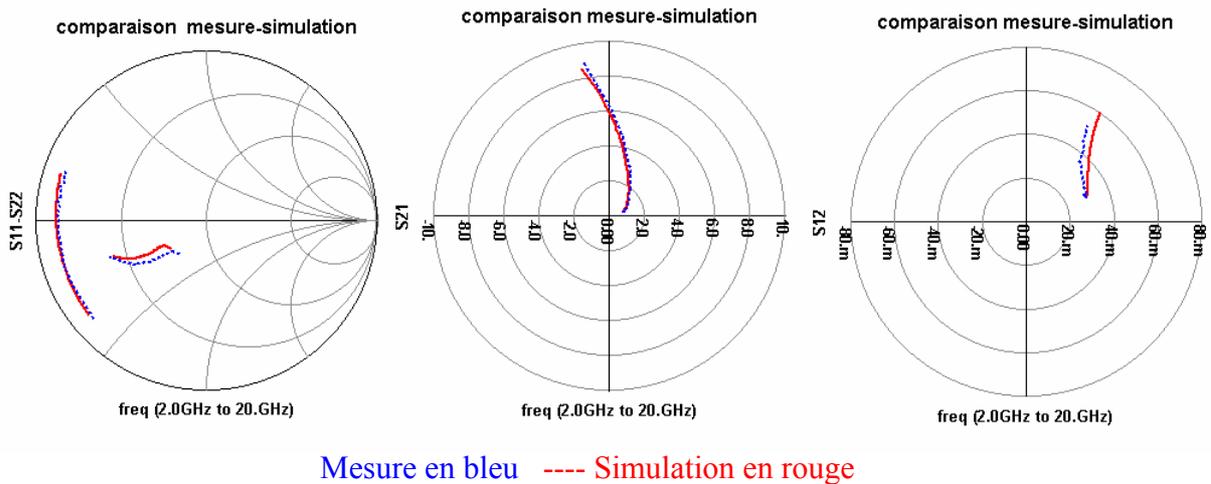


figure 53 : Paramètres S du transistor de 1500 $\mu\text{m}$  pour le point de polarisation AI8 :  
 $V_{gs}=-0.75\text{V}$ ,  $V_{ds}=8.26\text{V}$  à 356K

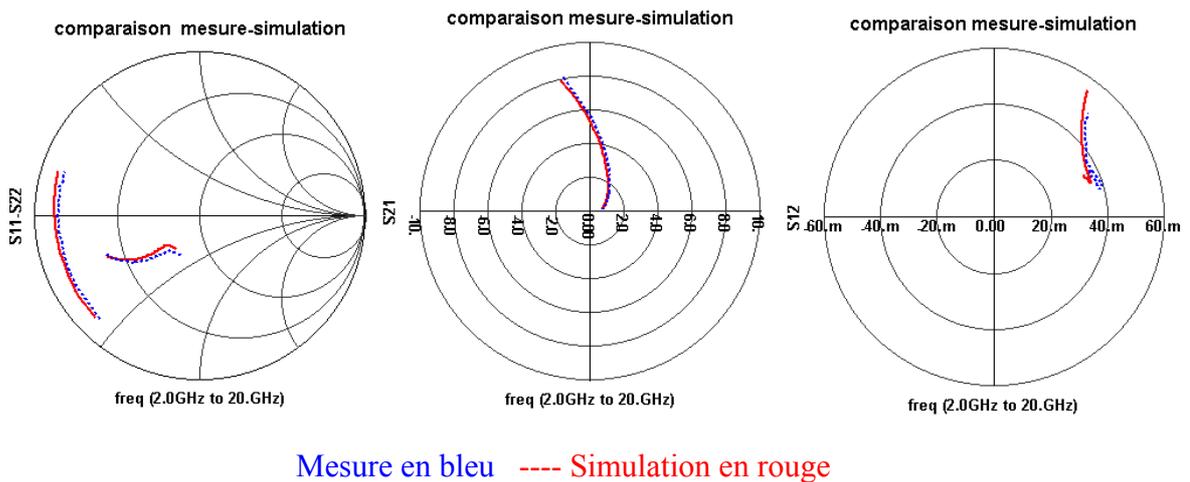


figure 54 : Paramètres S du transistor de 1500 $\mu\text{m}$  pour le point de polarisation AG6 :  
 $V_{gs}=-0.25\text{V}$ ,  $V_{ds}=6.4\text{V}$  à 356 K

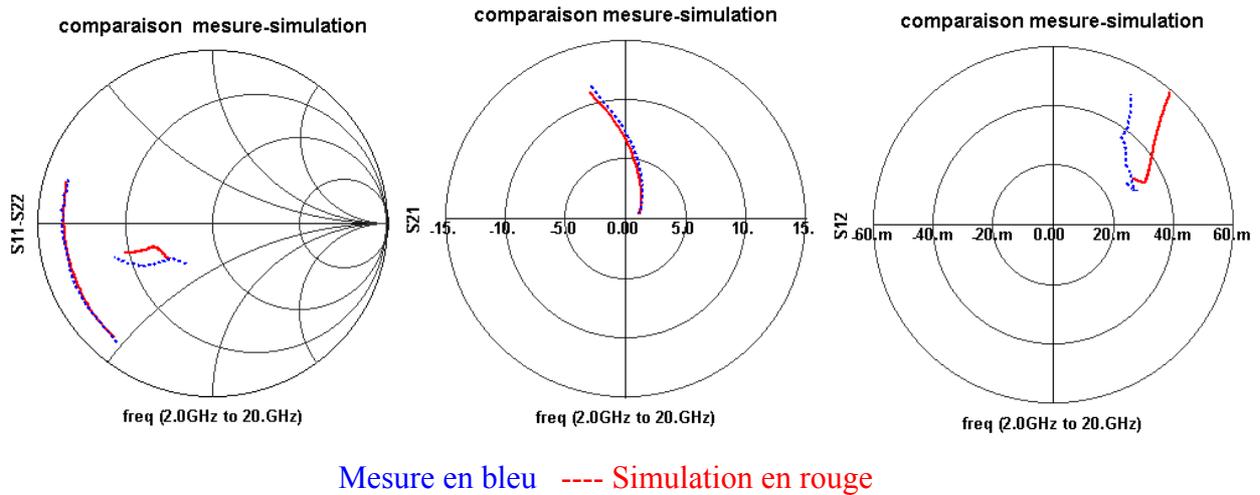


figure 55 : Paramètres S du transistor de 1500µm pour le point de polarisation AF1 :  
 $V_{gs}=0V$ ,  $V_{ds}=5.35V$  à 356K

### 3.1.4 Modélisation des effets thermiques au sein du modèle non-linéaire

Le modèle non-linéaire électrique est représentatif du fonctionnement d'un transistor défini dans un seul état thermique statique. Ce dernier est déterminé par la polarisation au repos et par la température du support de mesure (chuck) lors de la caractérisation du composant. En effectuant la même caractérisation pour un autre état thermique, il est possible de connaître quels sont les paramètres dépendants de la température. Pour un transistor pHEMT et d'après [48], on peut considérer que seuls les paramètres de la source de courant  $I_{ds}$  ( $V_{gs}, V_{ds}$ ) et des deux diodes varient avec la température.

Afin de prendre en compte les effets thermiques sur les performances électriques du transistor, nous avons introduit le circuit thermique réduit 3 ports permettant de connaître la température maximale du composant dans le modèle non-linéaire présenté précédemment. Le calcul de la puissance dissipée  $P_{diss}$  par effet Joule (fournie au modèle thermique réduit) est donnée par :

$$(73) \quad P_{diss} = I_{ds} \cdot V_{ds}$$

Où  $I_{ds}$  est le courant intrinsèque traversant la source de Tajima.

On obtient ainsi un modèle, dit électrothermique, qui réalise un bouclage entre la valeur de la puissance dissipée instantanée, issue des équations électriques ( $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds}, T)$ ), et la valeur de la température fournie par le réseau thermique, comme l'illustre la figure 56.

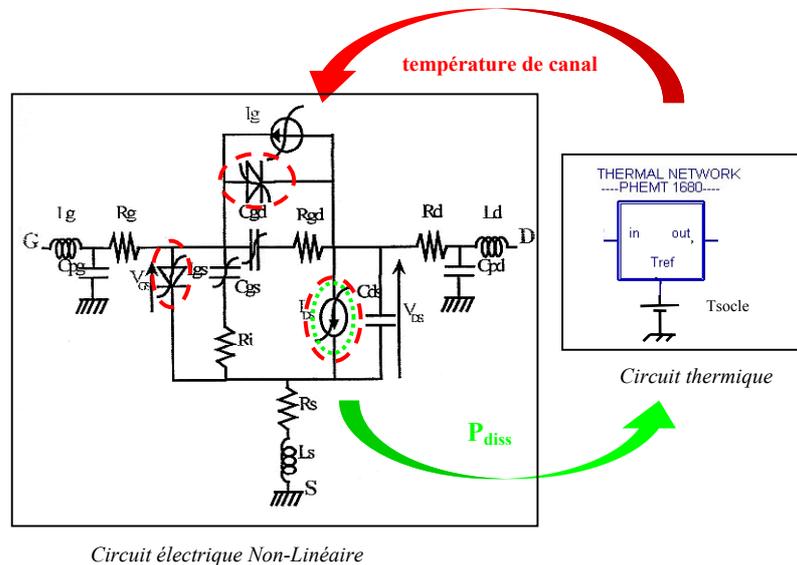


figure 56 : Principe du modèle électrothermique

Le modèle électrothermique du transistor 1500 $\mu\text{m}$  utilise le modèle thermique réduit extrait de la double réduction à partir de la discrétisation en éléments finis (décrite au chapitre précédent). L'implantation de ce modèle thermique réduit nécessite quelques opérations préalables :

- En entrée du circuit thermique, la puissance dissipée issue de la source de courant  $I_d(V_{gs}, V_{ds}, T)$  doit être divisée par deux : le composant dispose de 12 doigts alors que le modèle thermique n'en présente que 6, par raison de symétrie. Puis, cette puissance doit être normalisée par rapport à la puissance totale dissipée du cas de charge ( ou load vector) pris en compte lors de la double réduction. Pour le modèle thermique 3 ports, il n'existe qu'un cas de charge pour lequel au cas où la totalité des doigts dissipent de la puissance, soit 519mW.
- Par ailleurs, le circuit réduit thermique à été construit à partir d'un modèle de transistor dont les doigts possèdent une longueur de 140 $\mu\text{m}$ . Or, la longueur des doigts du Triquint 1500 $\mu\text{m}$  vaut 125 $\mu\text{m}$ . Donc, il convient de multiplier la puissance dissipée par le rapport des longueurs des doigts du PHEMT 1500 $\mu\text{m}$  et du PHEMT 1680 $\mu\text{m}$ . Finalement, la puissance normalisée en entrée du réseau thermique vérifie :

$$P_{Rth} = \frac{1}{2} \times \frac{P_{diss}}{P_{norm1680}} \times \frac{L_{doigt1680}}{L_{doigt1500}} = \frac{P_{diss}}{P_{norm1680}} \times 0.56$$

Avec :

- $P_{Rth}$  la puissance dissipée normalisée en entrée du réseau thermique,
- $P_{diss}$  la puissance dissipée instantanée égale à  $I_{ds} \times V_{ds}$ ,
- $P_{norm1680}$  la puissance dissipée dans le modèle thermique ANSYS soit 0.519W.

### 3.1.5 Mesure de puissance en impulsion

Les mesures de puissance en impulsion consistent à soumettre le transistor à une impulsion excitatrice (de 50µs) dont la valeur de puissance varie. Les ondes puissances d'un transistor sont alors calculées à l'intérieur d'une fenêtre d'acquisition étroite (10 fois moins que la largeur de l'impulsion), fenêtre qui "balaie temporellement" l'impulsion d'excitation, comme le montre la figure ci-dessous.

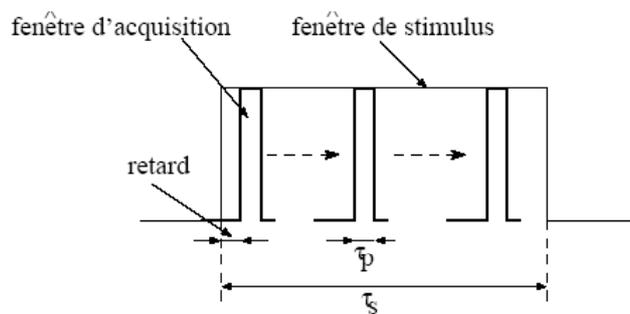


figure 57 : Balayage de la fenêtre d'excitation par la fenêtre d'acquisition

Les transistors sont mesurés dans les conditions qui ont été décrites précédemment. Ils sont adaptés de manière à obtenir un gain linéaire maximal ( $Z_{ch}=20+j13$ ) pour une polarisation  $V_{ds}=7.5V$  et  $I_{ds}=130mA$ . La figure 58 et la figure 59 résument les principaux résultats. Tout d'abord, le gain linéaire est égal à 14dB et la phase (rapport  $b_2/a_1$ ) est de l'ordre de  $35^\circ$  avec peu de conversion AM/PM ( $< 0.3^\circ$ ). Nous observons également peu de variation de gain ( $< 0.6dB$ ) dans l'impulsion.

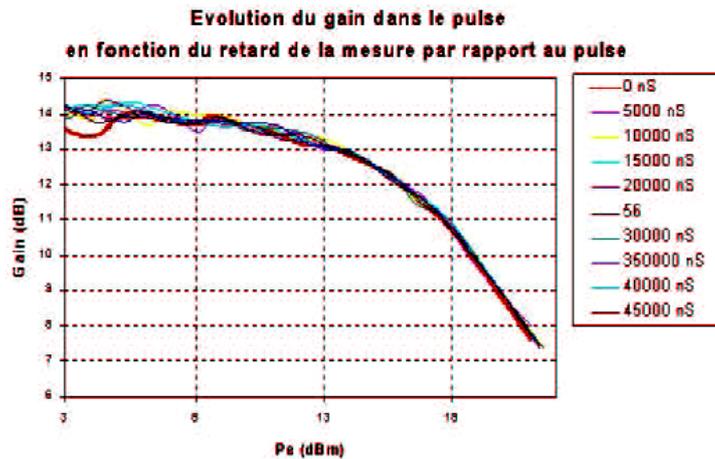


figure 58 : Rapport b2/a1 en dB dans l'impulsion de 50 $\mu$ s

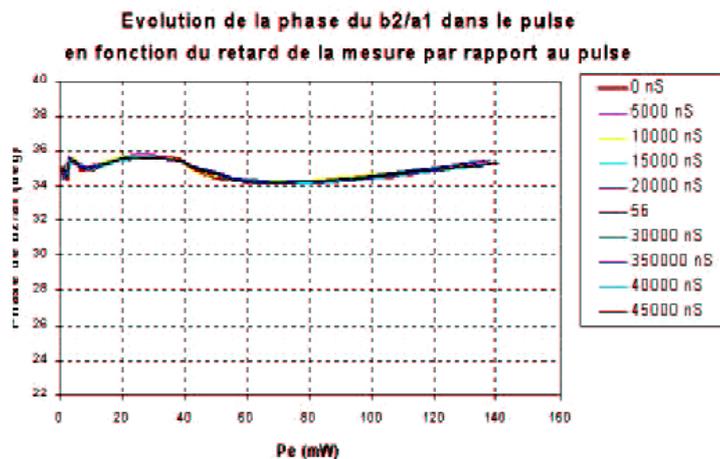


figure 59 : Phase du rapport b2/a1 dans l'impulsion de 50 $\mu$ s

Le modèle de transistor est simulé en CW en fixant le paramètre température à 25°C afin d'obtenir ses performances à température ambiante. Les figure 60 et figure 61 illustrent les résultats en gain et phase obtenus sous ADS, pour une polarisation  $V_{ds}=7.5V$  et  $I_d=130mA$ . Le gain simulé est inférieur à celui obtenu en mesure (écart de 1.5dB) et la phase est de l'ordre de 48° contre 35°, avec une conversion AM/PM plus importante que celle obtenue en mesure.

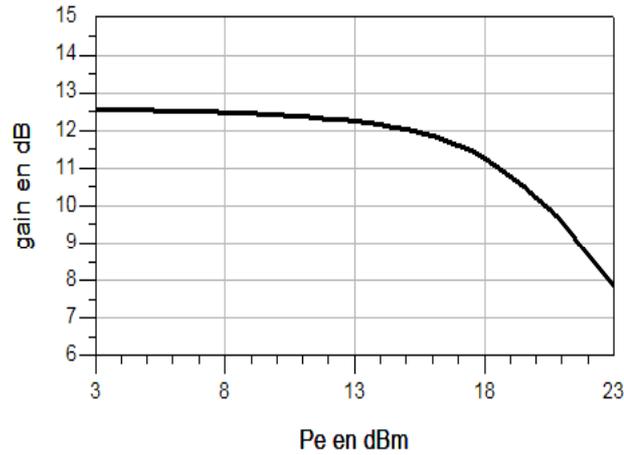


figure 60 : Rapport b2/a1 en dB simulé à T=300K

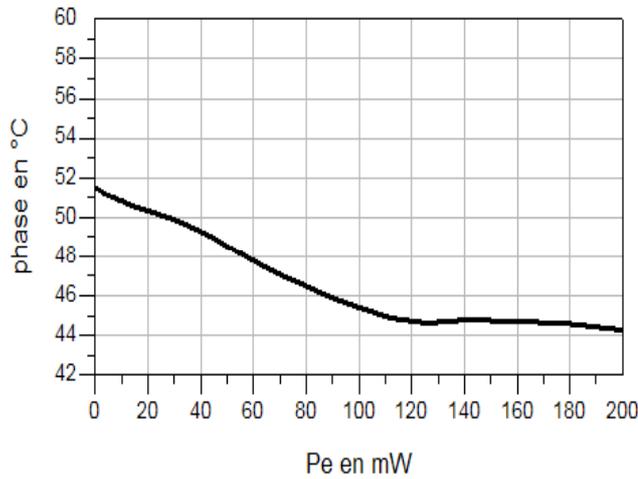


figure 61 : Phase du rapport b2/a1 en degrés simulé à T=300K

### 3.1.6 Simulation en transitoire d'enveloppe

Les simulations en transitoire d'enveloppe du modèle électrothermique ont été effectuées pour deux températures de socle (25°C et 50°C) et sur des charges de 50Ω, afin d'étudier l'influence de la température sur les performances du circuit. La durée de la récurrence vaut 250 μs et le rapport cyclique est égale à 20%. La figure 62 et la figure 63 montrent respectivement la variation du rapport b2/a1 et de sa phase à t=1.5μs (début de l'impulsion) puis à t=51μs (fin de l'impulsion), pour deux températures de socle.

Tout d'abord, on constate une diminution du gain linéaire avec la température de socle. En effet, pour un écart de 25°C, la décroissance du gain par degré est de l'ordre de 0.0045 dB/°C. Cette valeur est bien optimiste par rapport au -0.015dB/°C donné usuellement.

Ensuite, l'écart de la phase est d'environ  $0.1^\circ$  et démontre la faible influence de la température sur la valeur de la phase.

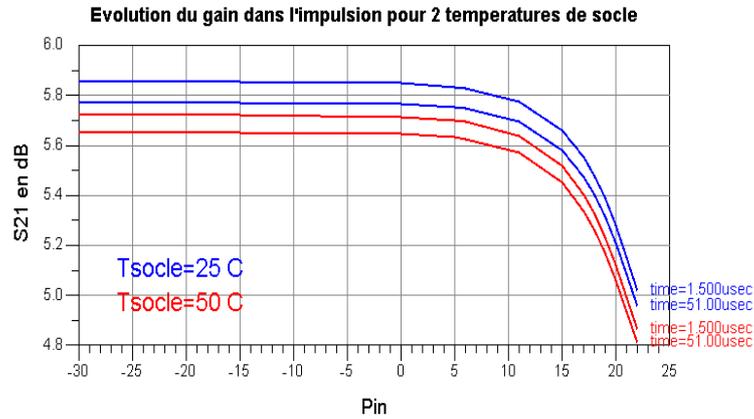


figure 62 : Rapport  $b2/a1$  en dB en début et fin d'impulsion pour 2 températures de socle

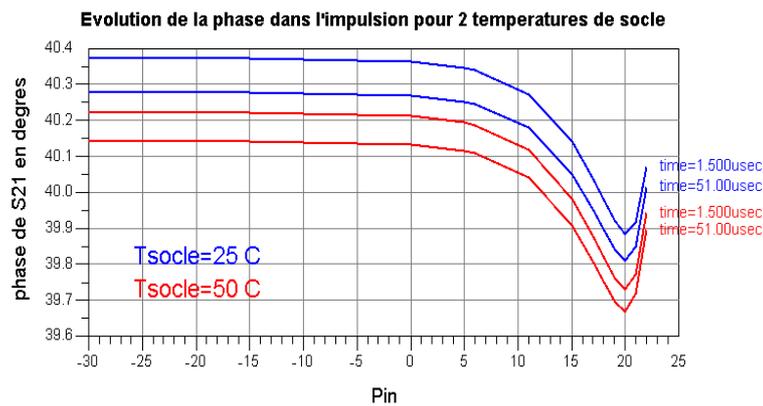


figure 63 : Phase du rapport  $b2/a1$  en début et fin d'impulsion pour 2 températures de socle

On constate une faible diminution du gain ( $<0.1\text{dB}$ ) et de sa phase ( $<0.1^\circ$ ) dans l'impulsion. La figure 64 et la figure 65 détaillent l'évolution de l'écart de gain et de phase entre le début et la fin de l'impulsion, en fonction de la puissance d'entrée. Il est intéressant de voir que les écarts tendent à diminuer lorsque le transistor commence à saturer. Cette tendance, illustrée par la figure 66, s'explique par le fait que le transistor s'échauffe moins : son rendement est meilleur lors qu'il commence à être comprimé. De plus, les écarts en gain et en phase ne sont pas linéaires avec la température de socle.

L'ensemble de ces travaux a montré l'intérêt du modèle électrothermique pour les simulations en impulsion. Néanmoins, notre modèle tend à sous-estimer les effets de la température, notamment sur la valeur du gain.

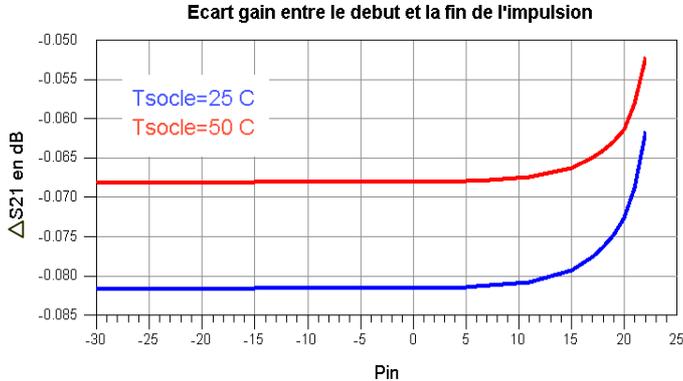


figure 64 : Ecart du gain entre le début et la fin de l'impulsion pour 2 températures de socle

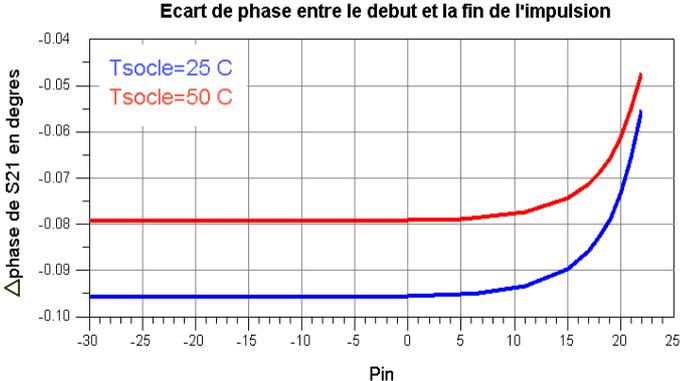


figure 65 : Ecart de la phase entre le début et la fin de l'impulsion pour 2 températures de socle

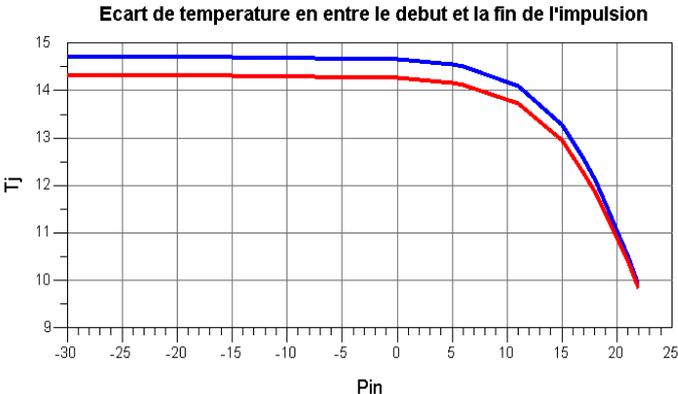


figure 66 : Ecart de la température entre le début et la fin de l'impulsion pour 2 températures de socle



### 3.2.1 Importation de la conception de l'amplificateur de MDS sur ADS

La première étape de ce travail a été d'importer le design du circuit depuis le simulateur MDS à partir duquel l'amplificateur a été conçu, vers le simulateur ADS sur lequel sera effectuée toute la rétro-simulation. Comme la bibliothèque du fondeur est indisponible sur ADS, il a fallu importer l'ensemble des sous-circuits passifs sous la forme de paramètres S définis dans la bande 0-40GHz. Ainsi, les circuits de type étage d'entrée, inter-étage et recombineur de sortie se retrouvent sous la forme de boîtes noires de paramètres S sous ADS. Les modèles de transistors dérivent du modèle électrothermique 1500 $\mu\text{m}$  (décrit précédemment) par les lois d'échelle connues. L'ensemble du circuit représentant l'amplificateur est illustré par la figure 69.

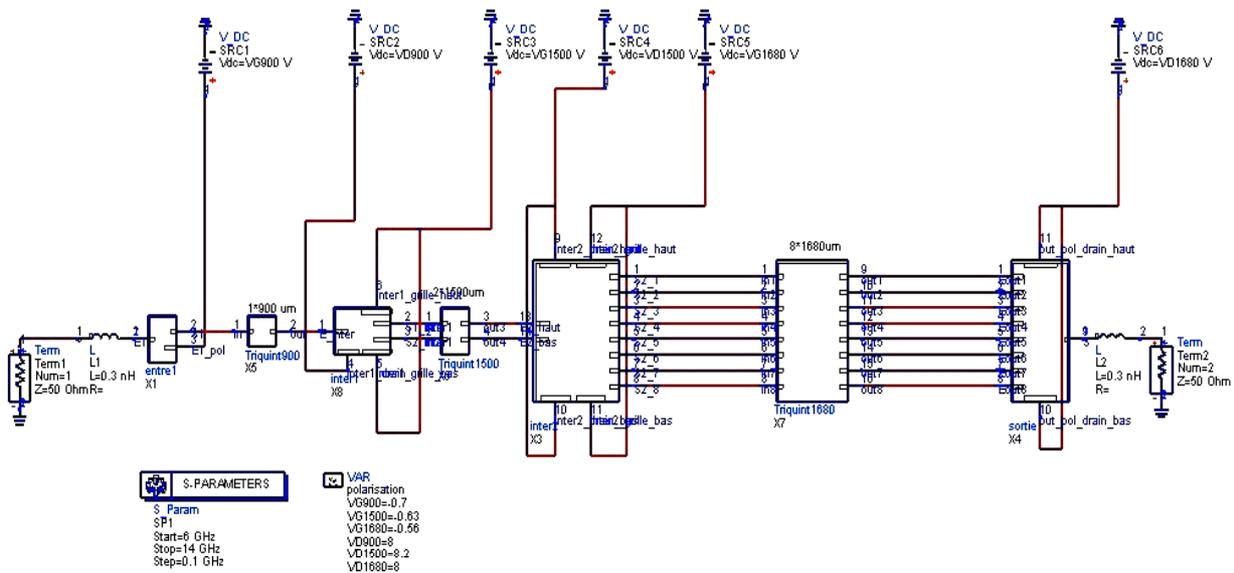


figure 69 : Vue du circuit Blackbart sous forme de boîtes à paramètres S sur ADS

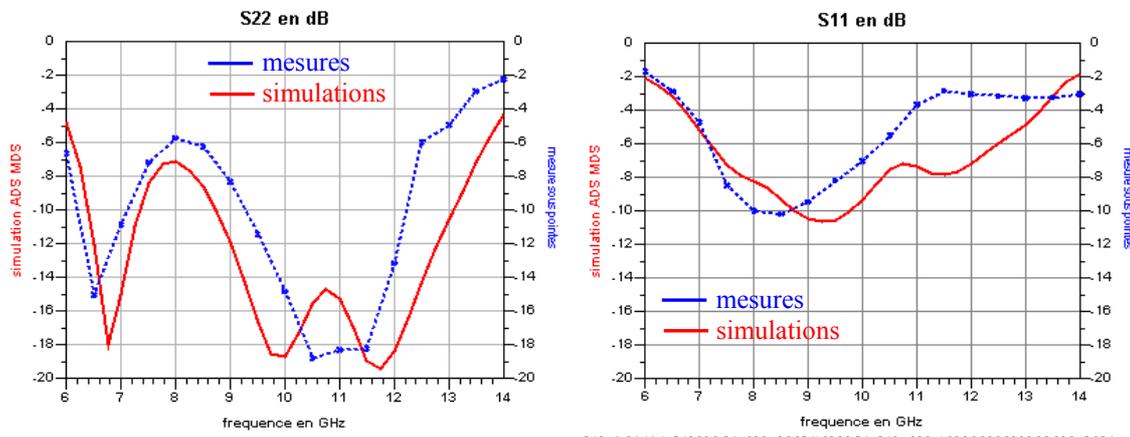
### 3.2.2 Mesures et simulations des paramètres S sous pointes

Les mesures de l'amplificateur de puissance présentées dans cette partie sont issues du marché DGA/DSP/STTC 97348. Le tableau 9 résume les résultats des mesures sous pointes des paramètres S, sous une polarisation de 8V.

	dB(S21)	dB(S11)	dB(S22)
<b>EG1199E BLACKBART</b>	$\geq 26$ & $\leq 30$	$\leq -3.5$	$\leq -8.5$

tableau 9 : Synthèse des résultats de mesures des paramètres S dans la bande 8-12GHz

La figure 70 et la figure 71 fournissent une comparaison simulation-mesure des paramètres S de l'amplificateur. On peut constater une bonne concordance entre les résultats issus de la mesure et les résultats issus de la simulation pour laquelle la température des modèles de transistors est fixée par la polarisation. Néanmoins, on peut remarquer un décalage en fréquence du gain S21 centré à 9GHz en simulation au lieu de 9.5GHz en mesure.



l'amplificateur Blackbart

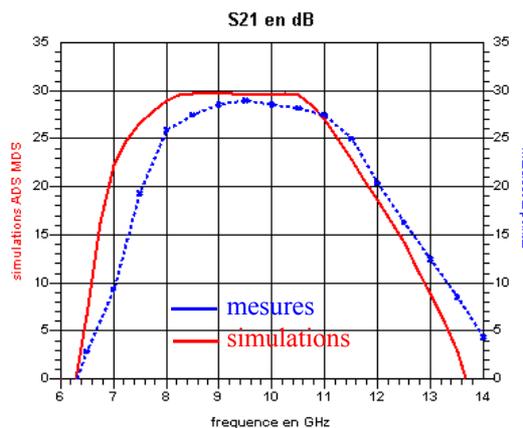


figure 71 : Comparaison des paramètres S11 et S22 entre la mesure et la simulation de l'amplificateur Blackbart

### 3.2.3 Mesures et simulation de l'amplificateur en boîtier

L'ensemble des mesures présentées lors de cette partie a été effectué au CELAR. Le composant placé en boîtier a été mesuré pour deux formes d'impulsion et deux températures de socle. Dans un premier temps, les résultats sur le comportement de l'amplificateur en puissance sont présentés. Puis, ces résultats sont confrontés avec ceux issus de la simulation de l'amplificateur.

#### 3.2.3.1 Mesures des paramètres S de l'amplificateur de puissance

La figure 72 et la figure 73 montrent le comportement du TOS d'entrée et du gain S21 de l'amplificateur, en fonction de la puissance d'entrée. Tout d'abord, le TOS d'entrée varie fortement avec la puissance d'entrée. L'adaptation en entrée de l'amplificateur s'améliore au fur et à mesure que la puissance d'entrée augmente. Ensuite, le gain à bas niveau de 30.5dB dans la bande 9-11GHz est supérieur à celui mesuré sous pointes, ce qui laisse à penser que la polarisation appliquée est différente.

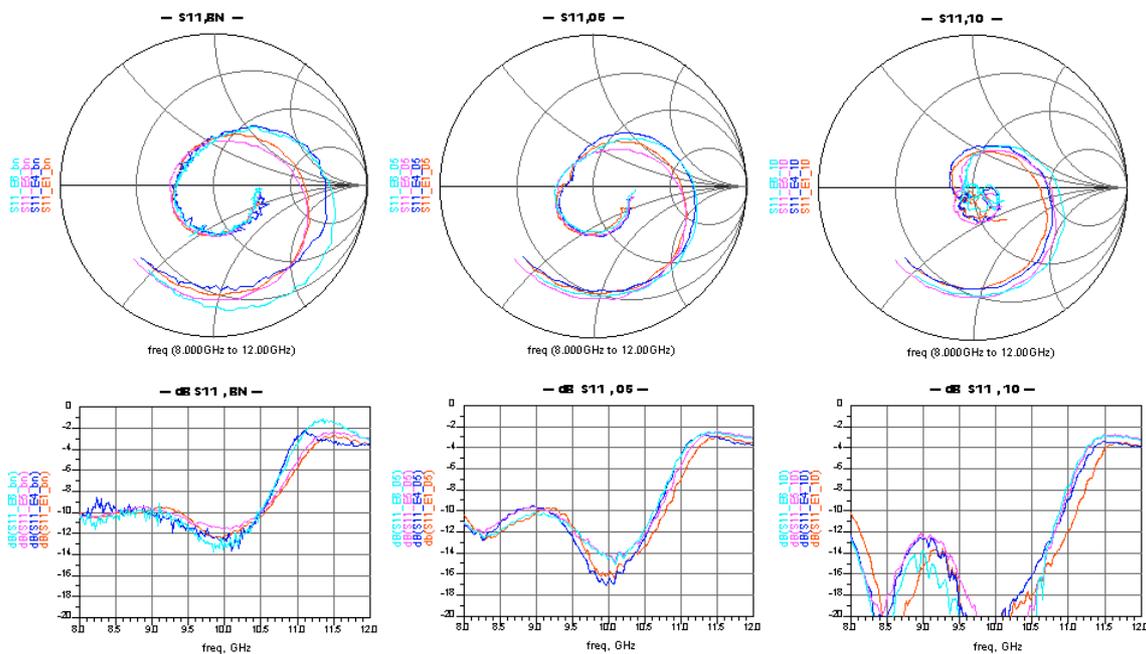


figure 72 : Paramètre S11 mesuré pour 4 boîtiers en fonction de la puissance d'entrée

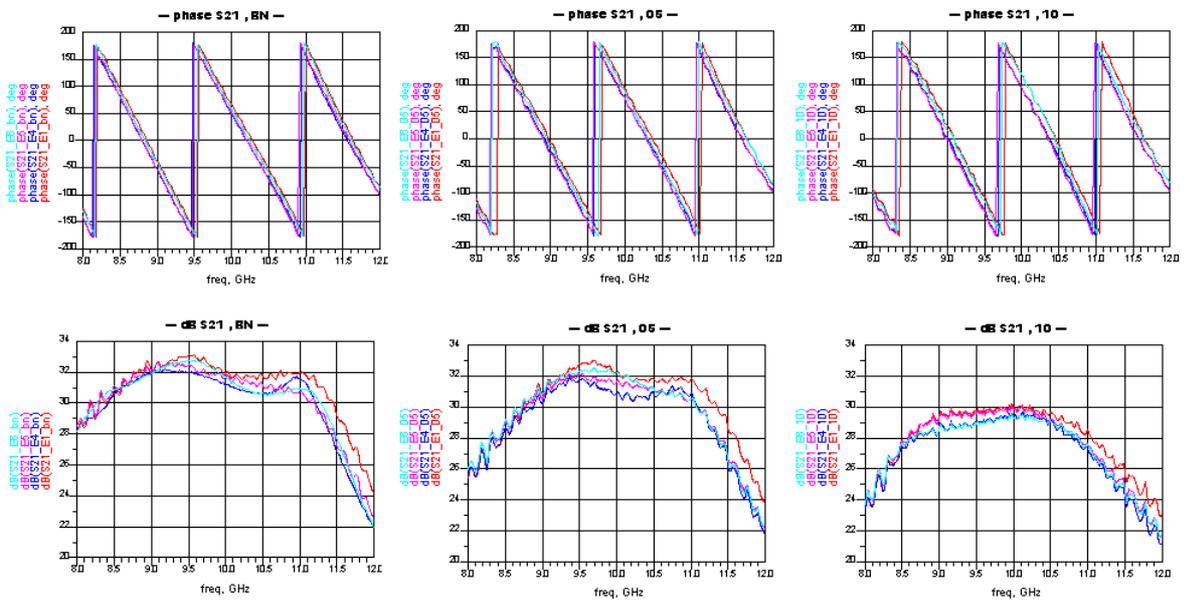


figure 73 : Paramètre S21 mesuré pour 4 boîtiers en fonction de la puissance d'entrée

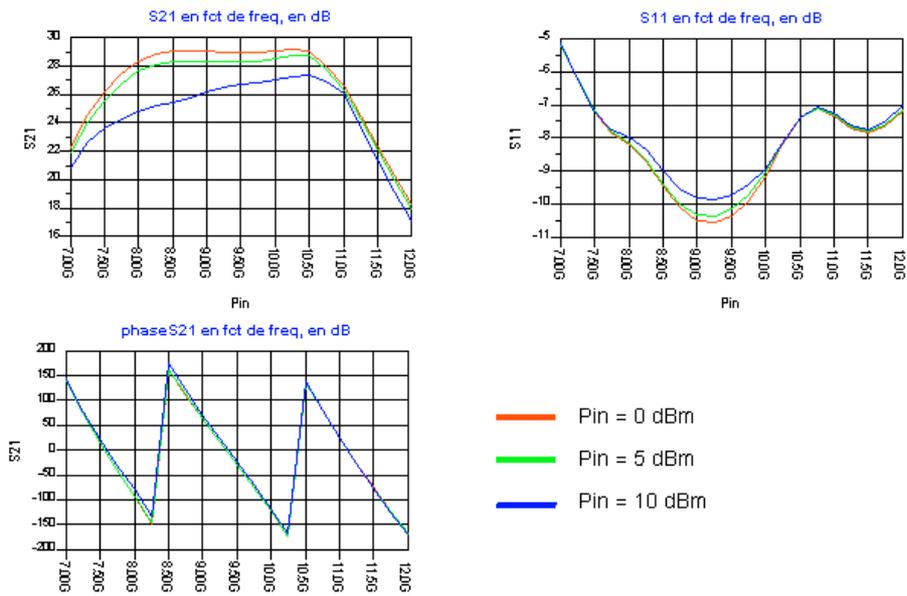


figure 74 : Paramètres S11 et S21 simulés en puissance dans la bande 7-12GHz

### 3.2.3.2 Simulations des paramètres S en régime continu

La figure 74 montre les principales caractéristiques de l'amplificateur simulé en continu. On constate une différence de gain de l'ordre de 2dB entre la simulation et les mesures effectuées (figure 73). Puis, la phase du gain varie plus rapidement en mesure qu'en simulation. Ce phénomène peut être imputé à l'influence du boîtier, boîtier qui n'est que partiellement modélisé en simulation. De plus, la décroissance du TOS d'entrée (figure 72) n'apparaît pas lors de ces simulations.

En conclusion, les problèmes cumulés de changement d'outil de simulations et de modèle de boîtier engendrent des simulations dont les résultats sont assez éloignés de ce qui a pu être mesuré au CELAR. A priori, toute comparaison directe entre mesures et simulations des performances hyperfréquences semble peu significative. Néanmoins, les mesures à deux températures du CELAR permettent d'étudier l'influence de la température seule, en procédant à une étude différentielle en température de fond de boîtier. Il s'agit de soustraire les mesures du rapport  $b_2/a_1$  effectuées à une température  $T_1$  (50°C), avec celles faites à  $T_2$  (23°C). Ainsi, l'ensemble des écarts sera comparé à ceux qui auront été simulés en considérant les mêmes températures de fond de boîtier. Cette étude vise à montrer l'intérêt du modèle électrothermique dans la prise en compte de l'effet de la température sur les performances d'un circuit MMIC.

### 3.2.3.3 Etude de l'influence de la température de socle sur les paramètres S de l'amplificateur

Les mesures seront présentées pour un profil (F03) d'impulsion dont la récurrence de 20kHz est associée à un rapport cyclique de 12.5%. La figure 75 montre les écarts des paramètres S, en fonction de la fréquence fondamentale pour trois boîtiers de test et pour deux températures de socle (valant 23°C puis 50°C). De plus, on considérera deux modes de fonctionnement de l'amplificateur :

- Le régime linéaire défini à -7dBm en puissance d'entrée,
- Le régime saturé (régime normal) défini à 9 ou 10dBm en puissance d'entrée suivant les boîtiers.

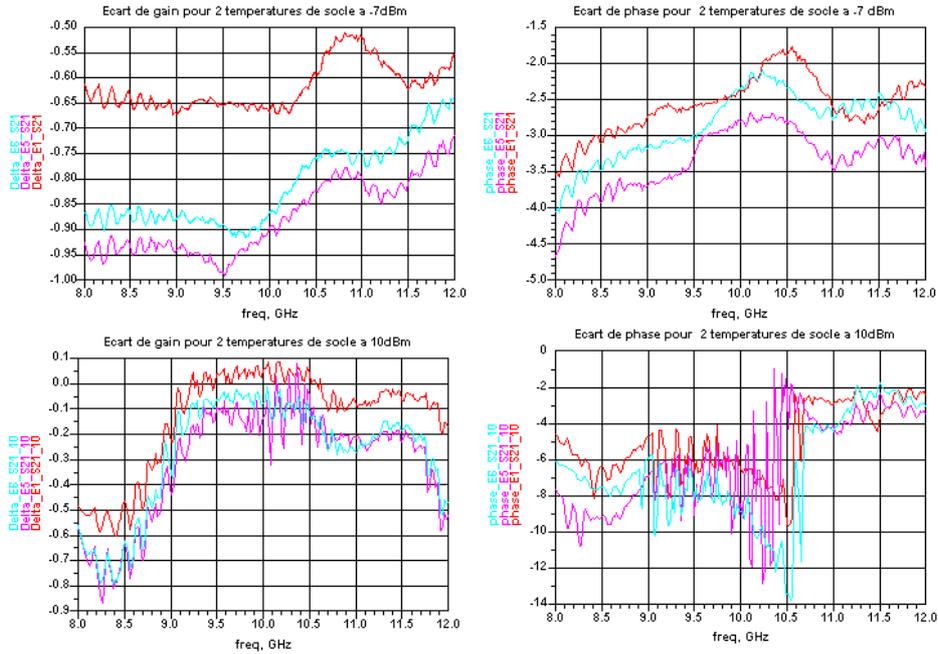


figure 75 : Ecart mesurés du paramètre S21 pour deux températures de socle en régime linéaire (figures du haut) puis en régime saturé (figures du bas)

En régime linéaire, la différence de gain est comprise entre -0.65dB et -0.93dB à 10GHz. Elle correspond à une chute de gain comprise entre  $8.10^{-3}$ dB/°C et  $11.10^{-3}$ dB/°C ; en supposant que l'écart de température de 27°C soit le même pour les transistors appartenant aux différents étages. De même, l'écart de la phase est compris entre -2.5° et -3.5° à 10GHz. En revanche, lorsque l'amplificateur est en régime de saturation, l'écart de gain dû à la différence de la température de socle tend à être nul à partir de 9GHz. Les effets non-linéaires qui ont lieu au sein des transistors tendent à annihiler l'influence de la température sur le gain. Toutefois, en début de bande, l'amplificateur ne doit pas être complètement saturé. Cela explique que les écarts mesurés sont proches des valeurs observées en régime linéaire. En ce qui concerne la phase, les mesures montrent que la température de fond de boîtier influe sur la valeur de la phase du gain.

Par ailleurs, pour le TOS d'entrée, la figure 76 montre que l'influence de la température de socle est très minime en régime linéaire. Malgré l'imprécision des mesures, notamment à 10GHz, il en est de même pour le régime saturé.

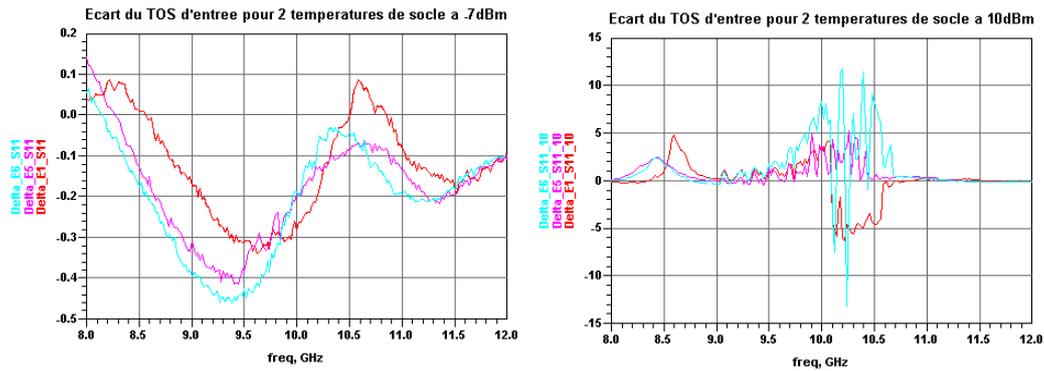


figure 76 : Ecart mesurés du paramètre S11 pour deux températures de socle en régime linéaire (figure de droite) puis en régime saturé (figure de gauche). Simulations de l'amplificateur de puissance

#### 3.2.3.4 Mesures et simulation de conversion AM/AM AM/PM

Dans cette partie les résultats de 4 boîtiers mesurés au CELAR à 9.74GHz seront détaillés, pour un profil d'impulsion F03 et pour deux températures de socle. Les résultats expérimentaux de conversion AM/AM et AM/PM seront comparés à ceux fournis par la simulation sous ADS, dans un premier temps, en absolu (avec les réserves formulées au paragraphe précédent), dans un second temps, sous forme différentielle en étudiant les évolutions sous l'influence de la température de socle. A cette occasion, les modèles électrothermiques seront modifiés afin de mieux simuler la décroissance du gain en température.

La figure 77 fournit les résultats AM/AM des mesures effectuées suivant le profil d'impulsion F03 à 9.74GHz, sur 4 boîtiers de test à deux températures de socle. Les résultats issus des mesures du boîtier E4 ne seront pas pris en compte en raison du défaut du comportement AM/AM à  $T_{\text{socle}}=50^{\circ}\text{C}$ . La figure 78 résume le résultats des mesures AM/PM. L'ensemble de ces mesures sera exploité et comparé aux simulations du modèle de l'amplificateur sur ADS.

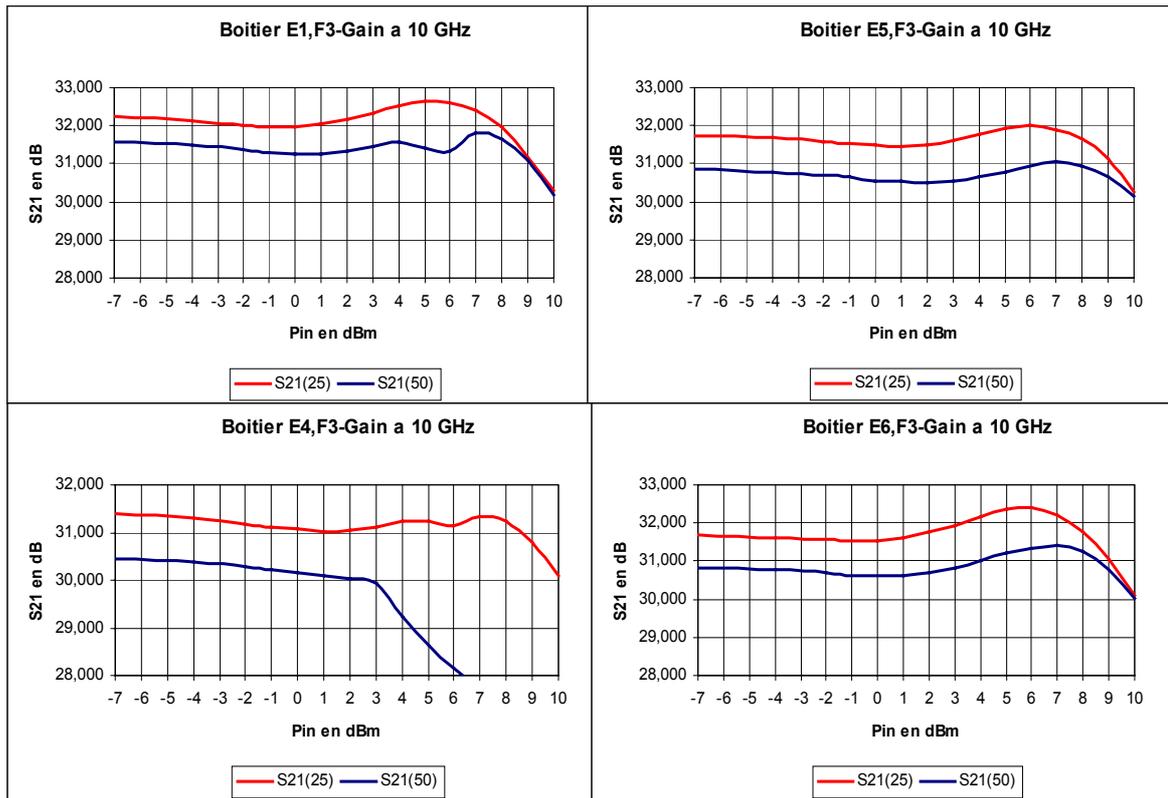


figure 77 : Mesures AM/AM de l'amplificateur Blackbart à 9.74GHz

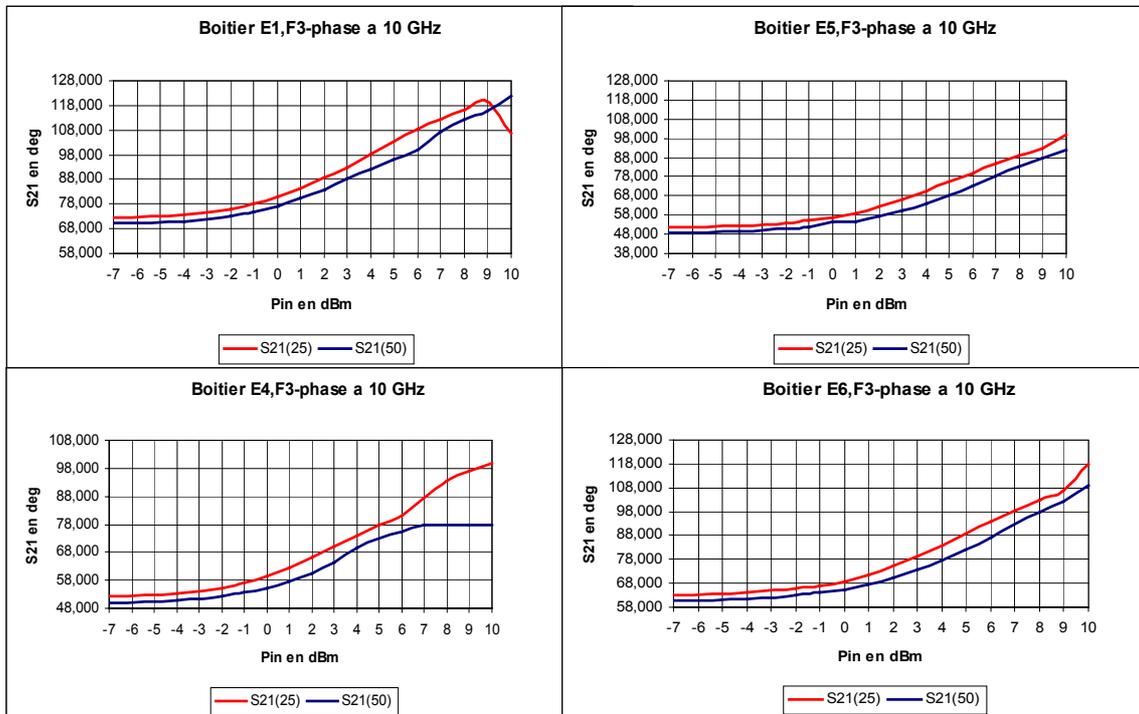


figure 78 : mesures AM/PM pour 4 boitiers à 9.74GHz

Afin de se recaler avec les mesures, la polarisation a été modifiée pour obtenir en simulation un gain bas niveau de l'ordre de 32dB à 25°C de température de fond de boîtier. De plus, les simulations électrothermiques du transistor seul ont montré que l'influence de la température était sous-estimée, notamment en ce qui concerne le gain (3.1.6). Des études complémentaires de modélisation du transistor sont donc nécessaires. Elles concernent, a priori, l'expression de la dépendance thermique de la source de courant intrinsèque  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds}, T)$ . Or, celles-ci n'ont pas pu être menées au cours de cette étude. Nous avons essayé d'intégrer une dépendance thermique de la capacité grille-source. Ce choix est un simple artefact et permet d'ajuster facilement la décroissance du gain vis-à-vis de la température à  $-0.015\text{dB}/^\circ\text{C}$ . Après modification, l'expression de la charge  $Q_{gs}$  est de la forme :

$$(74) \quad Q_{gs}(V_d, T) = Q(V_d) * (1 - 0.0022(T - T_c))$$

On retrouve ce type de modélisation de la capacité grille-source dans certains modèles de FET, tels que ceux de Curtice par exemple [49].

La figure 79 et le tableau 10 représentent respectivement les courbes simulées AM/AM, AM/PM et une comparaison directe des mesures avec les simulations sous ADS en transitoire d'enveloppe, définies pour le même profil d'impulsion(i.e. F03).

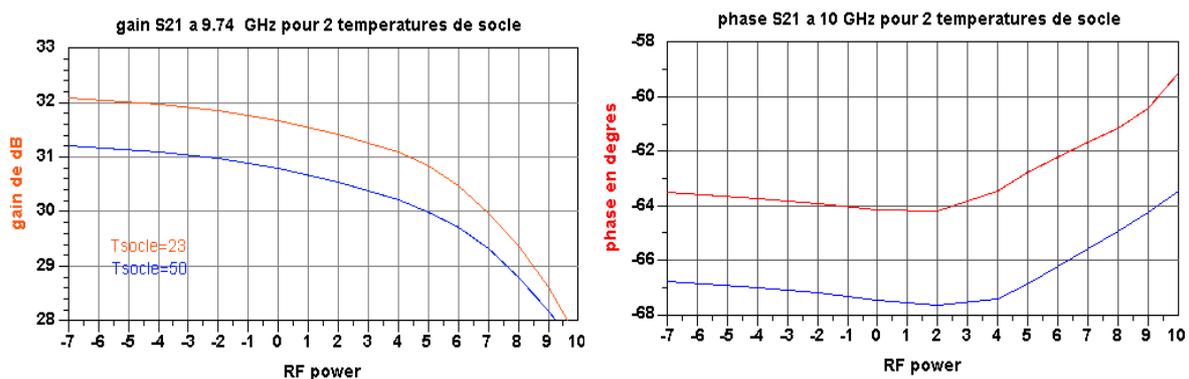


figure 79 : Courbes AM/AM et AM/PM de l'amplificateur Blackbart

<i>PARAMETRES S à T<sub>soCLE</sub>= 23 °C</i>			<i>PARAMETRES S à T<sub>soCLE</sub>= 50 °C</i>		
	<i>MESURES CELAR</i>	<i>SIMULATIONS TAS</i>		<i>MESURES CELAR</i>	<i>SIMULATIONS TAS</i>
<i>GAIN -7dBm</i>	<i>31.7 - 32.2 dB</i>	<i>32.2 dB</i>	<i>GAIN à 7dBm</i>	<i>30.8 – 31.6 dB</i>	<i>31.2 dB</i>
<i>GAIN 10dBm</i>	<i>30 – 30.2 dB</i>	<i>27.5 dB</i>	<i>GAIN 10dBm</i>	<i>30 – 30.2 dB</i>	<i>27.5 dB</i>
<i>PHASE -7dBm</i>	<i>48° - 73°</i>	<i>248°</i>	<i>PHASE -7dBm</i>	<i>45° - 70°</i>	<i>244°</i>
<i>PHASE 10dBm</i>	<i>100° - 128°</i>	<i>251°</i>	<i>PHASE 10dBm</i>	<i>90° - 108°</i>	<i>246°</i>

tableau 10 : Comparaison modèle-simulation du gain S21 à 9.74GHz

La valeur du gain bas niveau est bien restituée. En revanche, l'expansion de gain n'est pas simulée et l'amplificateur tend à saturer plus rapidement en simulation. En effet, il existe un écart de l'ordre de -2.5dB sur le gain, à 10dBm de puissance disponible en entrée. En ce qui concerne la phase du gain, le comportement mesuré n'est pas du tout conforme à celui simulé sous ADS. La variation de la phase du régime linéaire au régime saturé, est de l'ordre de 50° en mesure, alors que la simulation montre une variation de 3° seulement. Ce comportement reste complexe à expliquer. Par conséquent, la comparaison directe entre la mesure et simulation est peu exploitable. Nous avons donc procédé à une étude différentielle en fonction de la température de socle.

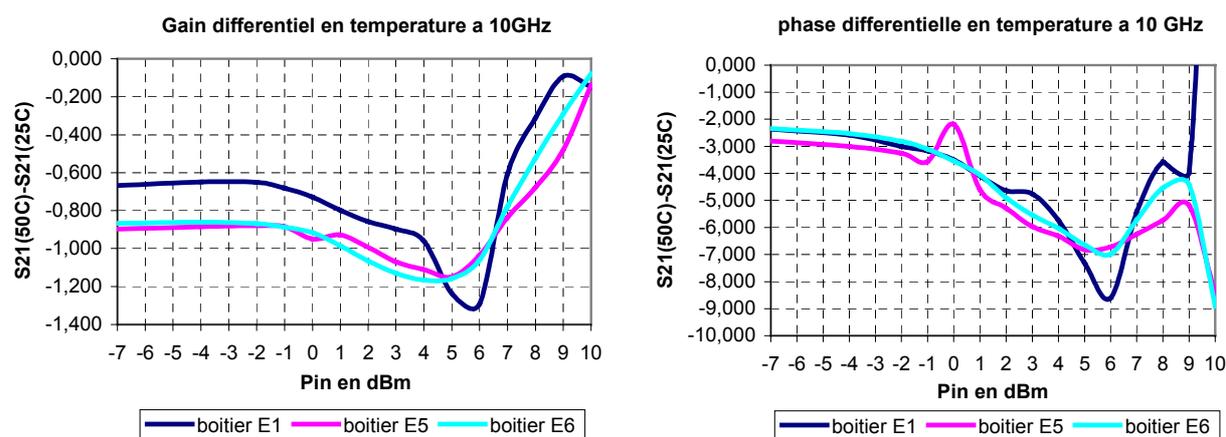


figure 80 : Gain et phase différentiels mesurés pour  $\Delta T_{\text{soCLE}} = 27^\circ\text{C}$

Il s'agit d'évaluer la différence entre les courbes AM/AM et AM/PM, à  $T_{\text{socle}}=50^{\circ}\text{C}$  et  $T_{\text{socle}}=23^{\circ}\text{C}$ . La différence de température de socle est notée  $\Delta T_{\text{socle}}$ . La figure 80 illustre les écarts des mesures du gain et de la phase liés à  $\Delta T_{\text{socle}}$ . De la même manière, la figure 81 résume les résultats obtenus en simulation.

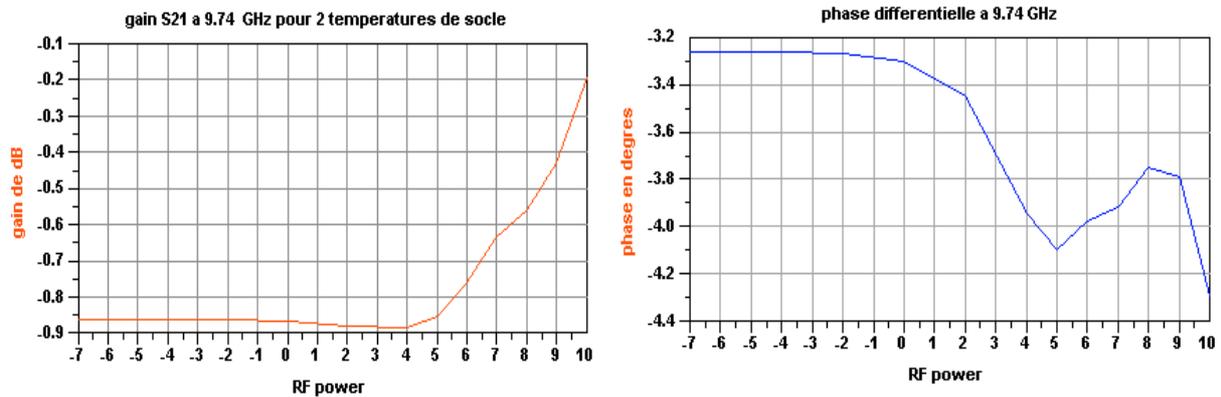


figure 81 : Gain et phase différentiels simulés pour  $\Delta T_{\text{socle}} = 27^{\circ}\text{C}$

<i>Influence de <math>\Delta T_{\text{socle}} = 27^{\circ}\text{C}</math></i>		
	<i>MESURES CELAR</i>	<i>SIMULATIONS TAS</i>
<i><math>\Delta GAIN</math> à <math>-7\text{dBm}</math></i>	<i>-0.7 à -0.9 dB</i>	<i>-0.85 dB</i>
<i><math>\Delta GAIN</math> à <math>10\text{dBm}</math></i>	<i>0 à -0.2 dB</i>	<i>~0 dB</i>
<i><math>\Delta PHASE</math> à <math>-7\text{dBm}</math></i>	<i>-2.5°</i>	<i>-3.4°</i>
<i><math>\Delta PHASE</math> à <math>10\text{dBm}</math></i>	<i>-6° à -4°</i>	<i>-4.3°</i>

tableau 11 : Résultats globaux de comparaison mesures-simulations de l'influence de la température de socle

Les résultats du tableau 11 démontrent la bonne concordance des résultats, notamment à bas niveau pour le module et la phase. D'abord, la valeur de la décroissance du module du gain simulée en température est identique à celle fournie par la mesure. En revanche, pour un  $\Delta T_{\text{socle}} = 27^{\circ}\text{C}$  et jusqu'à  $P_{\text{in}} = 5\text{dBm}$ , il existe une décroissance de l'écart de gain en mesure qui n'est pas observée en simulation. Ce phénomène doit être attribué à l'existence de l'expansion de gain en mesure. Par ailleurs, on observe qu'en régime saturé, la température de

soCLE a peu d'influence sur la valeur du niveau de saturation. En effet, l'écart du module du gain en simulation et en mesure tend à être nul. En ce qui concerne la phase, les résultats entre les mesures et les simulations sont cohérentes à bas niveau (-7dBm) et en régime de saturation (9dBm). Néanmoins, les variations de phase simulées sont moins marquées que celles observées en mesure.

Globalement, les résultats montrent la capacité du modèle électrothermique à prendre en compte l'influence de la température sur les performances RF de l'amplificateur de puissance. D'autres mesures complémentaires avec des écarts de température de socle plus importants auraient permis de mieux caractériser l'effet thermique et de conforter ces dernières conclusions.

### 3.2.3.5 Etude de la dérive de gain et de la rotation de phase dans l'impulsion

Cette étude permet de montrer la capacité du modèle électrothermique à tenir compte des effets thermiques en transitoire sur le gain par comparaison entre mesures simulations.

Les mesures présentées correspondent toujours au profil d'impulsion F03 à 9.74GHz à deux températures de socle et elles concernent deux régimes de fonctionnement distincts :

- Le régime linéaire (Pin= -7dBm),
- Le régime de saturation (Pin= 10dBm).

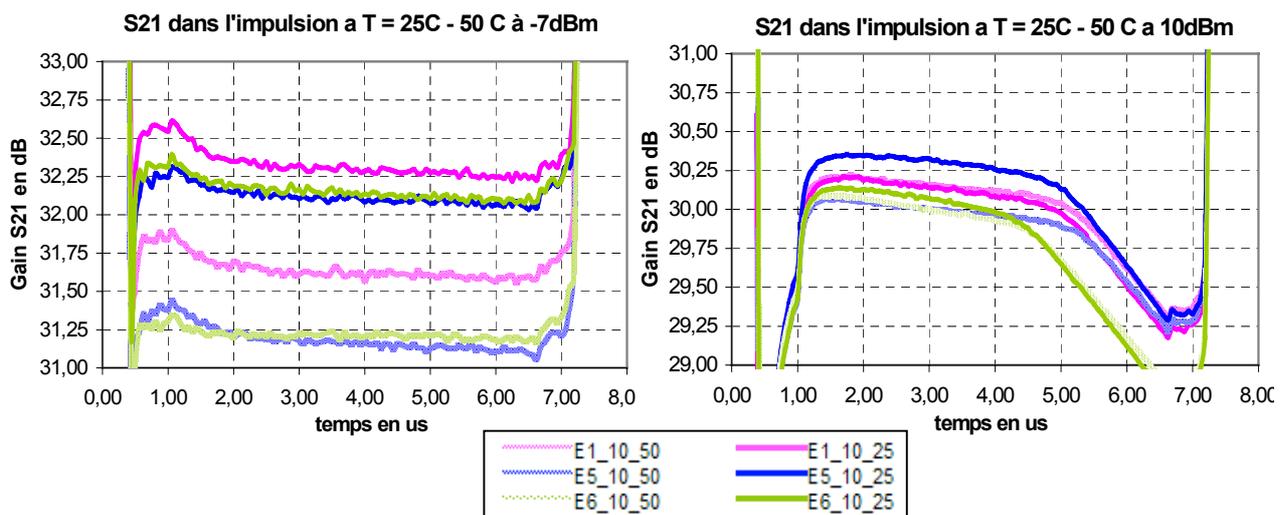


figure 82 : Profils du module de S21 à bas niveau (à gauche) et en saturation (à droite)

La figure 82 montre l'évolution temporelle du module du gain dans l'impulsion, pour les deux régimes de fonctionnement de l'amplificateur. A bas niveau, la décroissance du module de S21 est de l'ordre de -0.3dB entre le début de l'impulsion et la fin de celle-ci. Ce comportement est causé par l'échauffement des transistors lors de leur mise en action. De plus, on constate que l'essentiel de la décroissance s'effectue dans la première microseconde. Cette évolution est caractéristique de l'échauffement du transistor, comme le confirme la figure 83, où 90% de la valeur finale de la température sont atteints dans le même temps.

En revanche, en régime de saturation, aucun effet thermique n'est constaté dans l'impulsion. Comme il a été montré précédemment, les profils du module de S21 tendent à se confondre. Ceci confirme que l'impact de la température sur le niveau de saturation est faible, d'autant plus, que le rendement, en régime de saturation, est élevé. Par conséquent, l'élévation de la température de canal est plus faible qu'à bas niveau, comme le montre la figure 83. Enfin, notons que la décroissance subite du gain en fin d'impulsion reste inexplicable.

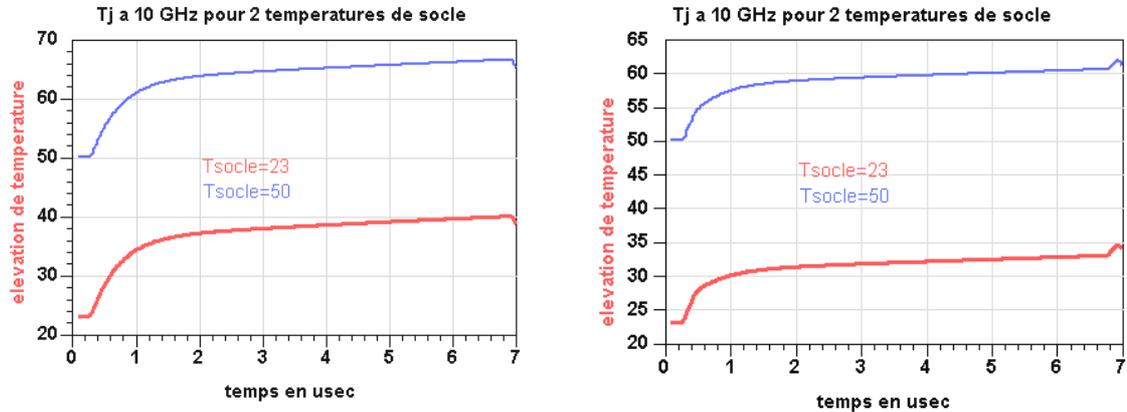


figure 83 : Elévation simulée de la température en régime linéaire (à gauche) et en saturation (à droite)

Les résultats de la figure 84, fournis par la simulation, sont cohérents avec ceux de la mesure, notamment à bas niveau. En régime de saturation, il y a peu de dérive du module du gain, comme en mesure.

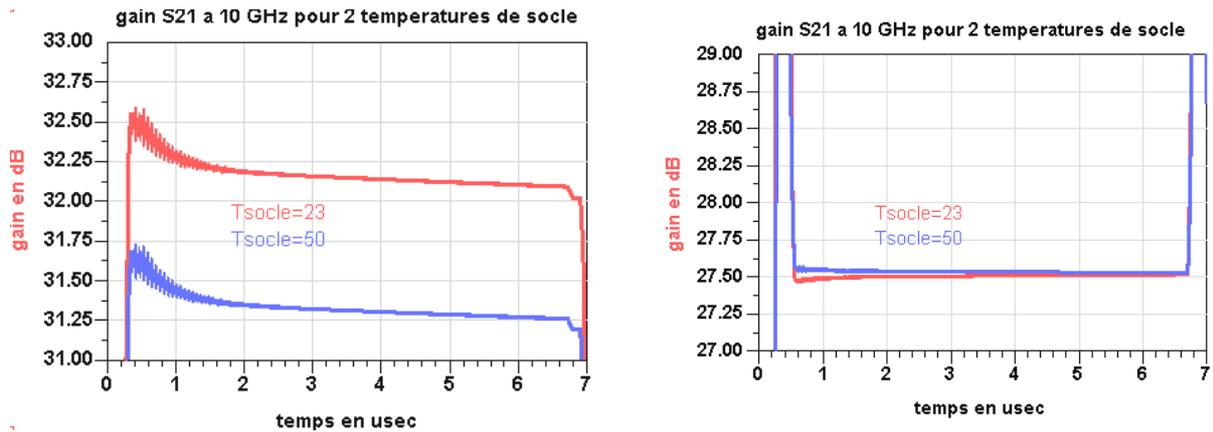


figure 84 : Dérive du module de S21 en régime linéaire (à gauche) et en régime de saturation (à droite)

La figure 85 montre le comportement de la phase dans l'impulsion, pour les deux types de fonctionnement du dispositif. En régime linéaire, la rotation de phase augmente ( $+3^\circ$ ), mais ce phénomène n'est pas d'origine thermique. En effet, l'augmentation de la température du dispositif provoque une diminution de la valeur de la phase, comme l'ont montré les mesures en différentielle (figure 80). D'autre part, en régime saturé, la rotation de phase est d'origine partiellement thermique, au vue de la décroissance rapide lors de la première microseconde. En revanche, l'augmentation de la phase en fin d'impulsion est sans doute causée par la dégradation du gain visible sur la figure 82.

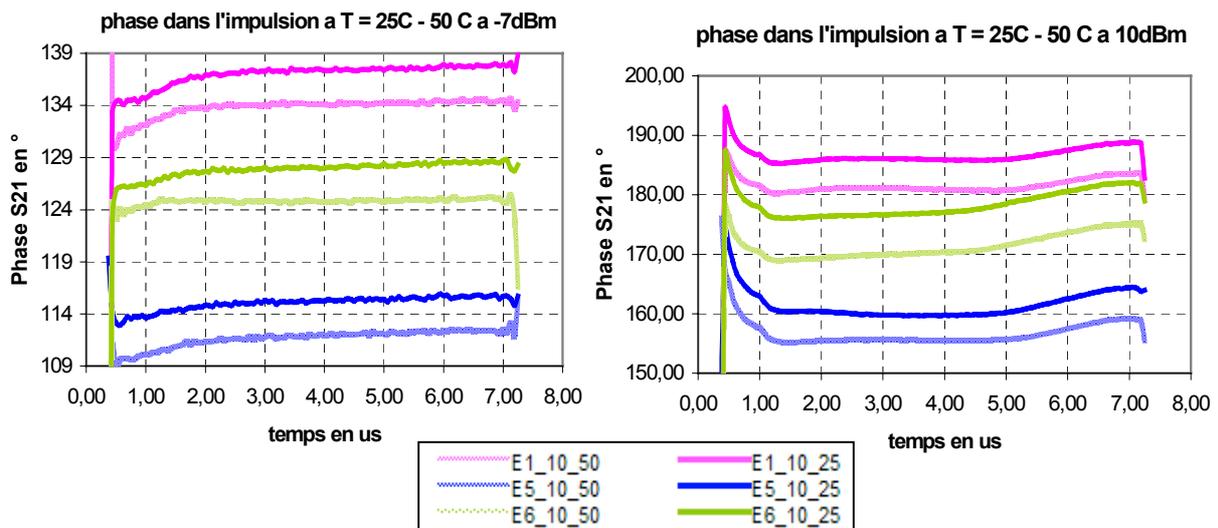


figure 85 : Profils de la phase de S21 à bas niveau (à gauche) et en régime de saturation (à droite)

En simulation (figure 86), la rotation de phase est prise en compte mais reste sous-estimée par rapport aux mesures en régime de saturation. A bas niveau, les mesures ont montré qu'elles n'étaient pas exploitables. Finalement, l'ensemble des résultats est résumé dans le tableau 12. La comparaison entre mesures et simulations des profils de S21 en impulsion n'est pas aisée pour valider entièrement la modélisation électrothermique des transistors de puissances. Néanmoins, les premiers résultats montrent la capacité du modèle à rendre compte de l'influence de la température en transitoire.

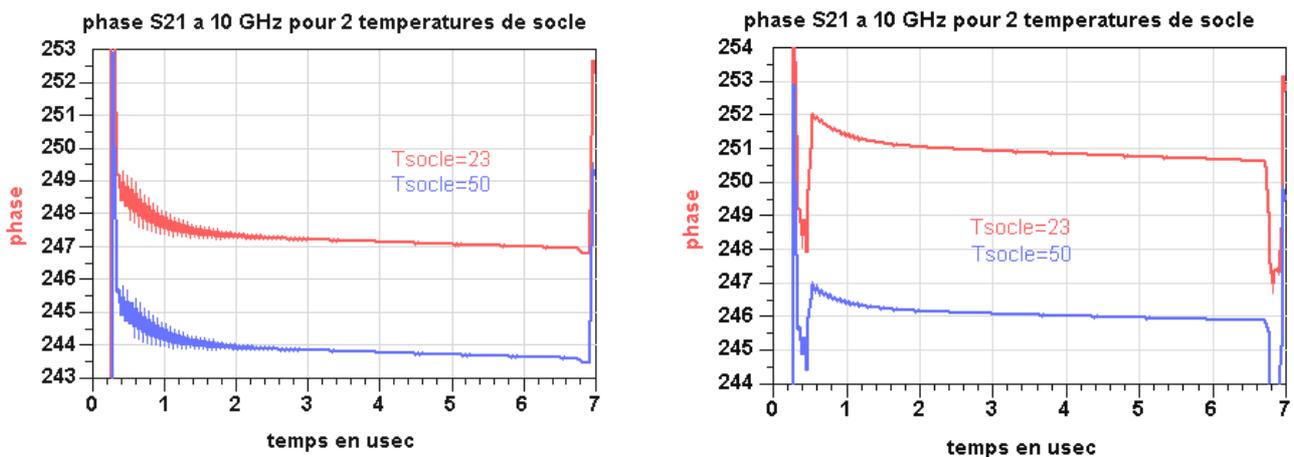


figure 86 : Rotation de la phase de S21 en régime linéaire (à gauche) et en régime de saturation (à droite)

<b>ROTATION dans l'impulsion</b> <b>T<sub>socle</sub>= 23 °C ou T<sub>socle</sub>= 50 °C</b>		
	<b>MESURES CELAR</b>	<b>SIMULATIONS TAS</b>
<b>GAIN à -7 dBm</b>	<b>-0.3 dB</b>	<b>-0.4 dB</b>
<b>GAIN à 10 dBm</b>	<b>~ 0dB (?)</b>	<b>~ 0dB</b>
<b>PHASE à -7 dBm</b>	<b>+3° (?)</b>	<b>-2°</b>
<b>PHASE à 10 dBm</b>	<b>-10°</b>	<b>-1°</b>

tableau 12 : Principaux résultats de la comparaison simulations-mesures de l'amplificateur Blackbart à 9.74Ghz

## Conclusion

L'intégration du modèle thermique par double réduction à un modèle électrique non-linéaire, aboutit à un modèle apte à prendre en compte la dynamique des phénomènes thermiques. Le modèle non-linéaire est basé sur un schéma équivalent dont les paramètres ont été mesurés pour plusieurs états thermiques. Par ailleurs, celui-ci est facilement associé au modèle thermique réduit, déduit de la double réduction. Les simulations ont montré que le modèle global reste stable et rapide dans un environnement de CAO. Néanmoins, l'impact de la température est encore sous-estimé. Des améliorations sur la dépendance thermique des paramètres électriques (source de courant  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds}, T)$  par exemple) doivent être encore apportées.

Par conséquent, en vue de simuler un amplificateur complet qui tienne compte de l'influence des effets thermiques, nous avons été contraints de modifier les modèles de transistor. Il s'agissait d'améliorer l'impact de la température sur les caractéristiques hyperfréquences. Dans notre cas, nous avons intégré une dépendance thermique - empirique - de la capacité  $C_{gs}$  afin d'améliorer la décroissance du gain avec la température, sans bouleverser le fonctionnement en continu du transistor.

Les rétro-simulations de l'amplificateur ont montré une bonne cohérence, notamment dans la modélisation de l'influence de la température sur le comportement du gain hyperfréquence en transitoire. Le modèle électrothermique a été principalement validé par une analyse différentielle des mesures à différentes températures de boîtier, ainsi que par une analyse temporelle.

En définitive, cette étude montre la nécessité d'affiner la caractérisation des paramètres électriques du modèle non-linéaire, en fonction de la température. Elle montre l'intérêt de la méthode de modélisation thermique par double réduction qui offre aux concepteurs un outil opérationnel et complet pour appréhender au mieux l'influence de la température d'un composant de puissance.



## 4 MODELISATION THERMIQUE NON-LINEAIRE



# Introduction

Précédemment nous avons traité de l'application des modèles thermiques linéaires dans le cadre des simulations électrothermiques. Or, les circuits intégrés de puissance sont généralement constitués de matériaux Si, d'AsGa ou de GaN dont la conductivité thermique  $K(T)$  (W/m.K) suit une loi en  $T^{-\alpha}$  ( $\alpha > 0$ ). Par conséquent, la conductivité thermique  $K(T)$  de ces matériaux décroît avec la température entraînant ainsi une augmentation de la résistance thermique ( $\sim K^{-1}(T)$ ) du dispositif intégré. Cette dépendance thermique doit être prise en compte lors de l'analyse thermique des circuits, ce qui nécessite la résolution de l'équation non-linéaire de la chaleur. Pour illustrer ce propos, considérons l'exemple de modèles réduits thermiques linéaires déduits de la méthode de la "double réduction" à partir d'un modèle à éléments finis (figure 87). Ces modèles linéaires sont définis pour différentes valeurs de conductivité thermique qui correspondent aux valeurs de températures de références (notées  $T_{ref}$ ) répertoriés sur tableau 13. Cette température de référence correspond le plus souvent à la température ambiante, ou la température de fond de puce.

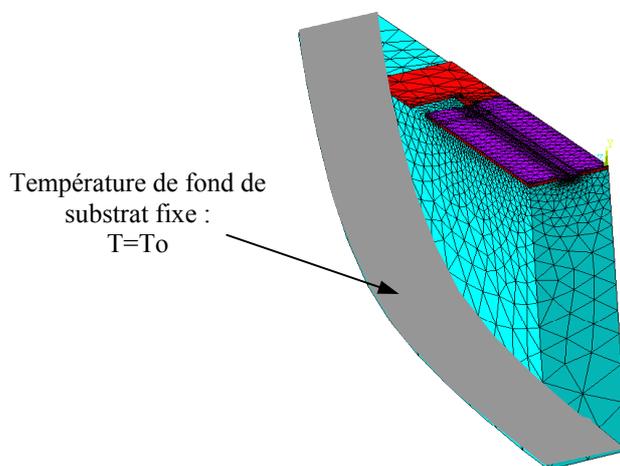


figure 87 : Modèle en éléments finis (8500 nœuds) d'un doigt de transistor sur ANSYS

	Modèle réduit 1	Modèle réduit 2	Modèle réduit 3
$T_{ref}$ en °C	20	100	200
$K_{AsGa}(T_{ref})$ en W/m.K	45.3	33.5	24.9

tableau 13 : valeurs des températures de référence  $T_{ref}$  et des conductivités thermiques associées lors de la réduction du modèle élément finis par la méthode de la "double réduction"

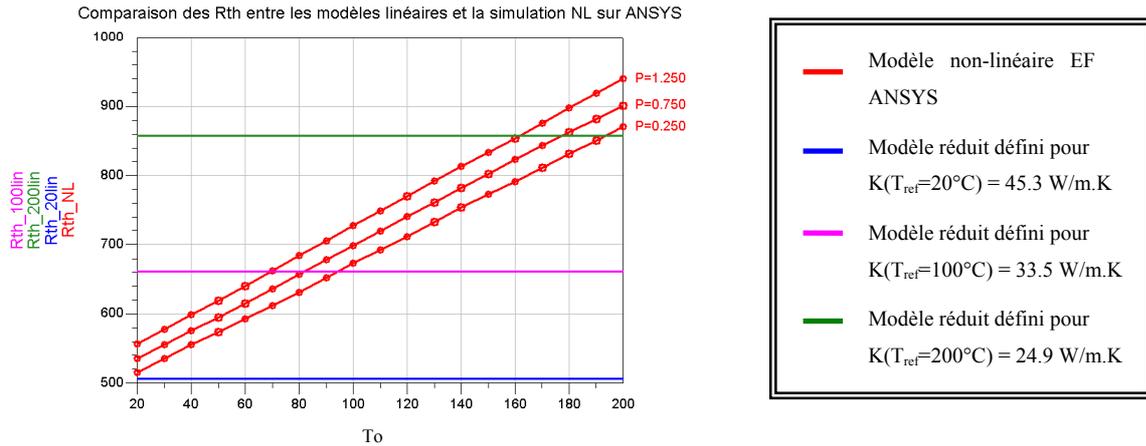


figure 88 : Comparaison entre les résistances thermiques ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) du modèle EF non-linéaire avec celles des 3 modèles réduits linéaires en fonction de la température  $T_o$  imposée en fond de substrat et de la puissance dissipée (normalisée à 86mW)

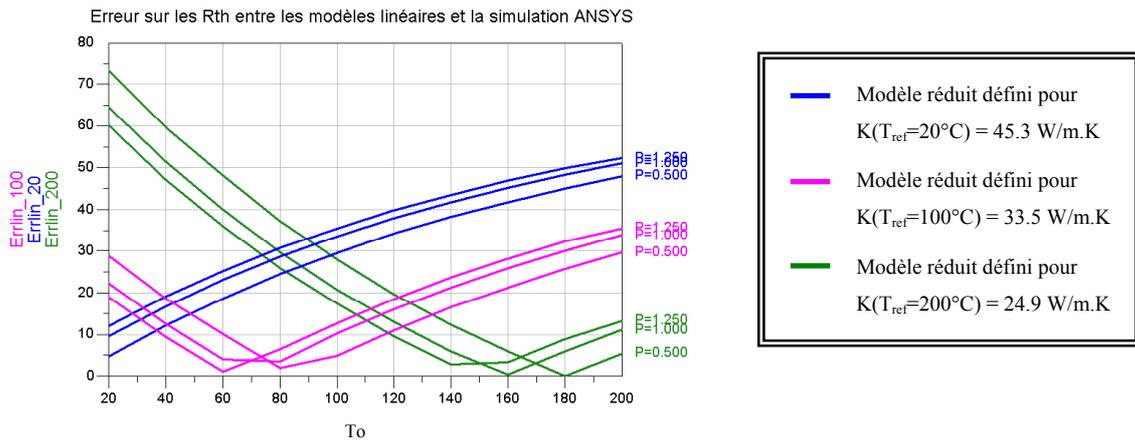


figure 89 : Erreur relative en % des résistances thermiques réduites par rapport à celle déduite des simulations non-linéaires sur ANSYS en fonction de la température  $T_o$  imposée en fond de substrat et de la puissance dissipée (normalisé à 86mW)

La figure 88 confronte les valeurs des résistances thermiques des trois modèles linéaires avec celles déduites des simulations numériques non-linéaires sur ANSYS. On observe que l'erreur relative des valeurs des résistances thermiques linéaires vis à vis de celles calculées par ANSYS (figure 89) augmente lorsque :

- La valeur de la température  $T_0$  imposée en fond de substrat s'éloigne de  $T_{ref}$  : température de référence lors de la génération des différents modèles réduits linéaires,
- La puissance dissipée au sein de la structure augmente.

Cet exemple montre la nécessité de modéliser les effets de la température sur la valeur de la résistance thermique des circuits intégrés afin d'obtenir une modélisation thermique plus précise.

De manière générale, les techniques numériques de résolution (méthodes des différences finies, méthodes des éléments finis, etc.) permettent d'obtenir directement les solutions de l'équation de la chaleur non-linéaire. Toutefois, les contraintes de temps de calcul et de capacité de mémoire subsistent, d'autant plus que l'analyse précise de larges structures (transistor, amplificateur etc.) nécessite une résolution tridimensionnelle du modèle. Pour s'affranchir de ce type d'analyse, la transformation dite de Kirchhoff est une alternative largement employée pour l'analyse ([50] [51] [52]) ou la modélisation ([53] [54]) thermique de circuits. En effet, cette transformation permet de convertir l'équation non-linéaire de la chaleur en une équation linéaire dont la résolution est bien plus aisée. Ainsi, les solutions de cette dernière suffisent à générer les solutions du problème initial (non-linéaire) en appliquant la transformation inverse.

- En régime stabilisé et sous des conditions aux limites classiques (i.e. température de fond uniforme), la transformation inverse de Kirchhoff permet de convertir la température (dite apparente) calculée pour une structure linéaire homogène (dont la conductivité thermique est indépendante de la température) en une température non-linéaire. Celle-ci correspond au cas réel où la conductivité thermique de cette même structure (non-linéaire) présente une dépendance vis-à-vis de la température. Par ailleurs, l'application de la transformation de Kirchhoff permet de traiter le cas de structures hétérogènes [55] composées de plusieurs couches de matériaux homogènes de conductivités thermiques distinctes et non-linéaires (ce qui correspond à des

configurations plus réalistes). Certes, l'emploi de cette méthode introduit une erreur sur l'élévation de la température, mais elle reste néanmoins acceptable dans la plupart des configurations à étudier.

- En régime transitoire, la conversion de l'équation non-linéaire de la chaleur en une équation linéaire par la transformée de Kirchhoff est en principe insuffisante. Une méthode complète nécessiterait une seconde transformation [57] de la variable temps afin d'obtenir l'équation de la chaleur complètement linéarisée. Néanmoins, sous une certaine approximation - qui sera introduite ultérieurement - l'application simple de la transformation de Kirchhoff permet d'obtenir des solutions convenables en régime transitoire.

En définitive, l'application de la transformation de Kirchhoff se révélera être une bonne alternative pour la prise en compte de la non-linéarité thermique des matériaux. Dans un premier temps nous verrons donc plus en détail les propriétés de cette transformation. Ensuite, nous montrerons comment l'association de cette dernière avec les modèles thermiques réduits issus de la double réduction permet d'obtenir des modèles thermiques réduits non-linéaires efficaces. Ainsi, deux cas seront abordés :

- Tout d'abord, l'exemple d'une structure homogène simple permettra de décrire la méthodologie suivie pour coupler les modèles thermiques réduits linéaires avec la transformation de Kirchhoff.
- Ensuite, la modélisation thermique non-linéaire d'une structure complexe permettra de valider cette méthode en confrontant les résultats du modèle réduit non-linéaire à ceux fournis par l'analyse numérique de cette même structure par le simulateur ANSYS.

## 4.1 Présentation théorique de la transformation de Kirchhoff

Cette partie traite de l'application de la transformation de Kirchhoff [58] pour la résolution des équations non-linéaires de la chaleur. L'emploi de cette transformation permet d'obtenir les températures solutions d'un problème non-linéaire à partir des solutions fournies par la résolution du problème linéaire. Néanmoins, l'utilisation de cette méthode concerne uniquement le traitement des problèmes en conduction pure.

La théorie de la transformation de Kirchhoff sera exposée en considérant deux exemples :

- L'étude statique d'une structure homogène,
- L'étude statique et temporelle d'une structure hétérogène correspondant à des configurations plus réalistes.

### 4.1.1 Cas d'une structure homogène

La figure 90 représente un matériau semi-conducteur homogène soumis à une source dissipatrice de chaleur. Ce matériau est fixé à un dissipateur thermique parfait (i.e. de conductivité infinie) qui impose une température  $T_0$  constante sur sa surface inférieure.

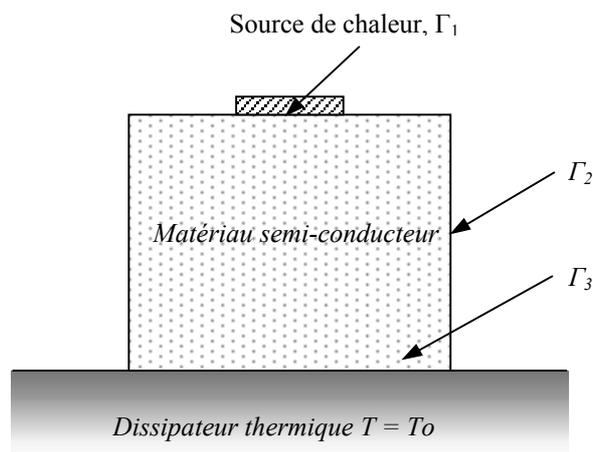


figure 90 : Structure homogène "idéale" soumise à une source de chaleur et fixée à un dissipateur thermique maintenant une température fixe ( $T_0$ ) à l'interface

En régime statique, la distribution de la température  $T$  est obtenue par la résolution de l'équation de la chaleur (75) non-linéaire en tenant compte des conditions aux limites:

$$(75) \quad \nabla \cdot (K(T) \cdot \nabla T) = -g$$

Le terme  $g$  représente la densité de puissance dissipée (par effet Joules) par la source de chaleur. Les conditions aux limites sont les conditions de :

- Neumann (inhomogène) sur la surface  $\Gamma_1$  contenant la source de chaleur,
- Neumann (homogène) sur la surface  $\Gamma_2$  (parois adiabatiques),
- Dirichlet sur la surface  $\Gamma_3$ , où  $T(\Gamma_3) = T_0$ .

L'équation (75) est linéarisée par la transformation de la variable température  $T$  en une température apparente  $\theta$  par la relation :

$$(76) \quad \theta = T_0 + \frac{1}{K_0} \int_{T_0}^T K(T') \cdot dT'$$

$K_0$  est la conductivité thermique du matériau prise pour  $T=T_0$  soit  $K_0=K(T_0)$ . En multipliant par  $K_0$  le gradient de la relation (76), il vient :

$$(77) \quad K_0 \cdot \nabla \theta = K(T) \cdot \nabla T$$

La divergence de la relation (77) conduit à :

$$(78) \quad K_0 \cdot \nabla^2 \theta = \nabla \cdot (K(T) \cdot \nabla T) = -g$$

Finalement, la transformation de Kirchhoff convertit le problème non-linéaire défini par l'équation (75) en un problème équivalent (78) caractérisé par :

- Une température apparente  $\theta$ ,
- Une conductivité  $K(T)=K_0=\text{constante}$ .

En comparant le problème équivalent linéaire ( $\theta, K_0$ ) avec le problème réel non-linéaire ( $T, K(T)$ ), on constate que la transformation de Kirchhoff conserve les conditions aux limites du problème réel. En effet :

- T et  $\theta$  possèdent la même valeur  $T_0$  sur la surface  $\Gamma_3$  (condition de Dirichlet) en posant  $T=T_0$  dans la relation (76)
- T et  $\theta$  produisent le même flux de chaleur en tout point du matériau (relation(77)), donc les conditions de Neumann (sur  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$ ) sont aussi linéarisées par la transformée de Kirchhoff.

Enfin, au regard de la relation (78),  $\theta$  satisfait à l'équation de la chaleur linéaire tandis que T n'y satisfait pas. Ainsi, la détermination de T s'effectue simplement en deux étapes. D'abord, la résolution du problème linéaire (caractérisée par  $\theta$  et  $K_0$ ) fournit  $\theta$ . Ensuite, T est déduit de  $\theta$  en ayant recours à la relation (76).

#### 4.1.2 Cas d'une structure hétérogène

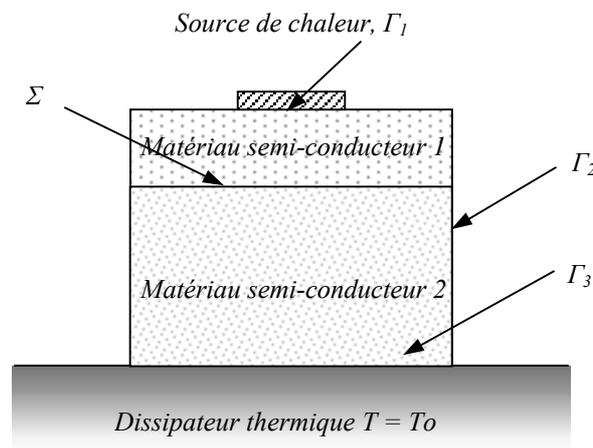


figure 91 : Structure hétérogène, composée de deux matériaux différents, soumise à une source de chaleur et fixée à un dissipateur thermique maintenant une température fixe ( $T_0$ ) à la base de la structure

La partie précédente a montré l'intérêt de la transformation de Kirchhoff pour résoudre les problèmes thermiques simples (structures homogènes) non-linéaires, sans avoir à utiliser les méthodes de discrétisations numériques "lourdes". Or, la plupart des circuits à étudier est constituée de multiples couches de :

- Matériaux semi-conducteurs,
- Brasures assurant le contact des circuits avec leur environnement,

- Matériaux conducteurs (aluminium, or, laiton etc.) servant de support aux circuits.

Ainsi, il apparaît opportun d'étudier l'effet de la transformation de Kirchhoff sur de telles structures. Tout d'abord, considérons la structure illustrée par la figure 91 qui présente deux couches de matériaux homogènes au lieu d'une. Dans chaque matériau ( $i=1,2$ ), l'équation de la chaleur non-linéaire s'exprime de la manière suivante :

$$(79) \quad \nabla \cdot (K_i(T) \cdot \nabla T) = -g$$

Où  $K_i(T)$  est la conductivité thermique du matériau  $i$ .

De même, la transformation de Kirchhoff de la variable température  $T$  s'écrit :

$$(80) \quad \theta_i = T_0 + \frac{1}{K_i(T_0)} \cdot \int_{T_0}^{T_i} K_i(T') \cdot dT'$$

Si on applique cette transformation à l'équation non-linéaire de la chaleur (79), on obtient :

$$(81) \quad \theta_i = T_0, \text{ sur la surface } \Gamma_3$$

$$(82) \quad K_i(T_0) \cdot \nabla \theta = K_i(T) \cdot \nabla T$$

$$(83) \quad K_i \cdot \nabla^2 \theta = \nabla \cdot (K_i(T) \cdot \nabla T) = -g$$

En définitive, comme pour le cas d'une structure homogène, la transformation de Kirchhoff permet, en chaque matériau, d'une part, la conservation des conditions aux limites et des flux de chaleur (81) (82) et, d'autre part, la conversion du problème non-linéaire en un problème équivalent linéaire (83).

En outre, la présence des deux matériaux de conductivités différentes impose à la résolution de l'équation de chaleur non-linéaire une nouvelle condition de continuité qui impose :

$$(84) \quad T \text{ est continue tout au long de } \Sigma$$

$$(85) \quad K_1(T)\hat{n} \cdot (\nabla T)_1 = K_2(T)\hat{n} \cdot (\nabla T)_2 \text{ continuité du flux à travers } \Sigma$$

La continuité du flux à travers  $\Sigma$  reste invariante par la transformation de Kirchhoff compte tenu de la relation (82). En revanche, la continuité de la température n'est plus assurée dans l'espace des températures apparentes. En effet, si on note  $x_\Sigma$  un point appartenant à l'interface  $\Sigma$ . Alors, la continuité de la température devrait imposer :

$$(86) \quad \theta_1(x_\Sigma) - \theta_2(x_\Sigma) = 0$$

Or, compte tenu de (80), cette relation s'écrit :

$$(87) \quad \theta_1(x_\Sigma) - \theta_2(x_\Sigma) = \frac{1}{K_1(T_0)} \cdot \int_{T_0}^{T_1} K_1(T') \cdot dT' - \frac{1}{K_2(T_0)} \cdot \int_{T_0}^{T_1} K_2(T') \cdot dT'$$

Dans le cas général, la température apparente  $\theta$  est discontinue à l'interface  $\Sigma$ . Cet écart non-linéaire au niveau de la jonction de deux matériaux différents montre que le problème déduit de la transformation de Kirchhoff demeure non-linéaire et empêche toute résolution simple du problème réel non-linéaire.

Toutefois, il est possible de s'affranchir de ce problème en considérant que l'expression analytique des conductivités thermiques présente la même dépendance en température. En effet, si :

$$(88) \quad K_i(T) = \kappa_i \cdot f(T), \text{ avec } \kappa_i \text{ indépendant de } T$$

Alors, la relation (87) devient :

$$(89) \quad \theta_1(x_\Sigma) - \theta_2(x_\Sigma) = 0$$

Finalement, sous l'hypothèse (88), l'équation de la chaleur linéarisée (83) par la transformation de Kirchhoff est associée à des conditions de continuité identiques à celles imposées par une équation linéaire :

$$(90) \quad \theta \text{ est continu tout au long de } \Sigma$$

$$(91) \quad K_1(T_0)\hat{n} \cdot (\nabla T)_1 = K_2(T_0)\hat{n} \cdot (\nabla T)_2 \text{ continuité du flux à travers } \Sigma$$

En conclusion, la transformation de Kirchhoff est aussi applicable à des structures composées de plusieurs matériaux dont la forme de la conductivité thermique obéit à la relation (88). A priori, cette hypothèse peut être considérée comme "abusive" et engendre une erreur importante sur la précision des résultats. Or, l'article [56] montre que pour certaines configurations tout à fait réalistes, cette hypothèse induit des erreurs qui se révèlent finalement acceptables.

#### 4.1.3 Cas de la résolution d'un problème thermique en régime transitoire

Les deux dernières parties ont montré que la transformation de Kirchhoff est une méthode efficace pour traiter la plupart des problèmes thermiques non-linéaires. Or, les articles [59] et [60] - traitant de l'application de cette transformation dans le cadre de la modélisation thermique non-linéaire en régime transitoire - montrent que la linéarisation de l'équation de la chaleur en régime transitoire est incomplète. En effet, considérons l'équation de la chaleur donnée par :

$$(92) \quad \nabla \cdot (K(T) \cdot \nabla T) + g = \rho C \frac{dT}{dt}$$

Où  $\rho$  et  $C$  sont respectivement la densité ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) et la capacité calorifique ( $\text{J}/\text{Kg}$ ). La linéarisation de l'équation par la transformation de Kirchhoff conduit à l'expression suivante:

$$(93) \quad K(T_0) \cdot \nabla^2 \cdot \theta + g = \rho C \frac{d\theta}{dt} \frac{K(T_0)}{K(\theta)}$$

Afin de linéariser complètement le problème, le terme  $K(T_0)/K(\theta)$  est considéré comme étant constant et égal à l'unité dans la plupart des modélisations qui utilisent la transformation de Kirchhoff.

$$(94) \quad K(T_0) \cdot \nabla^2 \cdot \theta + g \approx \rho C \frac{d\theta}{dt}, \text{ avec } \frac{K(T_0)}{K(\theta)} \approx 1$$

Les publications [59] et [60] révèlent que cette hypothèse limite dans certains cas la précision en transitoire, notamment en ce qui concerne le temps de montée donné par les modèles thermiques. Les auteurs proposent donc une transformation de la variable temps, en posant:

$$(95) \quad K(T_0) \cdot \tau = \int_0^t K(\theta) dt$$

L'équation de la chaleur complètement linéarisée s'écrit :

$$(96) \quad K(T_0) \cdot \nabla^2 \cdot \theta + g = \rho C \frac{d\theta}{d\tau}$$

Ce second changement de variable permet la résolution d'une équation linéaire en transitoire (96). Dès lors, nous pouvons conclure qu'il est nécessaire d'appliquer deux transformations inverses pour obtenir la température  $T$  du problème initial. Dans le cadre des travaux de modélisation qui seront présentés, la seconde transformation de la variable temps ne sera pas utilisée. En effet, l'implémentation de l'intégration (95) se révèle peu compatible avec le moteur du simulateur électrique ADS en régime transitoire. Finalement, les modélisations thermiques qui seront proposées ultérieurement utiliseront l'hypothèse (94).

Pour la réalisation de simulations électrothermiques, les simulations thermiques 2D ou 3D et les mesures (par exemple électriques) sont les techniques les plus utilisées pour la caractérisation thermique des dispositifs électroniques. Lors des simulations électrothermiques, l'influence thermique est bien souvent modélisée de manière succincte sous la forme de réseaux de résistances/capacités thermiques qui ne traduisent pas toujours précisément la non-linéarité des conductivités thermiques ou la valeur des constantes de temps. Or, la prise en compte de ces facteurs est indispensable pour des applications de puissance en régime impulsionnel.

A ce stade, il est important de préciser les objectifs de l'étude en montrant comment les différentes méthodes exposées jusqu'ici seront exploitées. La figure 92 résume la démarche générale : il s'agit de développer une méthode de modélisation thermique non-linéaire intégrable sur ADS qui puisse fournir les mêmes températures que celles déterminées par des mesures ou des simulations numériques. La première partie de cette thèse a débouché sur une méthode de modélisation thermique (la double réduction) qui, à partir d'une description en élément finis du dispositif, permet la génération d'un fichier SPICE. Ce dernier est tout d'abord capable (sous certaines conditions qui seront abordées ultérieurement) de reproduire

fidèlement le comportement thermique linéaire - statique et transitoire - du dispositif étudié. Il est également intégrable dans n'importe quel simulateur électrique. De plus, la transformation inverse de Kirchhoff est une technique intéressante pour la prise en compte de la non-linéarité thermique de la conductivité  $K(T)$ . L'idée principale est d'associer la transformation inverse de Kirchhoff avec la méthode de la double réduction, afin de disposer d'un modèle thermique réduit non-linéaire utilisable dans un simulateur circuit (comme ADS).

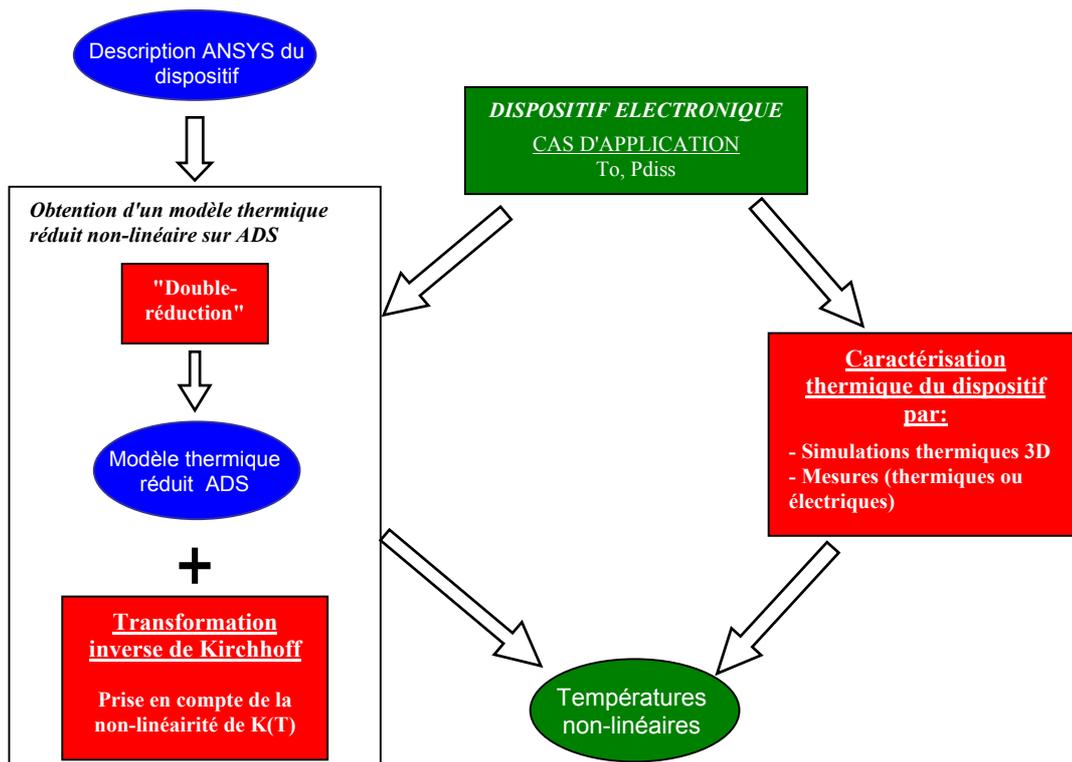


figure 92 : Schématisation du problème de la modélisation thermique non-linéaire

Nous disposons de tous les outils (figure 92) pour l'élaboration d'un modèle thermique réduit non-linéaire utilisable ADS. Il reste cependant un problème à résoudre pour relier chacun de ces composants : comment prendre en compte l'influence de la température de fond  $T_0$  sur le dispositif à modéliser?

Par ailleurs, nous avons montré l'intérêt de la transformation de Kirchhoff pour la prise en compte des effets de la dépendance à la température de la conductivité thermique. Cette transformation permet d'obtenir directement les élévations de la température d'un problème

non-linéaire à partir de celles fournies par la résolution du problème équivalent linéaire. Ainsi, avant de recourir à la transformation de Kirchhoff inverse, il est nécessaire d'obtenir les solutions  $\theta$  (températures "apparentes") du problème équivalent linéaire décrit par l'équation (78). Cette dernière se caractérise principalement par la dépendance de la conductivité thermique  $K(T_0)$  du modèle linéaire équivalent avec la valeur de la température de fond  $T_0$  (à priori inconnue) suivant la relation (76). La figure 93 schématise la démarche qui vise à proposer une méthode capable de prendre en compte l'influence de  $T_0$  sur (78) en utilisant les modèles réduits thermiques (issus de la double réduction) suivant un processus qui reste à définir.

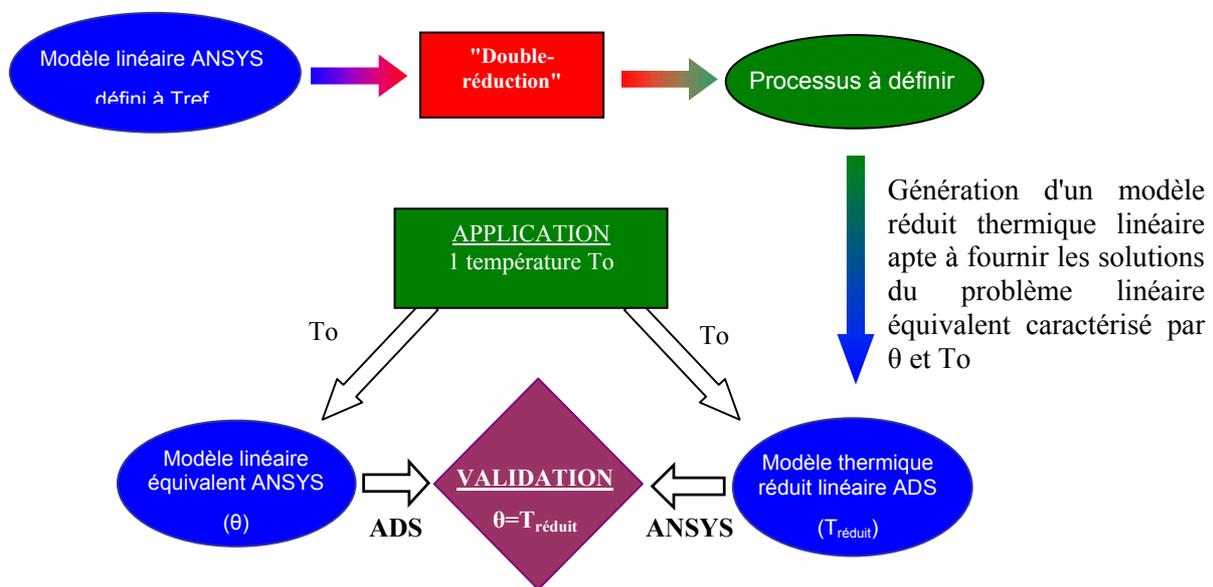


figure 93 : Schéma de la méthode visant à générer le modèle réduit thermique linéaire

## 4.2 Modélisation thermique linéaire d'une structure homogène en AsGa

La figure 94 illustre un modèle à éléments finis d'une structure (à gauche) homogène composée d'AsGa dont la conductivité thermique dépend de T. L'illustration de droite montre la distribution de la température (pour une puissance dissipée de 86.6mW) calculée à l'aide du simulateur ANSYS utilisant la méthode de résolution des éléments finis. Cette partie montrera comment, à partir des modèles thermiques réduits (résultant de la "double-réduction"), il est possible de déduire la température de n'importe quel nœud du modèle sans avoir recours à la simulation sous ANSYS.

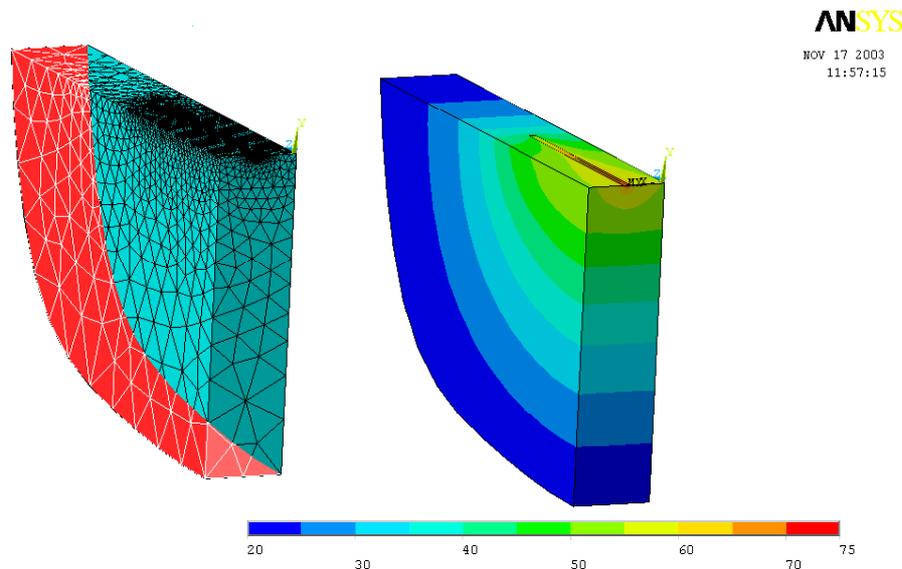


figure 94 : A gauche : Structure d'AsGa non-linéaire (zone rouge = face "arrière" à  $T=T_0$  fixe). A droite : Répartition de la température pour une puissance dissipée de 86.6mW

### 4.2.1 Généralisation de la notion de la résistance thermique linéaire

#### 4.2.1.1 Cas général

A partir de la structure illustrée figure 94, la première étape de la modélisation thermique consiste à générer les élévations des températures qui correspondent à la résolution

de l'équation de la chaleur linéaire. Il s'agit donc de considérer dans un premier temps, la conductivité thermique de l'AsGa comme constante (97). Bien entendu, physiquement, cette situation n'existe pas, mais elle nous permet de définir ainsi la notion de résistance thermique linéaire notée  $R_{th_o}(T_o)$  en régime statique.

$$(97) \quad K_o = K_{AsGa} (T = T_o)$$

$$(98) \quad R_{th_o}(T_o) = \frac{T_{point\_chaud\_T_o} - T_o}{P_{dissipée}}$$

En mesure comme en simulation  $T_{point\_chaud\_T_o}$  correspond à la température maximale du dispositif soumis à une température de fond  $T_o$ . Dans le cas des simulations numériques (effectuées en 3D sous ANSYS), la relation (97) revient à effectuer des simulations linéaires. Ainsi, la valeur de la résistance thermique est indépendante de la puissance dissipée, contrairement à celle déduite des mesures. En effet, dans ce cas, la puissance dissipée doit être minimale afin de limiter les effets d'auto-échauffement.

Maintenant, en généralisant la notion de résistance thermique linéaire à n'importe quel nœud du modèle du dispositif électronique, on pose que :

$$(99) \quad R_{th_{o\_gen}}(T_o) = \frac{T_{nd\_ansys\_T_o} - T_o}{P_{dissipée}} = \text{constante} \forall P_{dissipée}$$

Où  $P_{dissipée}$  est la puissance dissipée par la structure et le terme  $T_{nd\_ansys\_T_o} - T_o$  représente l'élévation de la température au niveau d'un nœud sélectionné (noté "nd") du modèle soumis à une température de "face arrière" égale à  $T_o$ .

En conclusion, la valeur de la résistance thermique linéaire (généralisée ou non) dépend explicitement de la valeur de la température de fond  $T_o$ . Cette dernière impose la valeur de la conductivité thermique linéaire - via la relation (97) - d'un modèle ANSYS. Dans ces conditions, les températures  $T_{nd\_ansys\_T_o}$  des simulations linéaires du modèle (figure 94) sont les solutions du problème linéaire équivalent (relation (78)) découlant de l'application de la transformation de Kirchhoff sur l'équation non-linéaire de départ.

#### 4.2.1.2 Cas des modèles thermiques réduits issus de la double réduction

Tout d'abord, il est nécessaire de rappeler que la méthode de la "double-réduction" impose une conductivité thermique constante pour les matériaux qui composent un dispositif quelconque. Donc, avant chaque "double-réduction" il est nécessaire d'associer une température de référence Tref à la valeur de la conductivité thermique de chaque élément qui compose le modèle. Cependant, cette association n'a pas lieu d'être dans le cas général (4.2.1.1) car la conductivité thermique (constante) est déterminée par la relation (97) lors des simulations ANSYS.

Par ailleurs, en régime statique, appliquons la notion de résistance thermique linéaire généralisée - notée  $R_{th_{o\_gen\_red}}(T_{ref})$  - sur les modèles thermiques réduits; posée :

$$(100) R_{th_{o\_gen\_red}}(T_{ref}) = \frac{T_{nd\_red\_To}(T_{ref}) - T_o}{P_{dissipée}} = \frac{\Delta T_{nd\_red}(T_{ref})}{P_{dissipée}} = \text{constante} \forall T_o \text{ et } P_{dissipée}$$

Où  $P_{dissipée}$  est la puissance appliquée à l'entrée du modèle réduit thermique,  $\Delta T_{nd\_red}(T_{ref})$  l'élévation de la température du modèle thermique réduit et  $T_{nd\_red\_To}(T_{ref})$  la température au niveau d'une des sorties du modèle réduit soumis à une température  $T_o$  de fond. Dans ce cas; cette sortie correspond au nœud "nd" sélectionné précédemment sur le modèle ANSYS initial.

Considérons maintenant les deux relations (99) et (100). La valeur de la résistance thermique linéaire (99) dépend explicitement de la valeur de  $T_o$  imposée sur le modèle ANSYS. Or, celle déduite du modèle réduit thermique (100) dépend uniquement de la valeur de la température de référence Tref choisie avant l'étape de réduction. En effet, le modèle réduit thermique fournit l'élévation de température du dispositif soumis à une température uniforme  $T=T_{ref}$  quelle que soit la valeur  $T_o$  imposée en fond; cette dernière vient s'ajouter à l'élévation de température  $\Delta T_{nd\_red}(T_{ref})$  dans le calcul des valeurs finales des températures  $T_{nd\_red\_To}$ . Par conséquent, pour obtenir les mêmes températures que celles calculées en résolvant numériquement le problème linéaire, il faut imposer, a priori, une valeur de Tref égale à  $T_o$  avant la réduction du modèle éléments finis. Dans ce cas, la résistance thermique du modèle thermique réduit (100) est égale à celle obtenue par la résolution numérique du problème en éléments finis sur ANSYS (99). Néanmoins, cette méthode s'avère peu flexible, notamment dans le cas où la température  $T_o$  n'est pas connue a priori. Pour des valeurs de

températures  $T_0$  éloignées de  $T_{ref}$ , l'erreur commise par le modèle thermique réduit devient trop importante.

Afin de palier à ce problème, nous proposons, à partir des modèles thermiques réduits, une méthode de modélisation thermique linéaire apte à prendre en compte, a posteriori, l'influence de la température de fond  $T_0$ .

#### 4.2.2 Dépendance thermique de la conductivité thermique du substrat

Les symboles de la figure 95 montrent la dépendance thermique de la conductivité thermique de l'AsGa [61] sur une plage de température de 20°C à 300°C. Cette dernière correspond à un mode d'utilisation normal des dispositifs de puissance. Le comportement thermique de  $K(T)$  peut être approché par la relation (101) où  $b$  et  $\alpha$  sont des coefficients d'ajustement.

$$(101) \quad K_{AsGa}(T) = b \cdot T^\alpha$$

Où,  $b$  vaut 559 et  $\alpha$  -1,253 assurent la meilleure modélisation.

Cette loi exponentielle permet de prédire avec précision le comportement en température de la conductivité thermique, comme le montre la figure 95.

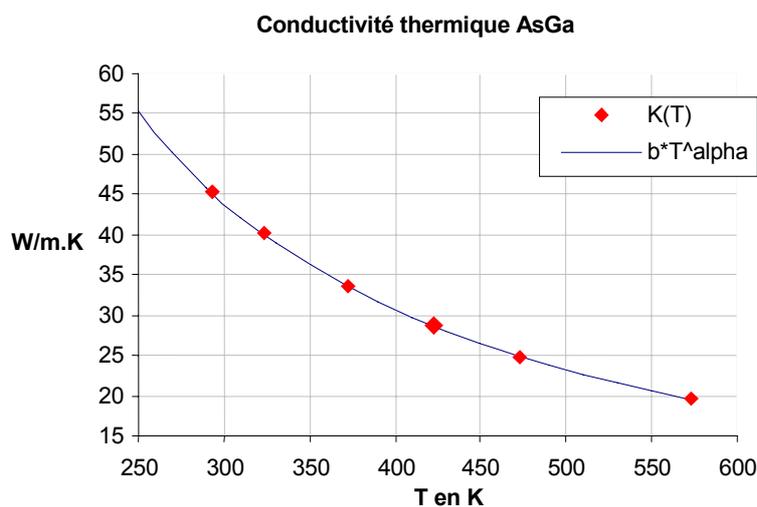


figure 95 : Comparaison entre le modèle  $K(T)$  de l'AsGa et les valeurs publiées

### 4.2.3 Prise en compte de l'influence de la température de fond $T_o$

Pour un matériau homogène, la résistance thermique linéaire  $R_{th_o}$  est inversement proportionnelle à la conductivité thermique du substrat suivant la relation :

$$(102) \quad R_{th_o}(T_o) = A \cdot \frac{1}{K(T_o)}$$

Où le coefficient  $A$  est fonction de la géométrie du dispositif électronique et de sa zone de dissipation thermique. Le développement au premier ordre du modèle de la conductivité thermique (101) en série de Taylor, autour d'une température de référence noté  $T_{ref}$ , aboutit à :

$$(103) \quad \frac{1}{K(T_o)} = \frac{1}{K(T_{ref})} \left[ 1 - \frac{\alpha}{T_{ref}} (T_o - T_{ref}) \right]$$

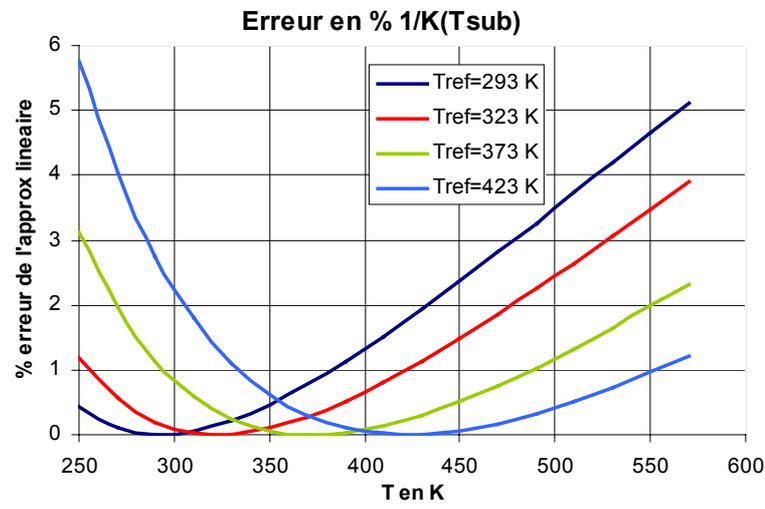


figure 96 : Erreur de l'approximation au 1<sup>ère</sup> ordre de la fonction  $1/K_{AsGa}(T)$  en fonction de la température  $T_o$  et pour 4 valeurs de température de référence  $T_{ref}$

La figure 96 montre que la valeur  $T_{ref} = 100^\circ\text{C}$  (373K) fournit une distribution de l'erreur minimale ( $< 2\%$ ) sur une plage de température de face "arrière" comprise entre  $20^\circ\text{C}$

et 200°C. Comme la valeur de la résistance thermique Rth<sub>o</sub> est inversement proportionnelle à la valeur de conductivité thermique (102). Cette distribution s'applique aussi sur cette dernière. D'ailleurs, la substitution de la relation (102) dans (103) aboutit à l'expression de Rth(To) en fonction de la résistance thermique linéaire Rth(Tref) :

$$(104) \quad Rth_o(To) = Rth_o(T_{ref}) \cdot \left[ 1 - \frac{\alpha}{T_{ref}} (To - T_{ref}) \right]$$

Cette expression montre qu'il est possible d'exprimer la valeur de la résistance thermique linéaire Rth(To) à partir d'une seule valeur connue de cette résistance thermique (définie pour une température de fond égale à Tref). En substituant :

- Le terme Rth<sub>o</sub>(To) par le terme Rth<sub>o\_gen</sub>(To) (99) : la résistance thermique linéaire du modèle ANSYS soumis à une température de fond To.
- Le terme Rth<sub>o</sub>(Tref) par le terme Rth<sub>o\_gen\_red</sub>(Tref) (100) : la résistance thermique linéaire du modèle réduit thermique dont la valeur de conductivité à été définie pour une température de référence Tref, et possédant la température de fond égale à Tref.

Il devient donc possible de déterminer, a priori, la température d'un nœud sélectionné (i.e. "nd") d'un modèle à éléments finis à partir du résultat fourni par un modèle thermique réduit pour ce même nœud. En remplaçant les expressions de Rth<sub>o\_gen</sub>(To) et Rth<sub>o\_gen\_red</sub>(Tref) définies respectivement par (99) et par (100), on obtient :

$$(105) \quad T_{nd\_ansys\_To} - To = \Delta T_{nd\_red}(T_{ref}) \cdot \left[ 1 - \frac{\alpha}{T_{ref}} (To - T_{ref}) \right]$$

Soit :

$$(106) \quad T_{nd\_ansys\_To} = T_{nd\_red\_To}(T_{ref}) - \frac{\alpha \cdot (To - T_{ref}) \cdot (T_{nd\_red\_To}(T_{ref}) - To)}{T_{ref}}$$

Cette relation révèle que la valeur de la température T<sub>nd\_ansys\_To</sub> calculée par ANSYS peut aussi se déduire de la température T<sub>nd\_red\_To</sub>(Tref) fournie par le modèle réduit thermique ADS (soumis à une température de fond égale à To), quelle que soit la température To. Finalement, sous le simulateur électrique ADS, l'application de cette simple expression à la sortie des modèles réduits thermiques permet de générer, a priori, les élévations de

températures (aux nœuds sélectionnés) solutions du problème linéaire (obtenues par résolution numérique ou en mesure) de n'importe quelle structure homogène.

#### 4.2.3.1 Validation du modèle thermique linéaire sous ADS en régime statique

Afin de valider la méthode décrite dans la partie précédente, un modèle thermique linéaire de la structure (figure 94) introduit dans ADS a été confronté aux résultats de la simulation linéaire (effectuée sous ANSYS). La première étape de ce travail consiste à générer le modèle thermique réduit en utilisant la méthode de la double réduction. Dans cet exemple, seule la température du point chaud est prise en compte. Par conséquent, le modèle réduit ne possède qu'une sortie (notée  $T_j$ ) correspondant au nœud "le plus chaud" (du modèle à éléments finis). La sortie finale du modèle thermique linéaire est notée  $T_{lin}$ . De plus, l'étude de la distribution de l'erreur (figure 96), liée à l'approximation linéaire (103), justifie le choix d'une température de référence  $T_{ref}=100^\circ\text{C}$  pour minimiser l'erreur sur une plage de température  $T_o$  comprise entre  $20^\circ\text{C}$  et  $200^\circ\text{C}$ . Ainsi, lors de la double réduction, la valeur de la conductivité thermique de l'AsGa  $K(T_{ref}=100^\circ\text{C})$  est égale à  $33.5\text{W/m.K}$ . La figure suivante montre le circuit thermique linéaire sous ADS.

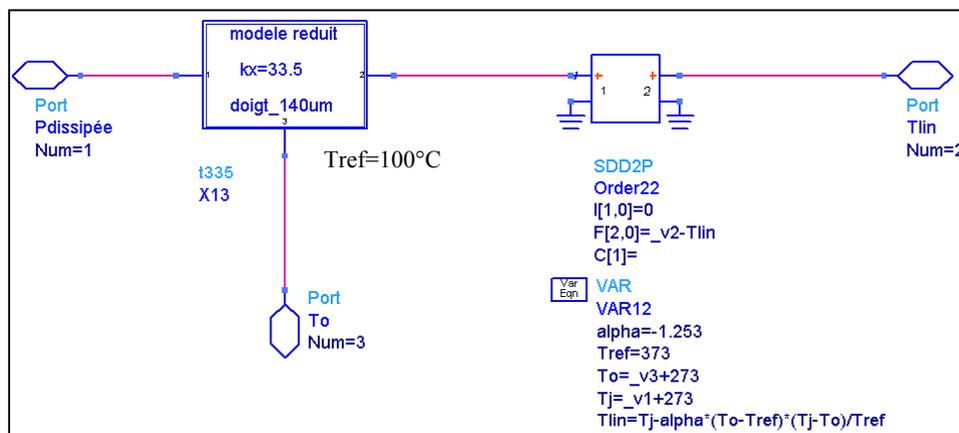


figure 97 : Circuit thermique linéaire réduit ADS ( $T_{ref}=100^\circ\text{C}$ ) associé à l'équation (106) afin de prendre en compte l'influence de la température  $T_o$

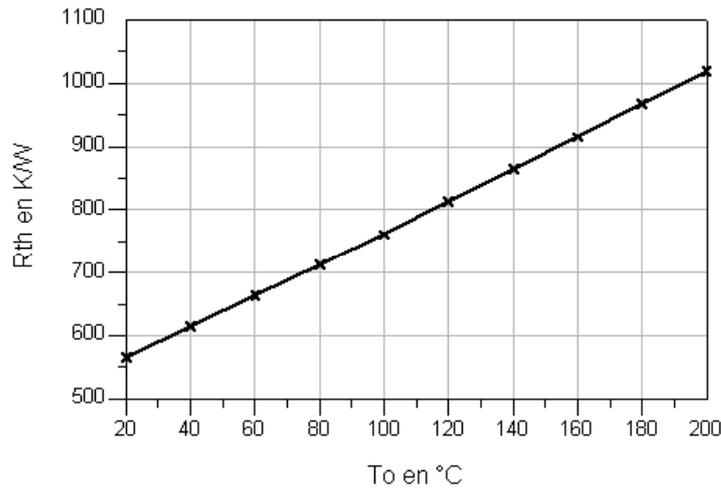


figure 98 : Valeur de la résistance thermique linéaire simulée sous ANSYS en fonction de la température  $T_o$

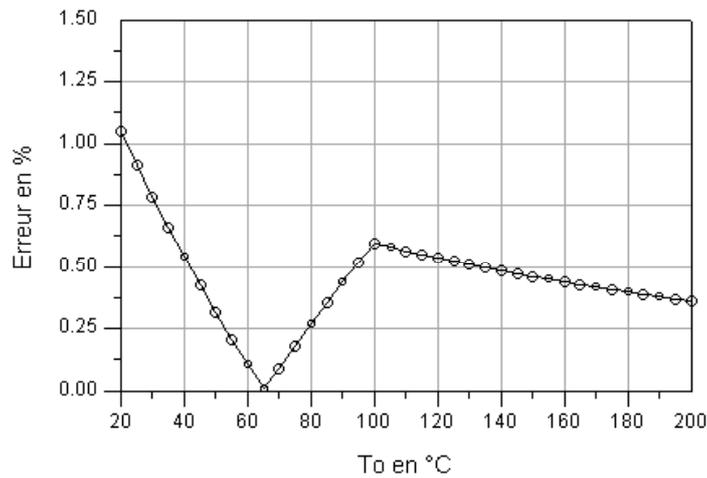


figure 99 : Erreur de la résistance thermique ( $T_{ref}=100^{\circ}\text{C}$ ) linéaire du modèle ADS (figure 97) par rapport à celle calculée sous ANSYS (figure 98) en fonction de la température  $T_o$

Tout d'abord, la résistance thermique du circuit thermique linéaire (figure 97) est comparée à celle calculée lors de la simulation linéaire du modèle à élément finis. La valeur de cette dernière en fonction de la température  $T_o$  de fond, est illustrée par la figure 98. La figure 99 représente l'erreur relative de la valeur de la résistance thermique linéaire du modèle ADS (figure 94) par rapport à celle fournie par ANSYS (figure 98). Pour une plage de température  $T_o$  comprise entre  $20^{\circ}\text{C}$  et  $200^{\circ}\text{C}$ , l'erreur reste quasiment nulle ( $< 1\%$ ).

#### 4.2.3.2 Validation du modèle thermique linéaire sous ADS en régime statique

Le circuit thermique linéaire (figure 97) est simulé en régime transitoire pour trois températures  $T_0$  - 20°C, 100°C et 200°C - et pour une puissance dissipée égale à 86.6mW. Les élévations de la température en sortie du circuit thermique (correspondant au point chaud) sont comparées à celles déduites des simulations linéaires du modèle élément finis (figure 94) sous ANSYS.

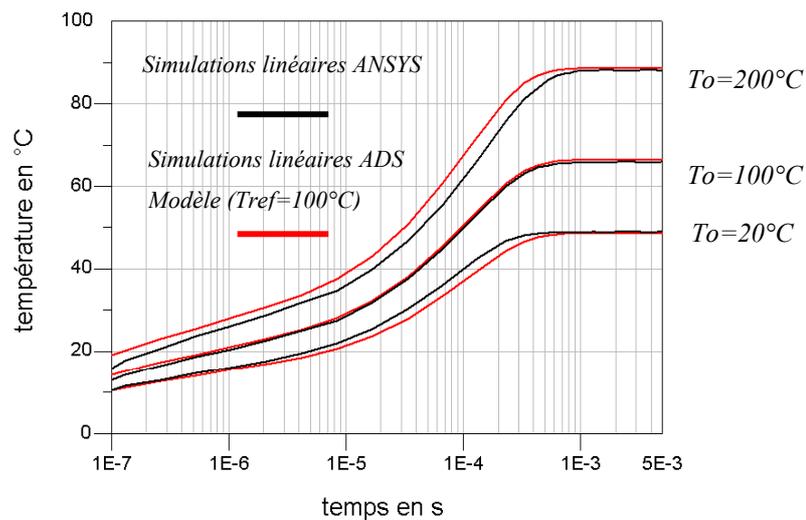


figure 100 : Elévations transitoires de la température du point chaud en fonction de  $T_0$

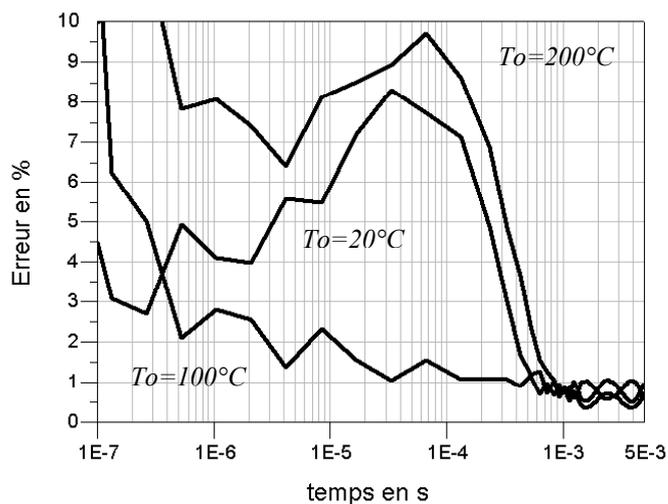


figure 101 : Erreur relative en % des élévations transitoires de la température du point chaud en fonction de la valeur de  $T_0$

L'étude de la figure 100 et de la figure 101 révèle que le comportement transitoire du modèle thermique linéaire n'est pas assez précis vis à vis du modèle linéaire à éléments-finis. En effet, dès que la valeur de  $T_o$  s'éloigne de la température de référence du modèle thermique réduit (ici  $T_{ref}=100^{\circ}C$ ), le modèle thermique linéaire surestime la température du point chaud (erreur maximale de  $9.5\% @ T_o=200^{\circ}C$ ), lorsque  $T_o$  est supérieure à  $T_{ref}$ . De manière inverse, le modèle thermique linéaire sous-estime la température du point chaud (erreur maximale de  $8\% @ T_o=20^{\circ}C$ ) lorsque  $T_o$  est inférieure à  $T_{ref}$ .

Ainsi, malgré la précision obtenue en régime statique (figure 99), le modèle thermique linéaire (figure 97) ne permet pas de reproduire fidèlement (figure 100 et figure 101) le comportement transitoire du modèle linéaire de la structure de la figure 94. Néanmoins, le modèle thermique réduit (défini pour  $T_{ref}$ ) fournit les mêmes élévations de température que le modèle linéaire (éléments finis) lorsque  $T_o=T_{ref}$ . Cette propriété est vérifiée par la figure 100 lorsque  $T_o=T_{ref}=100^{\circ}C$ . Finalement, l'interpolation entre les températures fournies par deux modèles thermiques réduits définis, pour des températures de référence différentes, semble être une méthode intéressante pour améliorer la modélisation thermique linéaire. Par la suite, nous montrerons comment réaliser l'association de deux modèles thermiques réduits afin d'obtenir un modèle linéaire thermique global apte à représenter précisément le comportement de la structure linéaire de la figure 94 en régime transitoire.

#### 4.2.3.3 Association de modèles thermiques réduits pour la réalisation d'un modèle thermique linéaire prenant en compte l'influence de $T_o$ .

Malgré les très bons résultats en régime statique de la figure 99, la partie précédente a montré les limites du modèle thermique linéaire (figure 97) lors de simulations en régime transitoire (voir figure 101). Par ailleurs, on rappelle que le modèle linéaire de la figure 97 utilise un modèle réduit thermique défini par  $T_{ref}=100^{\circ}C$  et que la température  $T_o$  occupe un domaine de valeurs comprises entre  $20^{\circ}C$  et  $200^{\circ}C$ . Les limites inférieure et supérieure du domaine précédent sont notées respectivement  $T_{o1}$  et  $T_{o2}$ . La figure 100 montre que l'erreur s'accroît lorsque  $T_o$  atteint une des bornes  $T_{o1}$  ou  $T_{o2}$ . En revanche, lorsque  $T_o=T_{ref}=100^{\circ}C$ , l'erreur en transitoire s'annule. Ainsi, reprenons la relation (105) qui permet d'obtenir une approximation de la température du modèle linéaire à éléments finis ( $T_{nd\_ansys\_T_o}$ ) soumis à  $T_o$  à partir la température du modèle réduit thermique ( $T_{nd\_red\_T_o}(T_{ref})$ ) défini pour  $T_{ref}$ . Cette approximation convient parfaitement à la modélisation en régime statique (voir figure 99). En

revanche, en régime transitoire, elle ne s'applique qu'à la condition où  $T_{ref} = T_o$ . Dans ce cas, remplaçons les termes  $T_{nd\_ansys\_To}$ ,  $\Delta T_{nd\_red}(T_{ref})$  et  $T_{nd\_red\_To}(T_{ref})$  des relations (105) et (106) respectivement par :

- $T_{nd\_ansys\_To}(t)$  : valeur de la température du nœud "nd" appartenant au modèle en éléments finis simulé en transitoire sous ANSYS et soumis à une température de fond égale à  $T_o$ ,
- $\Delta T_{nd\_red}(t, T_{ref})$  : élévation transitoire de la température d'un modèle thermique réduit défini par une température de référence  $T_{ref}$ ,
- $T_{nd\_red\_To}(t, T_{ref})$  : valeur de la température du nœud "nd" du modèle thermique réduit (associée à une température de référence  $T_{ref}$ ) simulé en transitoire sous ADS et soumis à une température de fond égale à  $T_o$ .

Ensuite, exprimons la relation (105) pour les deux valeurs limites de  $T_o$  (i.e.  $T_{o1}=20^\circ\text{C}$  et  $T_{o2}=200^\circ\text{C}$ ). On obtient le système suivant :

$$(107) \quad \begin{cases} T_{nd\_ansys\_To}(t) - T_{o1} \approx \Delta T_{nd\_red}(t, T_{ref}) \cdot \left[ 1 - \frac{\alpha}{T_{ref}} (T_{o1} - T_{ref}) \right] \text{ avec } T_o = T_{o1} \\ T_{nd\_ansys\_To}(t) - T_{o2} \approx \Delta T_{nd\_red}(t, T_{ref}) \cdot \left[ 1 - \frac{\alpha}{T_{ref}} (T_{o2} - T_{ref}) \right] \text{ avec } T_o = T_{o2} \end{cases}$$

Considérons maintenant deux modèles thermiques réduits par double-réduction pour des températures de référence  $T_{o1}$  et  $T_{o2}$ . D'après la relation (105), l'introduction de ces modèles thermiques réduits permet d'écrire :

$$(108) \quad \begin{cases} T_{nd\_ansys\_To}(t) - T_{o1} = \Delta T_{nd\_red}(t, T_{o1}) \text{ lorsque } T_o = T_{o1} \\ T_{nd\_ansys\_To}(t) - T_{o2} = \Delta T_{nd\_red}(t, T_{o2}) \text{ lorsque } T_o = T_{o2} \end{cases}$$

Enfin, le terme  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$  est introduit à la place du coefficient  $\alpha$  appartenant au modèle de la conductivité thermique de l'AsGa (101). Ce coefficient permet d'ajuster la réponse transitoire du modèle thermique linéaire par rapport à la réponse transitoire fournie par ANSYS quelle que soit la valeur de  $T_o$ . En remplaçant le terme  $\alpha$  par  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$  au sein du système (107) et en incluant les égalités de la relation (108),  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$  s'écrit :

$$(109) \quad \alpha_{app}(t, T_{ref}) = - \frac{T_{ref}}{T_{ref} + \frac{To1 \cdot \Delta T_{nd\_red}(t, To2) - To2 \cdot \Delta T_{nd\_red}(t, To1)}{(\Delta T_{nd\_red}(t, To1) - \Delta T_{nd\_red}(t, To2))}}$$

En reprenant l'expression (106) et en introduisant le coefficient d'ajustement  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$ , l'approximation de la température  $T_{nd\_ansys\_To}$  du modèle linéaire ANSYS est donnée (en régime transitoire) par :

$$(110) \quad T_{nd\_ansys\_To}(t) = T_{nd\_red\_To}(t, T_{ref}) - \frac{\alpha_{app}(t, T_{ref}) \cdot (To - T_{ref}) \cdot (T_{nd\_red\_To}(t, T_{ref}) - To)}{T_{ref}}$$

En régime statique ou transitoire, la température d'un modèle linéaire ANSYS peut être fournie par un modèle thermique réduit linéaire simulé sous ADS, quelle que soit la valeur de  $To$ . Comme le circuit thermique précédent (figure 97), le modèle thermique réduit linéaire est composé d'un modèle thermique réduit (où  $T_{ref}=100^{\circ}C$  dans ce cas d'étude) associé à une approximation linéaire du 1<sup>er</sup> ordre. Or, celle-ci comprend le coefficient d'ajustement dynamique  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$  qui assure la précision des résultats en transitoire. Cette opération entraîne une complexification du modèle thermique réduit linéaire global, puisque la présence du coefficient  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$  nécessite l'emploi de deux modèles thermiques réduits supplémentaires définis à  $To1$  et  $To2$ .

Afin d'assouplir cette modélisation, il suffit de substituer le modèle thermique réduit défini à  $T_{ref}$  ( $100^{\circ}C$ ) par un des deux modèles thermiques réduits utilisés dans le calcul de  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$ . Ainsi, le modèle linéaire utilisera plus que deux modèles thermiques réduits définis à  $To1=20^{\circ}C$  et  $To2=200^{\circ}C$ . Substituons du modèle réduit thermique ( $T_{ref}=100^{\circ}C$ ) par le modèle thermique défini à  $T_{ref1}=20^{\circ}C$ ,  $\alpha_{app}(t, T_{ref})$  devient  $\alpha_{app}(t, To1)$  et s'écrit :

$$(111) \quad \alpha_{app}(t, To1) = - \frac{To1 \cdot (\Delta T_{nd\_red}(t, To1) - \Delta T_{nd\_red}(t, To2))}{\Delta T_{nd\_red}(t, To1) \cdot (To1 - To2)}$$

En imposant une température de fond égale à  $To$  sur les deux modèles thermiques réduits (définis pour  $To1$  et  $To2$ ), la température de sortie fournie par ANSYS est approchée par une interpolation linéaire entre les valeurs de sortie des deux modèles thermiques réduits simulés sous ADS. La relation (110) devient :

$$(112) \quad T_{nd\_ansys\_To}(t) = (1 + A(To)) \cdot T_{nd\_red\_To}(t, To1) - A(To) \cdot T_{nd\_red\_To}(t, To2)$$

Avec :

$$(113) \quad A(T_o) = \frac{T_o - T_{o1}}{T_{o1} - T_{o2}}$$

En conclusion, l'approximation de la température du modèle linéaire ANSYS est déduite de l'interpolation (relation (112)) des températures générées par les deux modèles thermiques réduits définis à 20°C et 200°C. La fonction d'interpolation  $A(T_o)$  (définie par (113)) dépend de la valeur de la température  $T_o$  imposée en face arrière de la structure. Ainsi, la figure 102 illustre le modèle thermique linéaire comprenant l'association de deux modèles thermiques réduits.

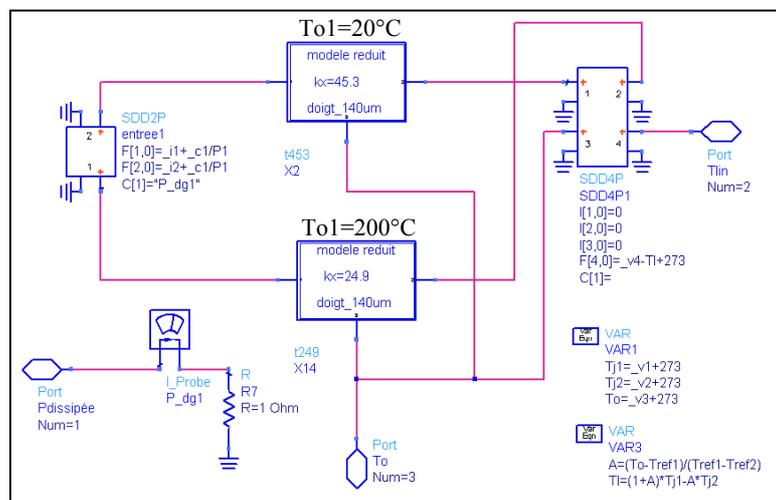


figure 102 : circuit thermique linéaire ADS associant 2 circuits réduits définis à 20°C et 200°C

#### 4.2.3.4 Validation du modèle thermique linéaire en régime statique et transitoire

Comme cela a été effectué pour le premier modèle thermique, cette partie consiste à confronter les résultats fournis par le modèle (figure 102) avec ceux obtenus en effectuant une simulation du modèle à éléments finis sous ANSYS. La figure 103 représente l'erreur relative de la valeur de la résistance thermique linéaire du modèle ADS (figure 102) par rapport à celle fournie par ANSYS (voir figure 98) Pour une plage de température  $T_o$  comprise entre 20°C et 200°C, l'erreur reste quasiment nulle ( $< 1.5\%$ ) :

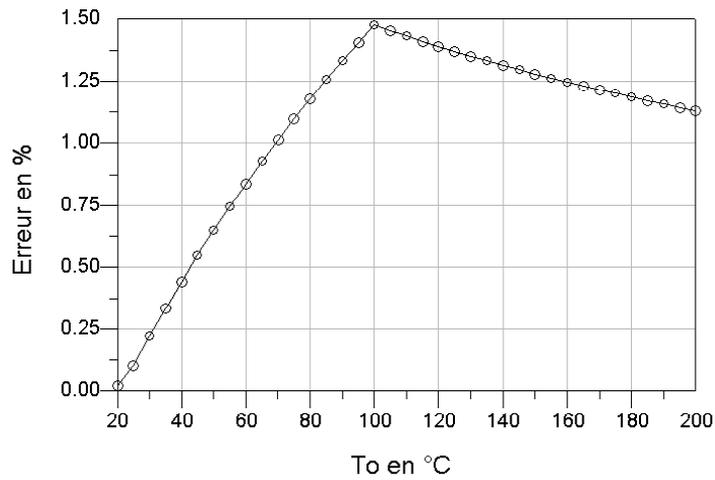


figure 103 : Erreur en % de la résistance thermique linéaire du circuit thermique linéaire de la figure 102, en fonction de la température  $T_o$

Ensuite, le circuit thermique linéaire (figure 102) est simulé en régime transitoire pour trois températures  $T_o$  - 20°C, 100°C et 200°C - et pour une puissance dissipée égale à 86.6mW. La figure 104, ci-dessous, montre les élévations de la température en sortie du circuit thermique (correspondant au point chaud) confrontées à celles déduites des simulations linéaires du modèle ANSYS. L'erreur absolue commise par le circuit thermique linéaire est illustrée par la figure 105.

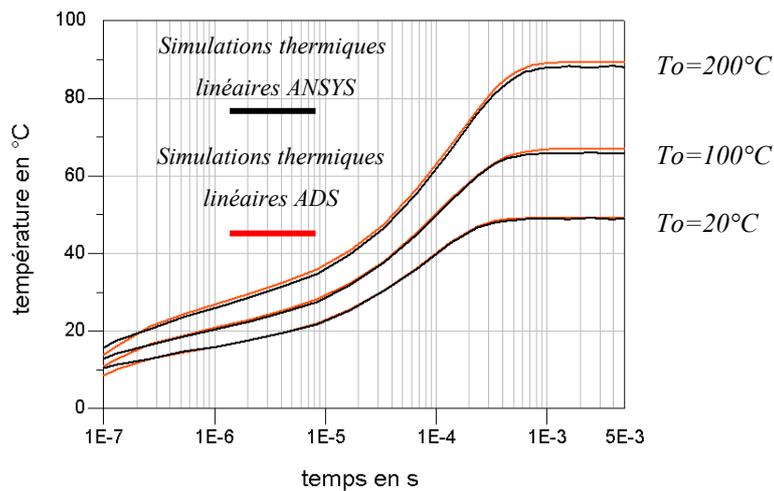


figure 104 : Elévations transitoires de la température du point chaud, en fonction de la valeur de  $T_o$

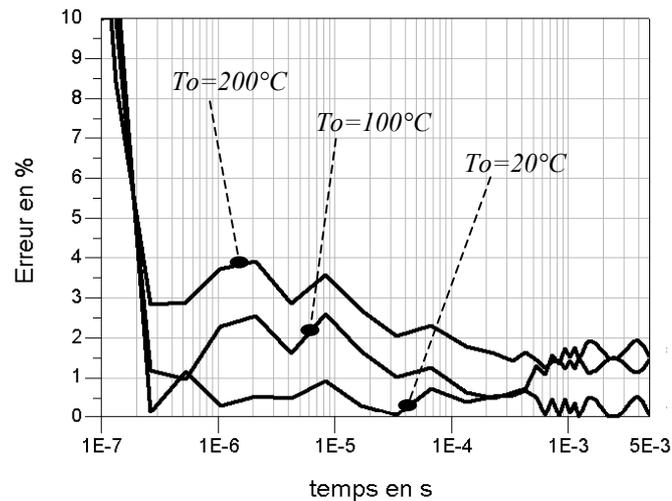


figure 105 : Erreurs en % de l'élévation de la température du circuit thermique linéaire de la figure 102 par rapport à celle du modèle ANSYS, en fonction de la température  $T_0$

L'étude de la figure 105 montre que le comportement transitoire du modèle thermique linéaire est amélioré si on le compare à celui du premier modèle figure 101. En effet, l'erreur reste à 4% quelle que soit la valeur de  $T_0$  à partir 300ns.

En conclusion, le modèle thermique réduit linéaire associant deux modèles thermiques réduits permet de reproduire le comportement thermique du modèle linéaire à éléments finis de la structure homogène (illustrée figure 94). Donc, ce modèle est capable de fournir les températures (au nœuds sélectionnés lors de la double-réduction) solutions de l'équation linéaire de la chaleur correspondant à la structure (à éléments finis) soumise à n'importe quelle température  $T_0$  de face arrière. La figure ci-dessous illustre la démarche qui sera utilisé pour modéliser la dépendance en température de la conductivité thermique. Il s'agit d'appliquer la transformation de Kirchhoff sur le modèle réduit thermique linéaire défini dans cette partie. Enfin, la validation du modèle réduit thermique non-linéaire sera assuré en comparant les résultats de celui-ci - en statique puis en transitoire - avec ceux fournis par le modèle ANSYS initial pour diverses conditions d'utilisation.

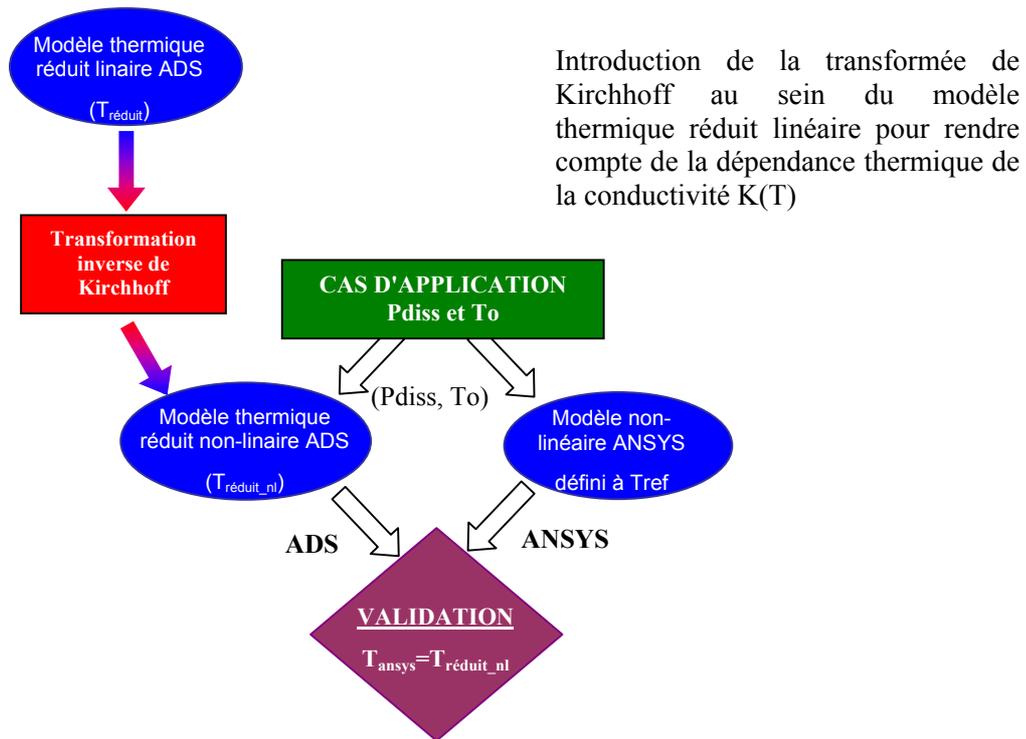


figure 106 : Schématisation de la démarche intégrant la transformation inverse de Kirchhoff au sein des modèles thermiques réduits

### 4.3 Modélisation thermique non-linéaire d'une structure homogène

Tout d'abord, rappelons les principaux résultats théoriques de la transformation de Kirchhoff (76) appliquée à une structure quelconque. Soit, l'équation de la chaleur non-linéaire donnée par :

$$(114) \quad \nabla \cdot (K(T) \cdot \nabla T) + g = \rho C \frac{dT}{dt}$$

L'application de la transformation de Kirchhoff sur l'équation de la chaleur introduit le changement de la variable température  $T$  en une température apparente  $\theta$  par la relation :

$$(115) \quad \theta = T_0 + \frac{1}{K(T_0)} \int_{T_0}^T K(T') \cdot dT'$$

L'équation (114) s'écrit alors :

$$(116) \quad K(T_0) \cdot \nabla^2 \theta + g = \rho C \cdot \frac{K(T_0)}{K(\theta)} \cdot \frac{d\theta}{dt}$$

Dans la plupart des modélisations, le terme  $K(T_0)/K(\theta)$  est considéré comme étant constant et égal à l'unité afin de linéariser complètement le problème; de telle sorte que l'équation (116) s'écrit:

$$(117) \quad K(T_0) \cdot \nabla^2 \theta + g \approx \rho C \cdot \frac{d\theta}{dt}, \text{ avec } \frac{K(T_0)}{K(\theta)} \approx 1$$

En conclusion, la transformation de Kirchhoff conduit à la résolution de l'équation de la chaleur linéaire (117) pour une température de fond égale à  $T_0$ . Ainsi, sous la même condition, les solutions du problème non-linéaire sont déduites par l'application de la transformée inverse. En outre, la modélisation thermique linéaire décrite précédemment aboutit à un modèle thermique dont les températures sont équivalentes à celles obtenues en résolvant numériquement le modèle linéaire (éléments finis) sous ANSYS. Par conséquent, la température apparente  $\theta$  solution de l'équation linéaire équivalente peut être déduite de la température de sortie du circuit thermique linéaire ADS de la figure 102. Finalement, il ne reste plus qu'à déterminer l'expression de la transformée inverse de Kirchhoff afin d'obtenir la modélisation thermique non-linéaire complète du modèle ANSYS non-linéaire sous ADS.

#### 4.3.1.1 Expression de la transformation inverse de Kirchhoff et application à la modélisation non-linéaire

La conductivité thermique de l'AsGa qui compose la structure d'étude (figure 94) obéit à la loi suivante :

$$(118) \quad K_{\text{AsGa}}(T) = b \cdot T^\alpha$$

En remplaçant la loi de la conductivité thermique de l'AsGa dans l'expression de la transformation de Kirchhoff, il vient :

$$(119) \quad T_{nd\_NL\_To} = T_o \left[ (1 + \alpha) \frac{\theta_{nd}}{T_o} - \alpha \right]^{\frac{1}{1+\alpha}}$$

Où  $T_{nd\_NL\_To}$  représente la température non-linéaire à un nœud "nd" du modèle ANSYS.  $\theta_{nd}$  correspond à la température au nœud "nd" solution du problème linéaire équivalent du modèle ANSYS.

Par ailleurs, la partie précédente (4.2.3) montre qu'il est possible d'approcher (relation (112)) précisément la valeur d'une température (fournie par la simulation thermique linéaire) d'un modèle linéaire équivalent ANSYS par un modèle thermique réduit linéaire sous ADS. Donc, le terme  $\theta_{nd}$  peut être remplacé par la valeur  $T_{nd\_ansys\_To}$  (relation (112)) fournie par le modèle thermique réduit linéaire simulé sous ADS.

$$(120) \quad T_{nd\_NL\_To}(t) = T_o \left[ (1 + \alpha) \frac{T_{nd\_ansys\_To}(t)}{T_o} - \alpha \right]^{\frac{1}{1+\alpha}}$$

La température  $T_{nd\_NL\_To}$  (solution au nœud "nd" prenant en compte la dépendance thermique de  $K(T)$  et l'influence de  $T_o$ ) s'exprime simplement à partir de la température fournie par le modèle réduit thermique linéaire ADS et l'implémentation de (120) dans ce dernier. Le modèle réduit thermique non-linéaire sous ADS est illustré par la figure suivante :

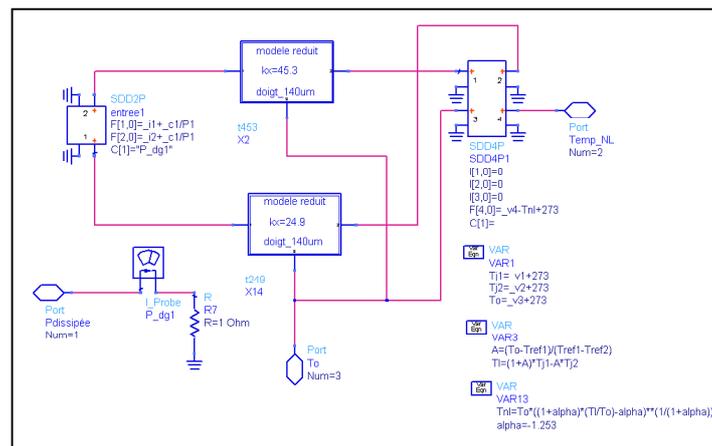


figure 107 : Circuit thermique non-linéaire ADS associant deux circuits réduits définis à 20°C et 200°C et la transformation inverse de Kirchoff

#### 4.3.1.2 Validation du modèle thermique non-linéaire

Le circuit thermique ADS non-linéaire (figure 107) est maintenant simulé en transitoire. Il est soumis à un échelon de puissance - pendant 5ms - sous les conditions suivantes :

- 2 puissances d'entrée  $P_1=43.3\text{mW}$  ( $P_{\text{normalisée}}=0.5$ ) et  $P_2=108\text{mW}$  ( $P_{\text{normalisée}}=1.25$ ),
- 3 températures  $T_0$  imposées sur la surface inférieure soit  $T_0=20^\circ\text{C}$ ,  $80^\circ\text{C}$  et  $160^\circ\text{C}$ .

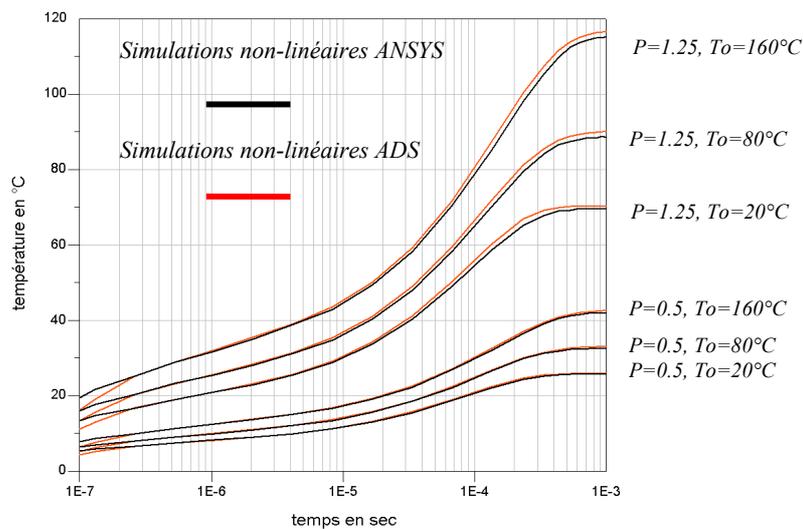


figure 108 : Elévations transitoires de la température du point chaud, en fonction de la valeur de  $T_0$  et de la puissance normalisée à 86.6 mW

La figure 108 permet de comparer le comportement thermique du point chaud, dont la valeur est déduite de la simulation du modèle réduit thermique non-linéaire sous ADS, avec celui issu du modèle non-linéaire à éléments finis simulé sous ANSYS. Quant à la figure suivante, elle fournit l'erreur relative de l'élévation de la température du modèle ADS par rapport à celle calculée par ANSYS.

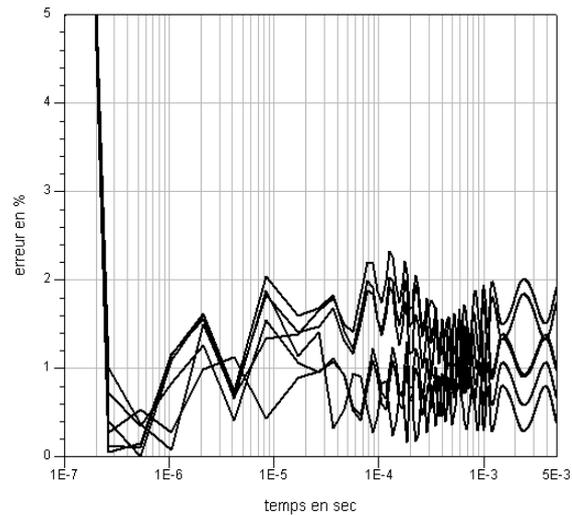


figure 109 : Erreurs relatives en % de l'élévation de la température du circuit thermique non-linéaire de la figure 107 par rapport celle du modèle ANSYS, en fonction de la température

$T_0$

La figure 109 démontre la très bonne modélisation non-linéaire de la structure homogène. En effet, en régime statique, le modèle ADS surestime la température du point chaud, cependant l'écart reste inférieur à  $2^{\circ}\text{C}$  par rapport à la simulation non-linéaire effectuée sous ANSYS. De plus, en régime transitoire, l'erreur du modèle ADS reste inférieure à 2.5% à partir de 300ns.

Au vu de ces résultats, la méthode de modélisation fournit un modèle ADS capable de reproduire très fidèlement le comportement thermique d'une structure homogène non-linéaire. De plus, après avoir généré les deux modèles réduits, l'association de ceux-ci et l'intégration de la transformée inverse de Kirchhoff sont simples à réaliser. Ensuite, la simulation utilisant ce type de modèle requiert peu de ressources machine, si bien qu'il est parfaitement implantable au sein d'un modèle électrique (transistors, diodes, amplificateurs...) destiné à être principalement utilisé lors de simulations électrothermiques.

## 4.4 Modélisation thermique non-linéaire thermique d'une structure hétérogène

Cette partie a pour but de valider la méthodologie de modélisation thermique non-linéaire pour des structures comprenant des couches de matériaux différents (semi-conducteurs, alliages métalliques, métaux etc.). Dans ce cadre, un transistor de puissance PHEMT sera modélisé sous ADS.

### 4.4.1.1 Description du modèle thermique non-linéaire d'un transistor

La structure étudiée est proche de celle qui à été déjà évoquée dans la première partie de cette thèse. Néanmoins, quelques modifications ont été effectuées comme la suppression de la couche de passivation et des couches fines de la zone active, ou la modélisation des vias.

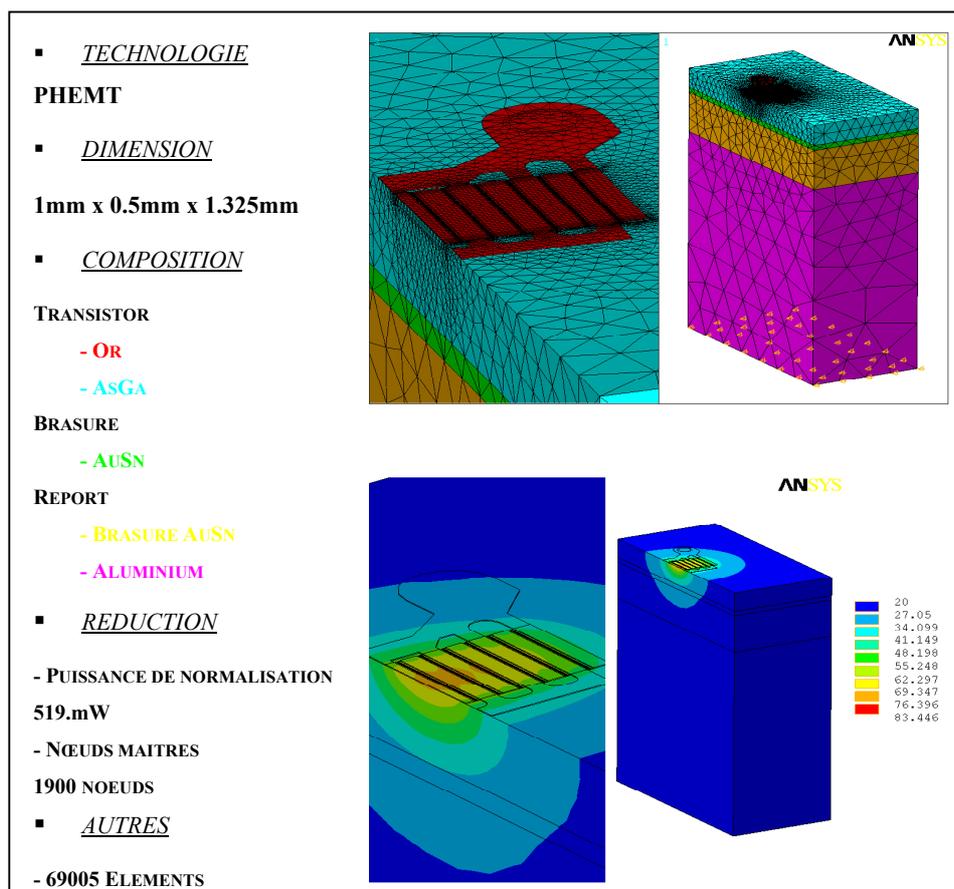


figure 110 : Vues du modèle éléments finis du transistor (symétrie ½) et forme de la distribution de la température au sein de l'assemblage report et transistor.

La figure 110 résume les principales caractéristiques du modèle de transistor décrit en éléments finis sur ANSYS. Précisons que seule la dépendance thermique de la conductivité thermique de l'AsGa est prise en compte.

La modélisation thermique permet de simuler à priori les échauffements à l'intérieur des structures de puissance. Dans le cas de ce transistor comprenant 12 doigts de  $140\ \mu\text{m}$ , la modélisation thermique des points chauds de la moitié de la structure suffit pour connaître le comportement thermique du dispositif entier. La connaissance du comportement thermique permet d'optimiser les structures et les circuits en termes de fiabilité, de stabilité thermique de fonctionnement et de performances électriques. Ainsi, la modélisation des températures de canal des 6 doigts du transistor oblige à définir un modèle thermique réduit non-linéaire comprenant 6 entrées et 6 sorties. De plus, une sortie supplémentaire au niveau du point chaud de l'interface entre le substrat d'AsGa et la brasure est déclarée à titre informatif.

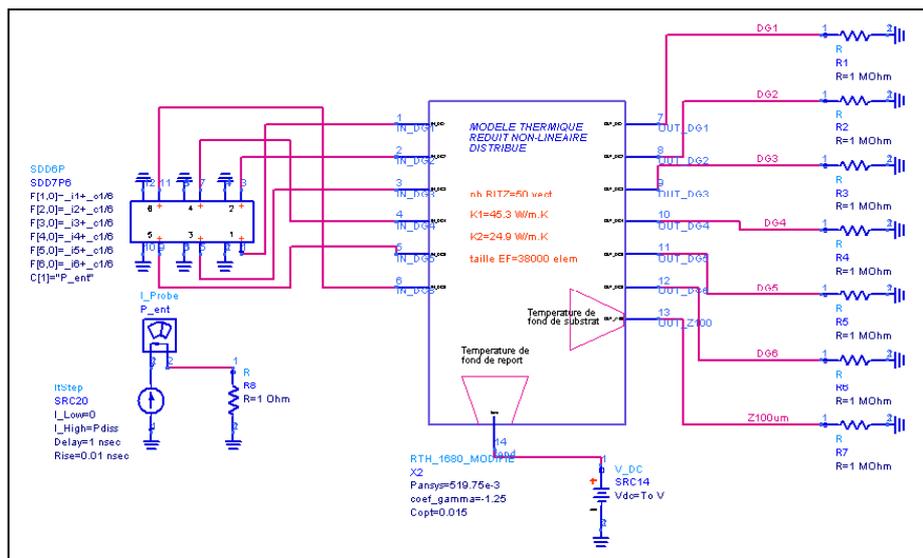


figure 111 : Circuit de simulation du modèle thermique non-linéaire sous ADS

La première étape du travail consiste à générer deux modèles réduits thermiques du transistor en utilisant la méthode de la double-réduction. Il est à noter que les deux températures de référence  $T_{ref}$  valent  $20^\circ\text{C}$  et  $200^\circ\text{C}$ . Ensuite, il suffit d'appliquer la méthode de modélisation thermique non-linéaire décrite précédemment. Finalement, les deux modèles réduits sont intégrés sous ADS, afin de construire le modèle thermique non-linéaire du

transistor (figure 112). La figure 111 décrit l'ensemble du circuit ADS assurant la simulation thermique en transitoire du modèle thermique non-linéaire illustré par la figure 112.

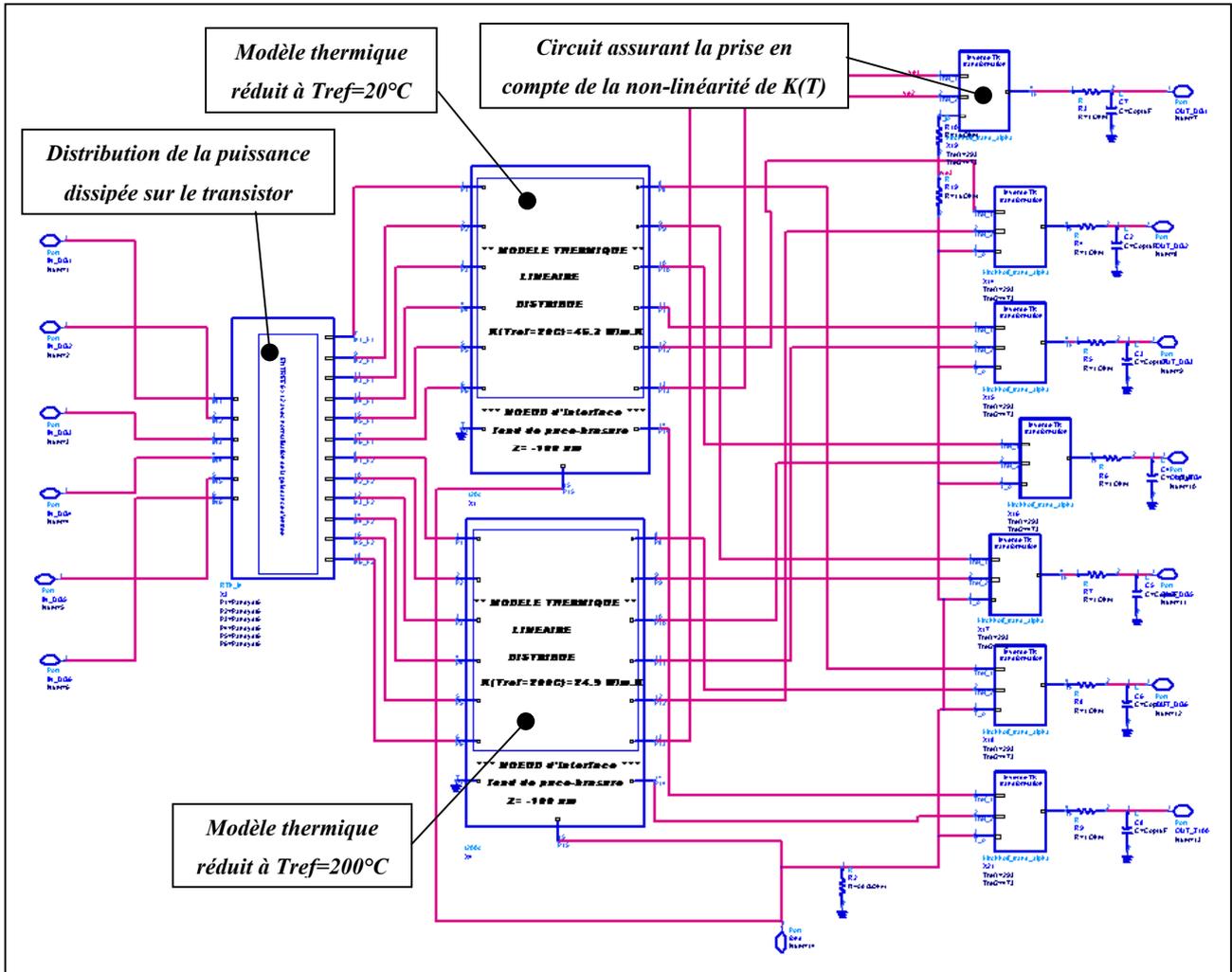


figure 112 : Détail du modèle thermique non-linéaire sous ADS

#### 4.4.1.2 Résultats des simulations thermiques non-linéaires

Dans cette partie, le circuit réduit thermique ADS non-linéaire est en régime statique et transitoire pour différentes valeurs de  $T_0$  et de puissance dissipée normalisée par rapport à une valeur de normalisation  $P_{normalisation}$  égale à 1.040W (soit 0.618W/mm de grille) L'ensemble des résultats sera comparé aux solutions du modèle non-linéaire ANSYS, sous les mêmes conditions.

#### 4.4.1.2.1 Cas du régime statique

Afin de confronter les performances du modèle thermique non-linéaire ADS avec les résultats calculés sous ANSYS, on choisit comme critère de comparaison la résistance thermique moyenne définie par la relation suivante :

$$(121) \quad R_{th\_nl}(T_o) = \frac{\sum_{i=1}^{i=nb\_doigt} \text{températures du doigt } i - T_o}{\text{puissance totale dissipée}}$$

La figure 113 montre les valeurs de la résistance thermique obtenues par le modèle thermique ADS et celles déduites des solutions calculées par ANSYS.

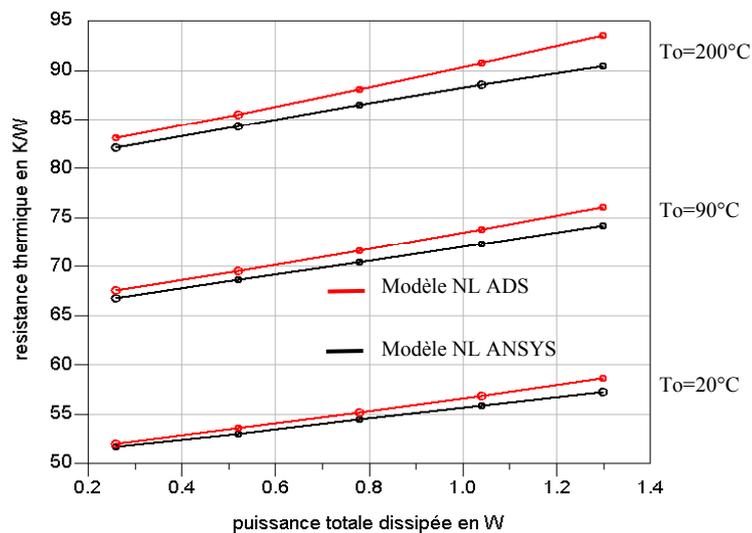


figure 113 : Résistances thermiques des modèles ADS et ANSYS en fonction de la puissance totale dissipée et de To

La valeur de la résistance thermique du modèle réduit non-linéaire ADS surestime celle déduite du modèle éléments finis décrit sous ANSYS. Néanmoins, l'écart maximal en température reste inférieur à 3°C/W sur toute la plage de puissance et pour une température To imposée en fond de report comprise entre 20°C et 200°C.

#### 4.4.1.2.2 Cas du régime transitoire

De même, la figure 114 permet de comparer l'élévation de la température des modèles ADS et ANSYS en régime transitoire.

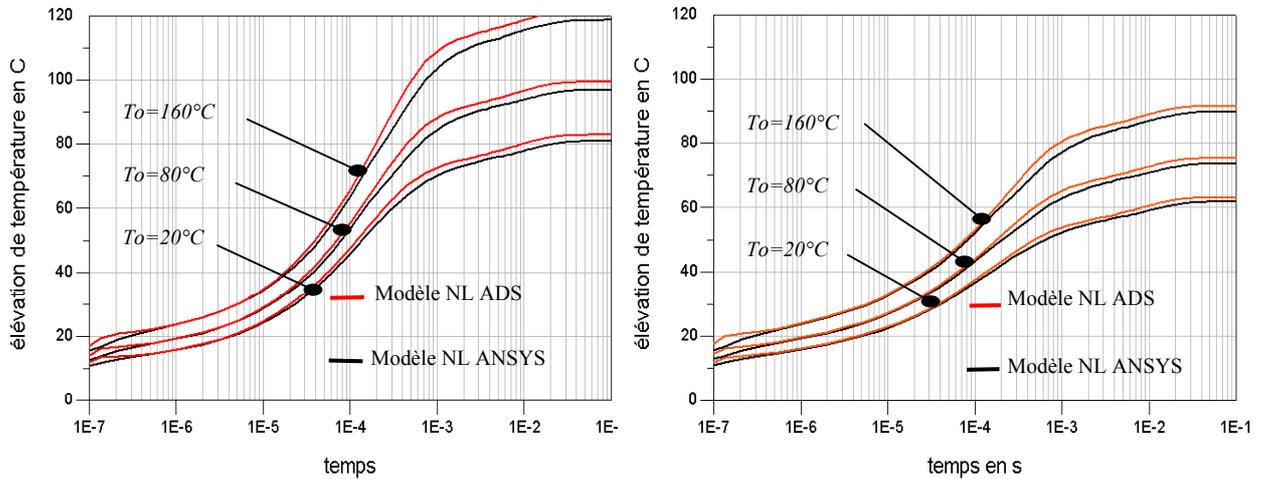


figure 114 : Elévations des températures du doigt central (à gauche) et extérieur (à droite) des modèles ADS et ANSYS, en fonction de  $T_o$ , pour  $P_{dissipée}=1.3W$

Les courbes placées à gauche représentent l'élévation de la température au niveau du doigt central (le plus chaud). Quant aux courbes de droite, elles concernent le doigt situé à l'extrémité du transistor. Ces résultats sont obtenus pour une puissance totale dissipée égale à 1.3W et pour 3 valeurs de  $T_o$  : 20°C, 80°C et 160°C.

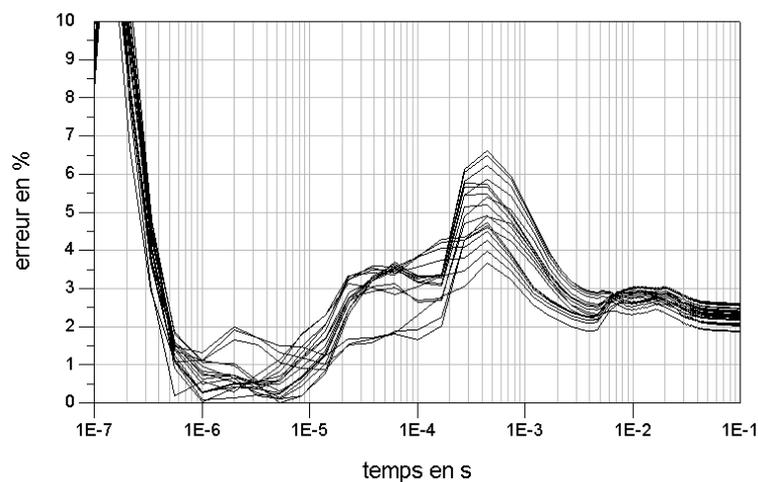


figure 115 : Erreurs relatives des élévations de température de l'ensemble des doigts du modèle ADS par rapport à celles calculées sur ANSYS

L'étude de ces deux dernières figures montre que la température fournie par le modèle ADS surestime celle d'ANSYS dans les diverses conditions de charge du modèle (figure 114). Si l'erreur engendrée est inférieure à 7% (figure 115) à partir de 300ns, ce qui reste tout à fait acceptable. En revanche, cette imprécision est plus significative en terme de temps de montée à 90%. En effet, ce dernier est très sous estimé par le modèle ANSYS, l'erreur commise étant de l'ordre de 24%.

#### 4.4.1.3 Discussion et modification du modèle thermique

Les premiers résultats indiquent que le modèle thermique non-linéaire assure une bonne modélisation non-linéaire thermique d'une structure aussi complexe qu'un transistor. Néanmoins, il est intéressant de comprendre l'origine des imprécisions de ce modèle.

Tout d'abord, en régime statique, le modèle réduit thermique non-linéaire ADS surestime l'échauffement global du transistor de puissance. L'origine de ce comportement provient de l'application de la transformation de Kirchhoff sur des structures hétérogènes. En effet, pour de telles structures, nous avons montré dans la partie théorique (4.1) que l'application de la transformée n'est applicable que sous l'hypothèse (88). Cette dernière postule que tous les matériaux d'un dispositif quelconque doivent posséder la même loi de variation de la conduction thermique. Ainsi, cette hypothèse assure le respect de la condition de continuité de la température entre les interfaces des matériaux.

A présent, considérons les conséquences de cette hypothèse sur la transformation inverse de Kirchhoff. L'application de cette dernière convertit un problème linéaire en un problème non-linéaire représentatif d'une structure possédant des matériaux dont la loi de variation des conductivités thermiques reste identique selon l'hypothèse (88). Or, la plupart des dispositifs électroniques (comme ce transistor) ne vérifient pas cette propriété. Par conséquent, les modèles thermiques réduits non-linéaires (qui utilisent la transformée inverse de Kirchhoff) génèrent les températures, non pas du modèle non-linéaire initial, mais d'un modèle non-linéaire équivalent dont les conductivités thermiques des différents matériaux obéissent à l'hypothèse (88). Malgré cela, l'imprécision de cette hypothèse engendre peu d'erreurs, comme le révèlent les résultats la figure 113 pour notre exemple. De plus, ce constat est confirmé par l'article [56] pour d'autres structures hétérogènes.

Pour illustrer ces propos, les lois de variation des conductivités thermiques du modèle éléments finis du transistor ont été modifiées afin d'assurer l'hypothèse (88). Soit :

$$(122) \quad K_{\text{matériau}}(T, T_0) = K_{\text{matériau}}(T_0) \cdot \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\alpha} \quad \text{avec } \alpha = \alpha_{\text{AsGa}} = -1.253$$

Ces modèles éléments finis ainsi définis seront appelés "modèles de Kirchhoff". Les tableaux suivants répertorient les résultats simulés des valeurs des températures aux points chauds des six doigts (notés DGi) et à l'interface AsGa-Brasure (notée Z100um). Ils permettent de comparer les résultats obtenus par le modèle initial non-linéaire ANSYS de la structure, le "modèle de Kirchhoff" et le modèle thermique non-linéaire ADS. Le tableau 14 regroupe les températures obtenues lorsque  $T_0=20^{\circ}\text{C}$ ,  $P_{1\text{norm}}=1.25$  (1.3W) et  $P_{2\text{norm}}=0.5$  (520 mW). Quant au tableau 15, il concerne le cas où  $T_0=200^{\circ}\text{C}$ ,  $P_{1\text{norm}}=1.25$  (1.3W) et  $P_{2\text{norm}}=0.5$  (520 mW)

<i>NOEUDS</i>	<i>DG1</i>	<i>DG2</i>	<i>DG3</i>	<i>DG4</i>	<i>DG5</i>	<i>DG6</i>	<i>Z100</i>
<b>MODELE ANSYS KIRCHHOFF</b>							
<b><math>P_{1\text{norm}}=1.25</math></b>	102.258	101.488	99.5522	96.6275	91.1749	82.6591	40.2393
<b><math>P_{2\text{norm}}=0.5</math></b>	50.0580	49.8009	49.1503	48.1591	46.2963	43.3448	27.9044
<b>MODELE NL ADS</b>							
<b><math>P_{1\text{norm}}=1.25</math></b>	102.86	102.102	100.01	97.200	91.69	83.076	40.307
<b><math>P_{2\text{norm}}=0.5</math></b>	50.087	49.834	49.187	48.200	46.347	43.401	27.92
<b>MODELE NL ANSYS</b>							
<b><math>P_{1\text{norm}}=1.25</math></b>	100.868	100.134	98.2574	95.4237	90.1074	81.8101	39.5730
<b><math>P_{2\text{norm}}=0.5</math></b>	49.8210	49.5694	48.9285	47.9531	46.1150	43.2024	27.8024

tableau 14 : Températures des points chauds des doigts du transistor et du point d'interface AsGa-brasure, lorsque  $T_0=20^{\circ}\text{C}$

<i>NOEUDS</i>	<i>DG1</i>	<i>DG2</i>	<i>DG3</i>	<i>DG4</i>	<i>DG5</i>	<i>DG6</i>	<i>Z100</i>
<b>MODELE ANSYS KIRCHHOFF</b>							
<b>P<sub>1norm</sub>=1.25</b>	331.846	330.668	327.525	322.788	313.610	299.34	221.209
<b>P<sub>2norm</sub>=0.5</b>	248.120	247.725	246.664	245.055	241.920	236.981	208.356
<b>MODELE NL ADS</b>							
<b>P<sub>1norm</sub>=1.25</b>	332.228	331.278	328.127	323.329	324.12	299.712	221.3
<b>P<sub>2norm</sub>=0.5</b>	248.13	247.743	246.695	245.09	241.984	237.047	208.39
<b>MODELE NL ANSYS</b>							
<b>P<sub>1norm</sub>=1.25</b>	329.735	328.610	325.579	320.983	312.095	298.176	220.685
<b>P<sub>2norm</sub>=0.5</b>	247.369	246.990	245.970	244.410	241.380	236.566	208.275

tableau 15 : Températures des points chauds des doigts du transistor et du point d'interface AsGa-brasure, lorsque  $T_0=200^\circ\text{C}$

L'étude de ces tableaux confirme bien le fait que les températures du modèle réduit thermique non-linéaire sont plus proches (écarts inférieurs à  $0.8^\circ\text{C}$ ) de ceux fournis par la résolution numérique du "modèle ANSYS de Kirchhoff" que ceux issus du modèle initial. Ce type de simulation des modèles de Kirchhoff revêt un aspect intéressant avant d'effectuer une quelconque modélisation thermique du dispositif sous le simulateur électrique. En effet, l'étude du "modèle de Kirchhoff" permet d'estimer globalement l'erreur commise par le modèle réduit thermique non-linéaire sous ADS.

Par ailleurs, en régime transitoire, il est possible d'expliquer l'erreur sur le temps de montée en rappelant l'hypothèse (94) qui permettant de linéariser complètement le problème non-linéaire. L'effet de cette hypothèse est clairement visible entre -  $200\mu\text{s}$  et  $2\text{ms}$  - sur la figure 115, il se manifeste par une augmentation de l'erreur de la température simulée sous ADS par rapport à celle calculée par ANSYS. La prise compte du terme  $1/K(\theta)$  (93) a été envisagé pour améliorer le modèle thermique lors des simulations sous ADS. Toutefois, les différentes tentatives furent infructueuses. En effet, l'intégration du changement (95) de la

variable temps (permettant théoriquement de linéariser l'équation non-linéaire) n'est pas compatible avec le fonctionnement de l'algorithme de simulation temporelle d'ADS. De plus, l'implantation de (95) nécessite, a priori, certains bouclages à l'intérieur du circuit thermique ADS et/ou l'utilisation de résultats ultérieurs ( $t_{k-1}$ ) à ceux obtenus à  $t = t_k$  lors d'une simulation en transitoire. Or, le circuit thermique doit être rapide et stable puisqu'il est destiné à être utilisé au sein de systèmes complexes. Par conséquent, une éventuelle modélisation (si elle est possible) de (95) pénaliserait les performances du modèle en terme de vitesse de simulation et de convergence numérique. Finalement, l'hypothèse (94) sera conservée dans la méthode de modélisation.

En revanche, il est possible d'améliorer la précision du modèle en régime statique. En effet, au lieu d'imposer la valeur  $\alpha$  de l'AsGa dans la transformée inverse de Kirchhoff (119), il suffit de la remplacer par la valeur  $\alpha_{app}(t)$  (111) déduite de l'association des modèles thermiques réduits. Dans le cadre de la modélisation thermique de la structure homogène, nous avons montré l'intérêt d'employer  $\alpha_{app}(t)$  afin d'améliorer la précision du modèle (figure 105). Donc, il apparaît judicieux de substituer  $\alpha_{app}(t)$  à  $\alpha$  dans l'expression de la transformée inverse de Kirchhoff (119). Cette dernière s'écrit donc :

$$(123) \quad T_{nd\_NL\_To}(t) = T_o \left[ (1 + \alpha_{app}(t)) \cdot \frac{T_{nd\_red\_To}(t)}{T_o} - \alpha_{app}(t) \right]^{\frac{1}{1 + \alpha_{app}(t)}}$$

#### 4.4.1.4 Validation du modèle thermique non-linéaire d'un transistor de puissance.

La figure 116 présente les valeurs de la résistance thermique obtenues par le modèle thermique ADS et celles déduites des solutions calculées par ANSYS. Le modèle thermique non-linéaire sur ADS reproduit de manière "quasi identique" (écart inférieur à 2°C/W) au comportement thermique du modèle non-linéaire à éléments finis sur ANSYS.

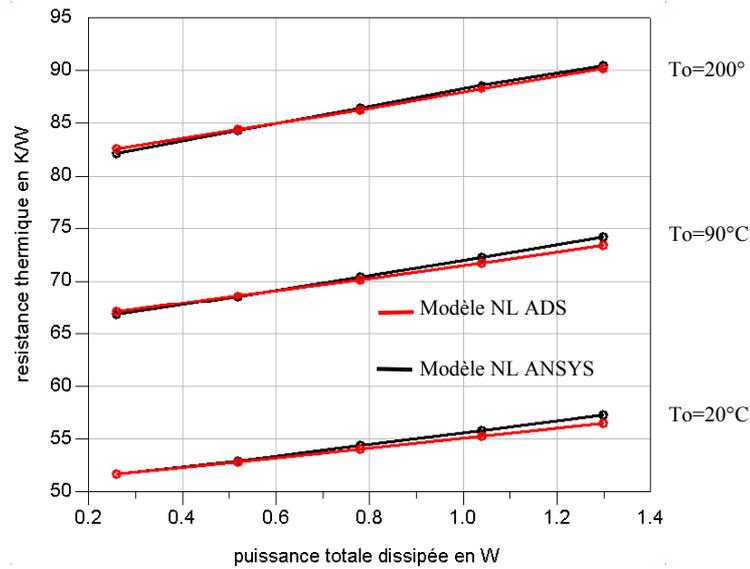


figure 116 : Résistances thermiques des modèles ADS et ANSYS, en fonction de la puissance totale dissipée et de  $T_o$

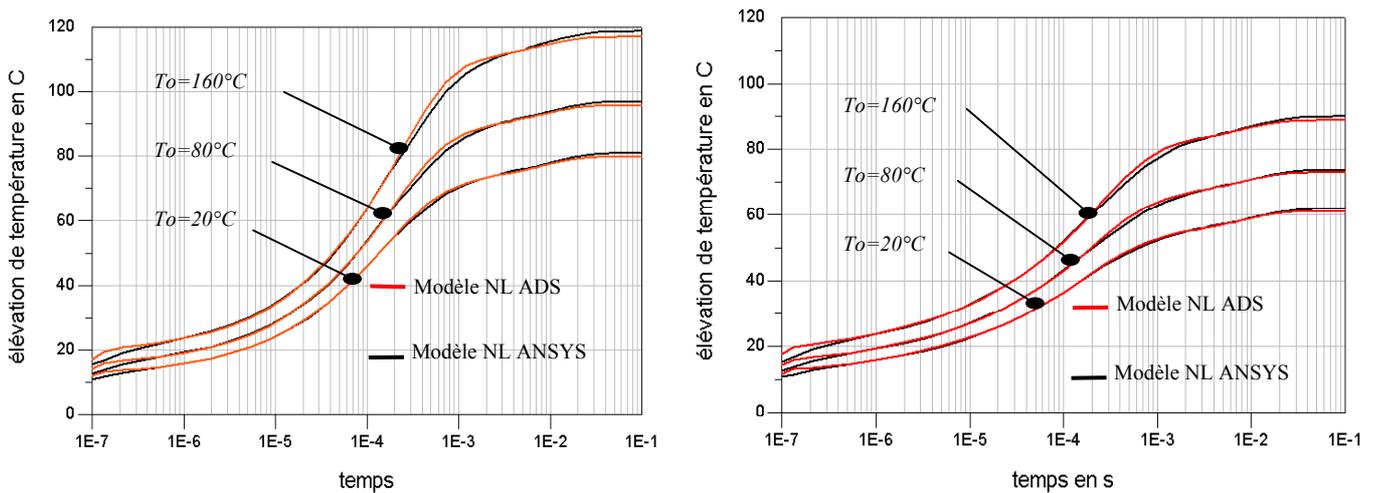


figure 117 : Elévations des températures du doigt central (à gauche) et extérieur (à droite) des modèles ADS et ANSYS, en fonction de  $T_o$ , pour  $P_{dissipée}=1.3W$

La figure 117 illustre le comportement thermique transitoire du doigt central et du doigt extérieur fourni par les modèles ADS et ANSYS. La figure 118 représente l'erreur relative commise par l'élévation de température des 6 points chauds (au niveau de chacun des doigts du transistor) fournie par le modèle sous ADS par rapport à celle du modèle éléments finis simulé sous ANSYS.

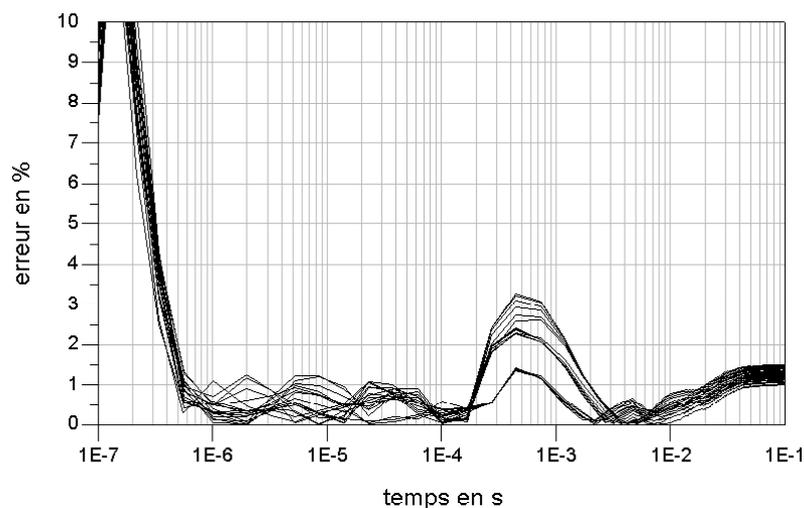


figure 118 : Erreurs relatives des élévations de température de l'ensemble des doigts du modèle ADS par rapport à celles calculées sous ANSYS

Globalement, l'erreur est inférieure à 4% à partir de 400ns contre 7% pour le modèle thermique initialement construit (figure 115). En revanche, malgré l'amélioration de la précision du calcul de la température, le temps de montée à 90% est encore très mal reproduit puisque, en moyenne, l'erreur est de 33% contre 24% pour le modèle précédent. Cependant, les modèles thermiques sous ADS sont destinés à réaliser des simulations en régime pulsé. Pour certaines applications utilisant des impulsions "courtes", l'incidence de ce critère peut être considéré comme minime. En effet, pour des applications en régime pulsé, les dispositifs fonctionnent à pleine puissance que sur de brèves largeurs d'impulsions par rapport à la récurrence (de  $1\mu\text{s}$  à  $15\mu\text{s}$  typiquement en bande X). Dans ce type d'application, les élévations de température sont réduites, si bien que l'hypothèse (94) est tout à fait acceptable.

Enfin, une dernière simulation du modèle thermique ADS est réalisée en transitoire. Il s'agit de vérifier si le couplage thermique entre les différents nœuds sélectionnés est bien modélisé. Dans ce but, le modèle thermique réduit non-linéaire est simulé sous la condition que seuls trois doigts du modèle éléments finis fonctionnent, les autres étant au repos. Ainsi, dans un sens allant du doigt central (noté doigt1) au doigt situé à l'extrémité (noté doigt 6), les deux doigts notés doigt2 et doigt3, puis celui placé à l'extrémité du transistor, sont actifs. La figure 119 montre les réponses du modèle thermique ADS et du modèle éléments finis

ANSYS, à l'application d'un échelon de puissance ( $P=108\text{mW}$  par doigt actif) pour une température de fond de report  $T_0$  égale à  $160^\circ\text{C}$ .

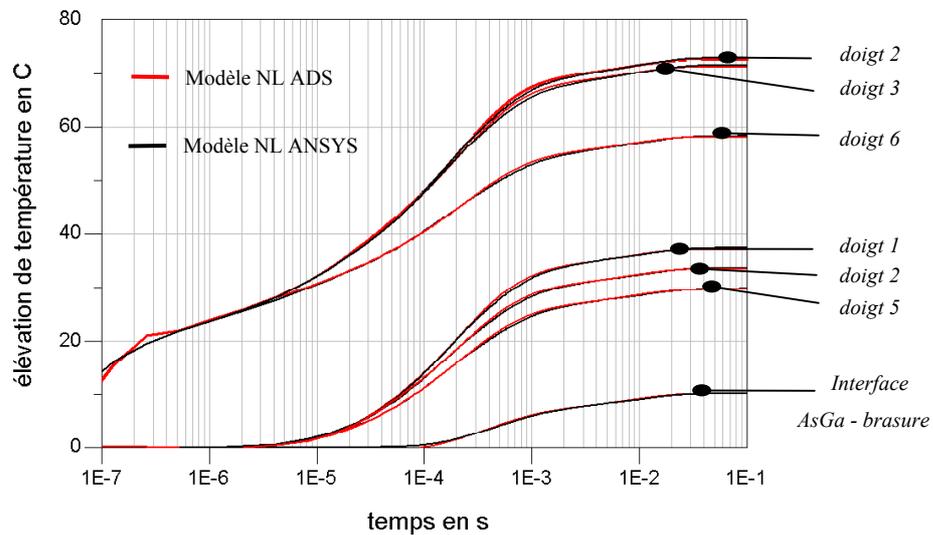


figure 119 : Elévations des températures des doigts du transistor et de l'interface AsGa brasure des modèles ADS et ANSYS

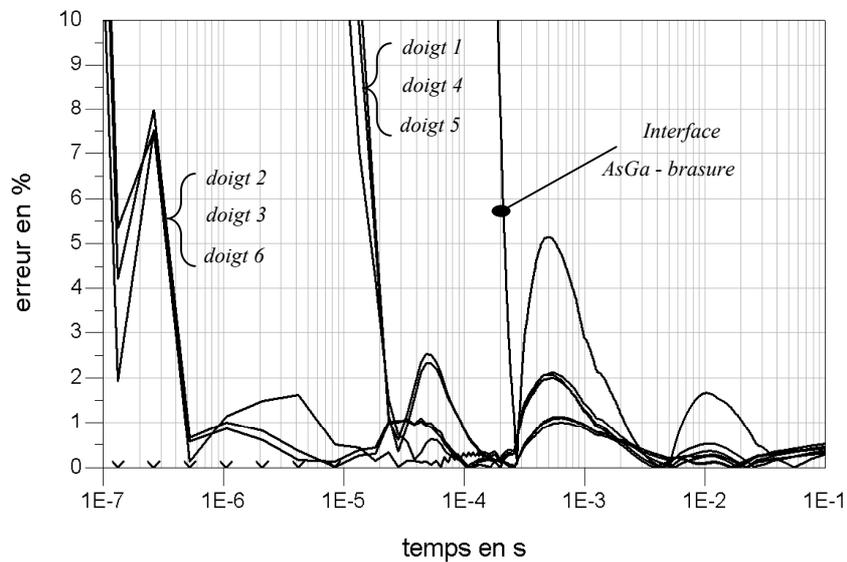


figure 120 : Erreurs relatives des élévations de température de la figure 119 du modèle ADS par rapport à celles calculées sur ANSYS

L'étude des deux figures précédentes révèle la très bonne précision du modèle thermique par rapport aux résultats fournis par une simulation sous ANSYS. En effet, l'écart de température (figure 121) reste inférieur à 2°C pour l'ensemble des sorties du modèle thermique. La figure 120 présente l'erreur des élévations de température du modèle ADS avec le modèle éléments finis. Globalement, cette dernière est inférieure à 5%.

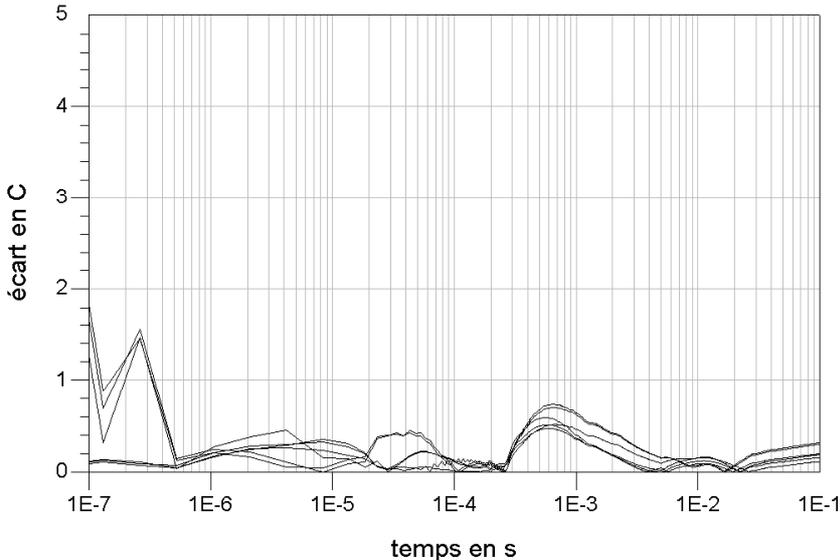


figure 121 : Ecart des températures de la figure 119 du modèle ADS par rapport à celles déduites du modèle thermique ANSYS

## Conclusion

L'étude menée au long de ce chapitre a permis l'élaboration d'un modèle thermique réduit non-linéaire sous ADS. La précision de ce dernier a été validée par la comparaison avec les résultats d'un modèle éléments finis simulé numériquement sous ANSYS.

Ce modèle thermique utilise essentiellement deux modèles thermiques réduits par la technique de double-réduction présentée dans la première partie de cette thèse. L'interpolation des températures de ces modèles réduits associée à la transformation inverse de Kirchhoff conduit à un modèle thermique non-linéaire (ex: figure 112) directement utilisable dans n'importe quel circuit électrique.

Puis, la validation de la méthode de modélisation a été vérifiée en considérant, d'abord, le cas d'une structure simple homogène. Ensuite, la modélisation thermique d'une structure complexe, telle qu'un transistor, a été entreprise avec succès. Dans ce cas, les résultats fournis par le modèle thermique réduit non-linéaire se révèlent être très proches de ceux obtenus par simulation thermique 3D du modèle à éléments finis sous ANSYS. De plus, ce constat s'applique aussi bien à la simulation en régime statique qu'en régime transitoire (malgré l'hypothèse (94)).

Par ailleurs, par sa précision, sa taille, et sa facilité d'intégration au sein de circuits électriques complexes, l'emploi de ce modèle thermique non-linéaire est indispensable à la simulation électrothermique précise des dispositifs de puissance. En outre, les simulations de ces structures ne tiennent pas exactement compte de leur environnement thermique (ex: modules actifs embarqués). Par conséquent, les performances des circuits électroniques (fiabilité, puissance de sortie, valeur de phase, etc..) peuvent être mal estimées en raison de l'imprécision de la valeur de la température aux sein de composants de puissance. Désormais, il est envisageable de modéliser l'environnement thermique imposé au composant de puissance, qui sera ensuite modélisé thermiquement. Dès lors, le couplage de ces deux modèles thermiques permettrait de rendre compte de l'impact thermique de l'environnement sur les performances d'un circuit de puissance.



## 5 SIMULATIONS THERMIQUES ET REDUCTION D'UN SYSTEME MMICs COMPLEXE



## Introduction

Tout au long de cette étude, nous nous sommes restreints à la modélisation thermique au niveau des composants de puissance. Toutefois, ce type de modélisation peut avoir un champs d'application bien plus large. En effet, la maîtrise du paramètre température est un élément essentiel aussi bien dans la conception des composants que celles des systèmes. Dans ce but et à titre de perspective, nous montrerons comment réaliser la simulation électrothermique de MMICs soumis à leur environnement thermique réel. Nous traiterons de la simulation d'un amplificateur de puissance appartenant à un module actif.

## 5.1 Etude thermique d'un module actif

Les modules actifs qui seront intégrés à un radar ont fait l'objet d'une étude thermique complète, menée par le bureau d'étude de TAS. Le but de ce type d'étude est d'établir la valeur des températures de jonction des transistors de puissance des amplificateurs MMICs appartenant au module actif. La connaissance de ce paramètre permet de valider la fiabilité du fonctionnement du module. Si celui-ci dépasse un certain seuil de fiabilité, le dimensionnement du refroidissement doit alors être modifié.

Cette étude tient compte des paramètres suivants :

- Le mode en régime d'impulsions :  $1.6\mu\text{s}$  avec un facteur de forme de 20% et  $1,2\mu\text{s}$  avec un facteur de forme 15%,
- La température des poutres sur lesquelles reposent les modules actifs.

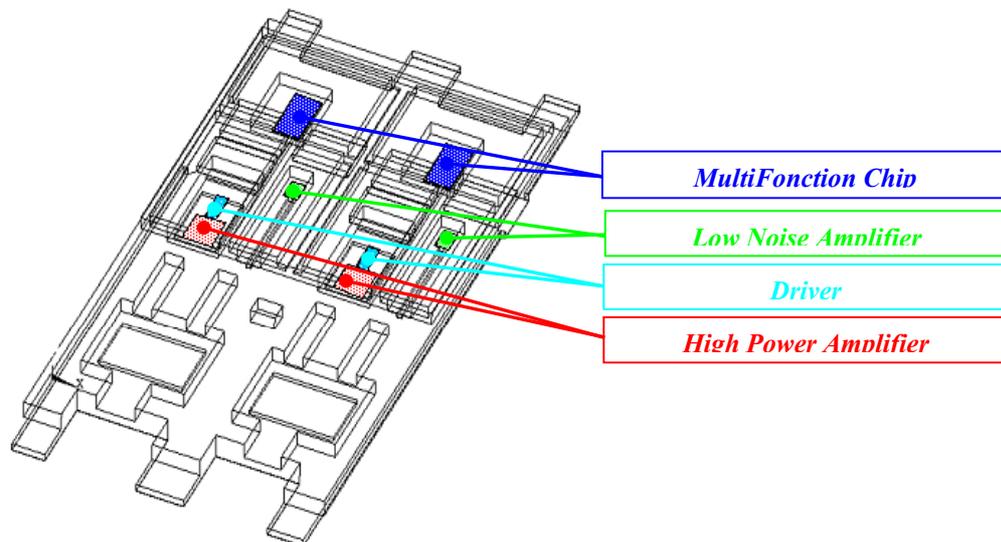


figure 122 : Vue d'un bi-module actif

Dès à présent, nous montrerons qu'il est possible de reproduire les mêmes analyses avec les modèles thermiques réduits. Ainsi, la double réduction permettra aux concepteurs d'évaluer rapidement la sensibilité du paramètre critique de fiabilité, à un changement du mode de fonctionnement (évolution du rapport cyclique par exemple). De plus, ces modèles réduits pourront être utilisés pour une analyse électrothermique optimale des MMICs, en

tenant compte de l'environnement thermique du module. Un cas d'exemple sera traité. Il concernera la simulation des effets thermiques sur les impulsions délivrées par un amplificateur MMIC appartenant au module actif.

### 5.1.1 Description du module et des transistors de puissance

La figure 122 expose la vue d'un bi-module actif d'émission-réception radar et détaille les principales zones d'échauffement thermique, à savoir :

- La puce multifonction,
- L'amplificateur faible bruit,
- Le driver ou pré-amplificateur,
- L'amplificateur de puissance associé, suivant les versions, à des circuits de compensation en température.

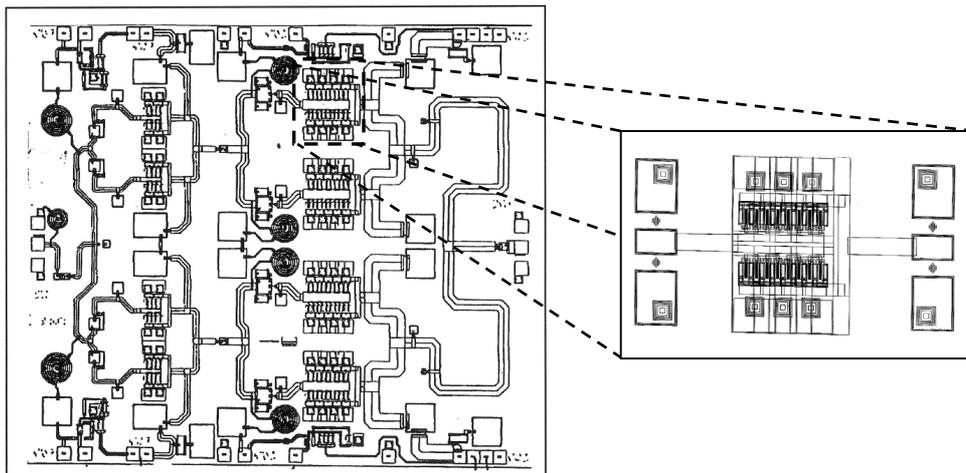


figure 123 : Vue de l'amplificateur de puissance et détail d'un transistor HBT "fishbone"

Par ailleurs, d'autres zones de dissipation sont prises en compte. Elles concernent les pertes entre l'amplificateur et le driver et les pertes au niveau des circulateurs. De plus, la figure 123 présente le circuit de l'amplificateur utilisant des transistors de puissance HBT de type "fishbone" de la fonderie UMS.

### 5.1.2 Modélisation et simulation thermique en éléments finis

Cette partie concerne la modélisation en éléments finis et la simulation du bi-module (figure 122) et d'un transistor de puissance "fishbone" en technologie HBT. Les modèles ont été réalisés et simulés au sein du bureau d'étude sur ANSYS. Le modèle non-linéaire du module est illustré par la figure 124. De même, le transistor HBT (20doigtsx40 $\mu\text{m}$ ) est modélisé en tenant compte de la non-linéarité de la conductivité thermique de l'AsGa. La figure 125 montre, à gauche, le modèle en éléments finis, en utilisant une symétrie  $\frac{1}{4}$ . A droite, on observe la zone de dissipation de puissance surmontée d'un drain thermique en or. Toutefois, il est à noter que la passivation et la couche de BCB n'ont pas été modélisées sur cette figure.

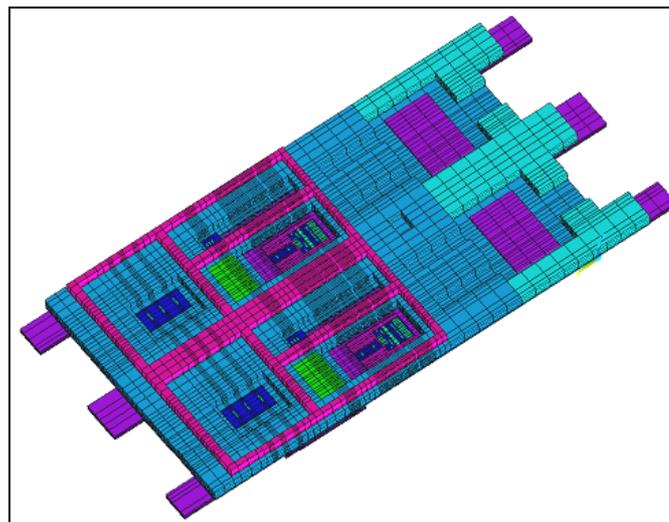


figure 124 : Vue du modèle en éléments finis du module émetteur-récepteur

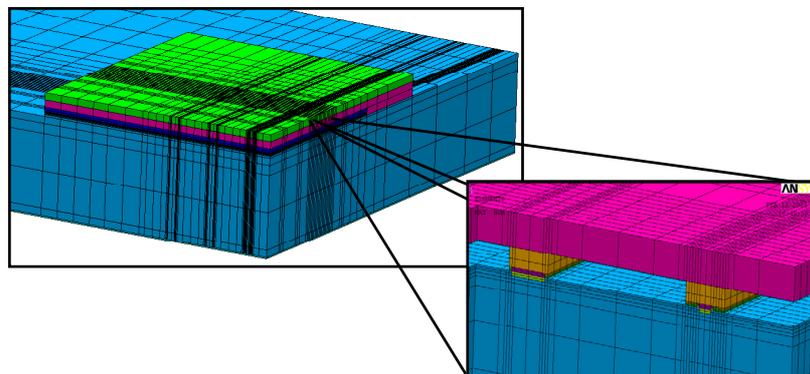


figure 125 : Vue du modèle en éléments finis du transistor HBT et détail de la zone de dissipation surmontée du drain thermique.

L'ensemble des puissances dissipées est fourni par des rapports d'études internes regroupant les bilans de consommation des divers MMICs du module. De plus, les températures du plan de pose du module sont issues d'analyses thermiques sur le système de refroidissement global des modules actifs du radar. Ensuite, ces données sont intégrées dans les deux modèles en éléments finis présentés précédemment.

Sous ANSYS, l'analyse thermique s'effectue en deux étapes :

- Une analyse statique du module, en lui imposant des puissances de dissipation moyennes pour les MMICs soumis à un mode en impulsion. Ces valeurs correspondent aux deux modes radar :  $1.6\mu\text{s}$  20% et  $1.2\mu\text{s}$  15%. Cette analyse a pour but d'estimer la température moyenne de fond de substrat des MMICS et tout particulièrement des transistors de puissance.
- Une analyse transitoire du modèle de transistor appartenant au HPA. La durée de cette analyse dépend du mode de fonctionnement radar. La température de fond de substrat sera considérée comme uniforme, et sa valeur sera donnée par l'analyse statique du module effectuée pour le même mode de fonctionnement. Cette étude transitoire permet de déterminer la température de jonction des transistors à la fin de chaque impulsion. La connaissance de cette donnée est primordiale pour valider ou non la fiabilité du système.

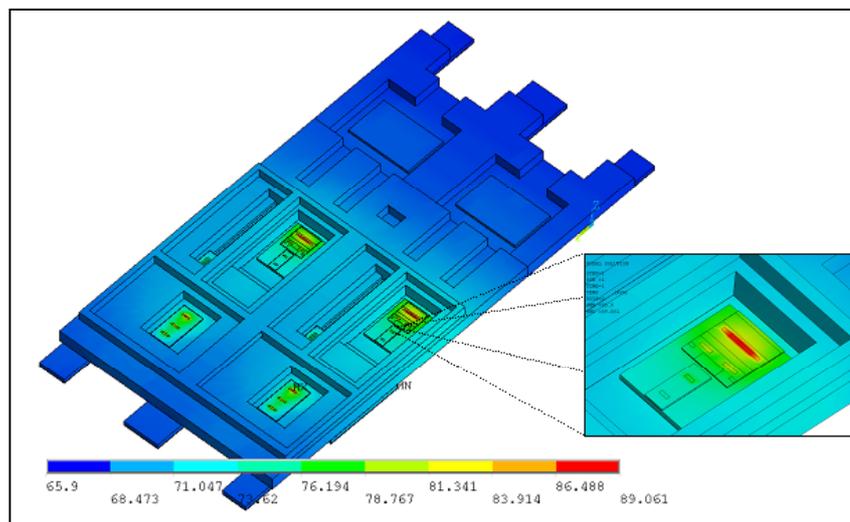


figure 126 : Distribution de la température du module pour le mode  $1.2\mu\text{s}$  15%

Les résultats de ces simulations seront exposés ultérieurement lors de la validation des modèles thermiques réduits de ces deux dispositifs. Néanmoins, la figure 126 illustre, comme exemple, la distribution de température au sein du module pour un mode radar 1.2μs 15% et pour une température de plan de pose égale à 65.9°C. La température de fond de substrat au niveau du HPA vaut 85°C. Celle-ci sera utilisée pour la simulation en transitoire du transistor seul, dont la température finale de jonction vaut 145.7°C. Cette dernière est bien inférieure au seuil critique fixé à 175°C.

## 5.2 Réduction et simulation thermique sur ADS

L'objectif de cette partie est de montrer qu'il est possible d'obtenir les mêmes résultats en utilisant l'outil de la double-réduction sous ADS. A condition que la technologie (du module et des transistors) reste figée, la double réduction permet - sans avoir recours à ANSYS - :

- Une analyse thermique rapide du module intégrant plusieurs MMICs pour n'importe quel type de mode fonctionnement, à condition de spécifier le bilan de puissance complet,
- Une analyse électrothermique optimale des MMICs soumis à l'environnement thermique du module, à condition de connaître le bilan de puissance de l'ensemble des MMICs pour un mode de fonctionnement quelconque.

### 5.2.1 Réduction du modèle thermique du module

Le modèle du module en éléments finis est réduit par double réduction et intégré sous ADS. Au regard des résultats des simulations thermiques sous ANSYS, il n'est pas nécessaire pour cette étape d'introduire la non-linéarité de la conductivité thermique de l'AsGa. De plus, il est à noter que chaque zone de dissipation thermique (HPA, Driver, LNA, etc.) du module correspond à un cas de charge spécifique lors de la pré-réduction. La contribution thermique de chacune de ces zones sur l'échauffement final du modèle réduit, sera prise en compte lors de la seconde réduction (méthode des vecteurs de Ritz) qui utilise le principe de superposition.

Dans l'exemple étudié, le modèle thermique réduit comprend 11 entrées/sorties plus une entrée supplémentaire qui correspond à la température du plan de pose. De plus, l'ensemble des puissances d'entrée pour les deux modes de fonctionnement est consigné dans un fichier dont les données seront extraites à partir d'un DAC (Data Access Component) sur ADS. La figure ci-dessous montre le détail du circuit ADS intégrant le modèle thermique réduit du module.

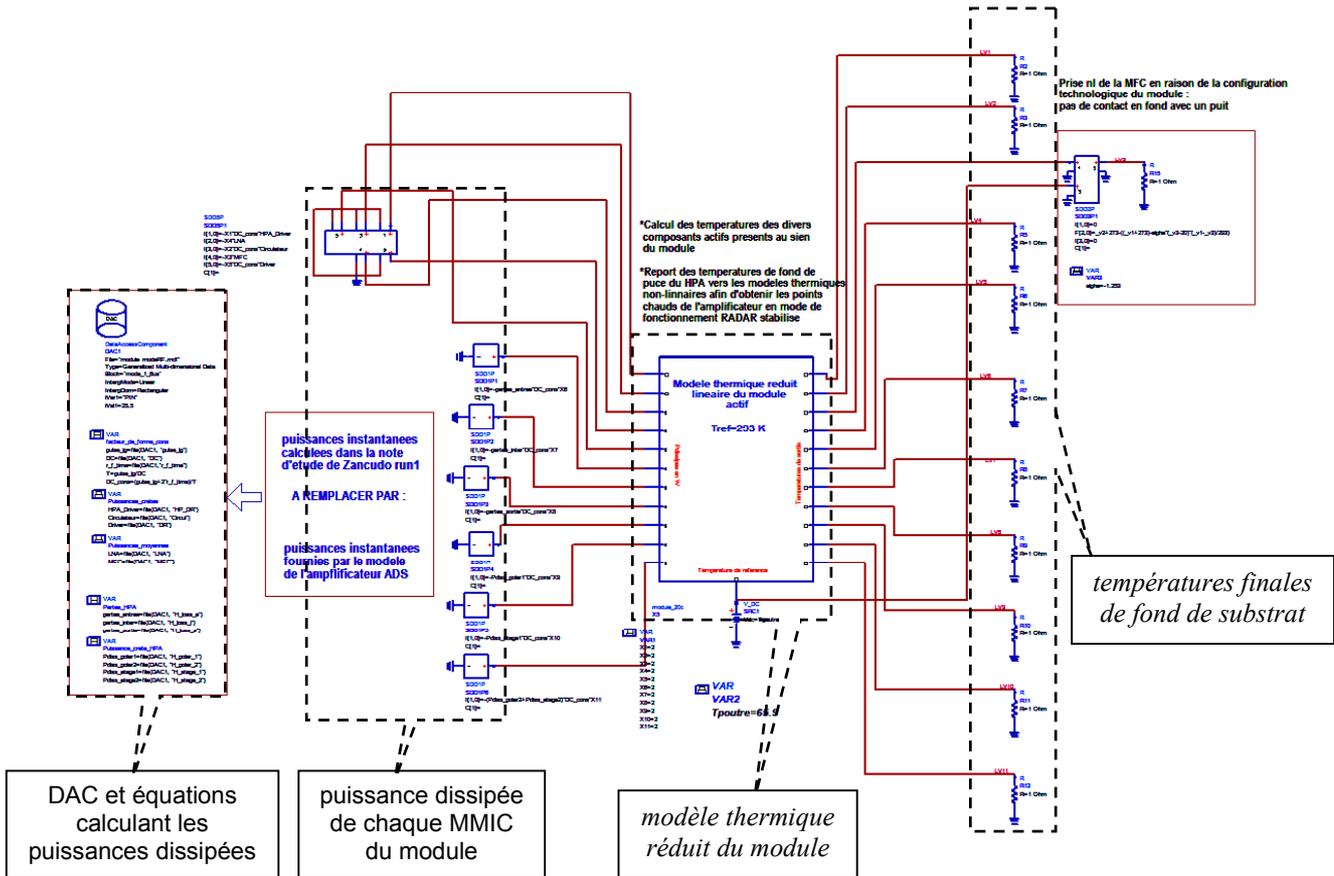


figure 127 : Circuit thermique réduit du module sous ADS

### 5.2.2 Réduction du modèle thermique de transistor

De la même manière, le modèle thermique du transistor est intégré sous ADS. Contrairement au module, le modèle thermique réduit du transistor tient compte de la non-linéarité de la conductivité thermique de l'GaAs. Afin de valider ce modèle, nous l'avons comparé avec la réponse transitoire de son modèle ANSYS, pour 3 températures de fond de substrat et pour une puissance dissipée de 2W. La figure 128 montre l'élévation de la

température au sein des transistors, pour les trois températures de fond définies à 0°C, 80°C et 150°C. La figure 129 présente l'erreur relative (à gauche) de l'élévation de la température du modèle ADS par rapport au modèle ANSYS. Quant à la partie droite de cette figure, elle fournit les écarts absolus en température. L'étude de ces résultats montre la bonne précision du modèle thermique réduit non-linéaire vis-à-vis de son modèle en éléments finis. En effet, l'erreur relative sur la valeur de l'élévation de la température ne dépasse pas 7.5%, qui correspond à un écart de 2.5°.

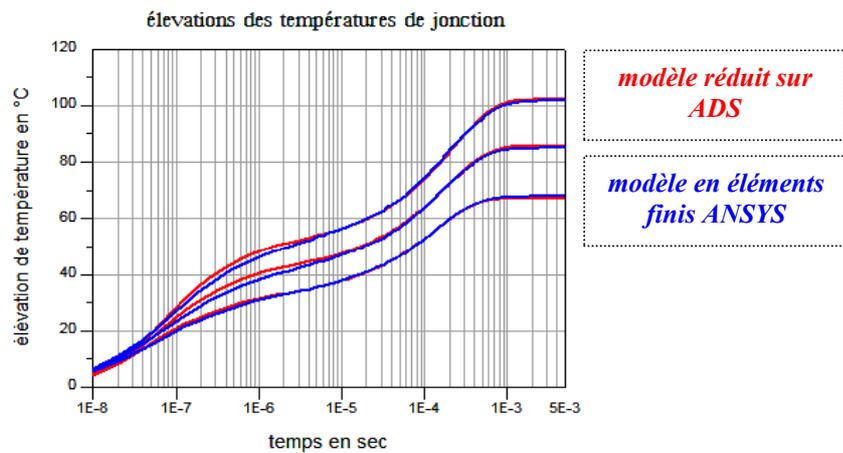


figure 128 : Elévations des températures des modèles ANSYS-ADS pour trois températures de fond de substrat et pour une puissance de 2W

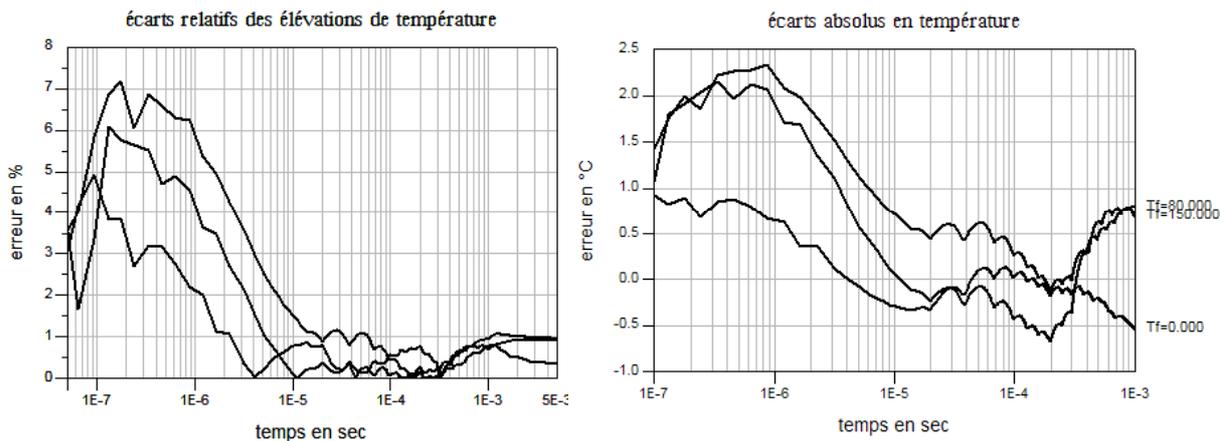


figure 129 : Erreurs absolues et relatives commises par le modèle ADS par rapport au modèle ANSYS

### 5.2.3 Simulation thermique des modèles thermiques réduits du module et des transistors de puissance

Il s'agit maintenant de simuler l'ensemble module-transistor afin de comparer les résultats avec ceux qui ont été déduits des simulations thermiques en éléments finis. Comme l'analyse sous ANSYS, La simulation sous ADS s'effectue en deux temps. Tout d'abord, le module est simulé en statique pour différents modes de fonctionnement radar et différentes valeurs de température (plan de pose du module). Puis, le modèle thermique du transistor est simulé en transitoire en lui appliquant comme température de fond de substrat la température déduite des résultats de la simulation statique du module précédent. Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus par la simulation sous ANSYS et par les modèles réduits sous ADS. Il regroupe les températures moyennes de fond de substrat des MMICs et la température de jonction finale en fin d'impulsion, pour chacun des modes de fonctionnement.

Temp. plan de pose	Temp. fond de substrat				Temp. de jonction
	HPA	Driver	MFC	LNA	HPA
<b>Mode 1.6 <math>\mu</math>s 20%</b>					
70.4	94.9	82.6	91.6	80	161.6
	95.1	82.3	92.4	79.9	158.7
74.9	99.4	87.1	96.3	84.5	166.1
	99.6	86.8	92.3	84.4	163.9
67.4	91.9	79.6	88.8	77	158.6
	92.1	79.3	89.2	76.9	155.2
<b>Mode 1.2 <math>\mu</math>s 15 %</b>					
65.9	85	75.4	86.8	74.8	145.7
	85.1	75.1	86.7	75.1	147.1
69.6	88.7	79.1	90.5	78.5	149.4
	88.8	78.8	90.7	78.3	150
63.4	82.5	72.9	84.3	72.3	143.2
	82.6	72.6	84	72	144.1

tableau 16 : Comparaison entre les résultats simulés sous ANSYS (en noir) et ceux simulés sous ADS (en rouge)

Les résultats montrent que les modèles thermiques réduits fournissent des résultats proches de ceux obtenus par la simulation sous ANSYS. Il est désormais possible de déterminer, directement sous ADS, l'ensemble des températures critiques (température de jonction) quel que soit le mode de fonctionnement imposé au module. Ainsi, le concepteur dispose, dans le même environnement de simulation, de toutes les données thermiques pour effectuer des analyses hyperfréquences sans recourir à des simulations ANSYS au préalable.

De plus, il est possible d'étendre ce type de simulation à une étude électrothermique des MMICs soumis à l'environnement thermique du module actif. Dans le cas de l'étude des amplificateurs de puissance, l'utilisateur a maintenant la possibilité d'optimiser le circuit tout en tenant compte de l'impact thermique de ce circuit et des autres MMICs sur l'échauffement global du module, et donc de l'amplificateur.

### 5.3 Simulation électrothermique optimale de circuits MMICs soumis à un environnement thermique opérationnel

Au regard des résultats du paragraphe précédent, les modèles thermiques réduits offrent la possibilité d'optimiser les circuits MMICs en tenant compte de leur futur environnement thermique. Cette partie a pour objectif d'exposer uniquement la méthodologie pour réaliser de telles simulations. L'étude portera sur l'exemple de l'amplificateur de puissance. Nous montrerons schématiquement comment effectuer les simulations en continu et en transitoire d'enveloppe sous ADS.

#### 5.3.1 Les pré requis

Pour un mode de fonctionnement spécifique, il est nécessaire d'avoir le bilan de puissance du module actif complet et les températures des plans de support du module. Ces données seront appliquées au modèle thermique réduit du module afin de simuler leur influence thermique sur l'amplificateur de puissance.

Ensuite, le module thermique réduit du transistor est intégré au sein d'un modèle électrothermique de HBT. La puissance dissipée par effet joule est égale au produit  $V_{ce}I_c$ ,

au niveau du modèle de transistor intrinsèque. La température issue du modèle thermique réduit est ensuite utilisée par les équations électriques du modèle non-linéaire du transistor. Par ailleurs, la température de fond de substrat du HBT sera fournie par le modèle thermique réduit du module.

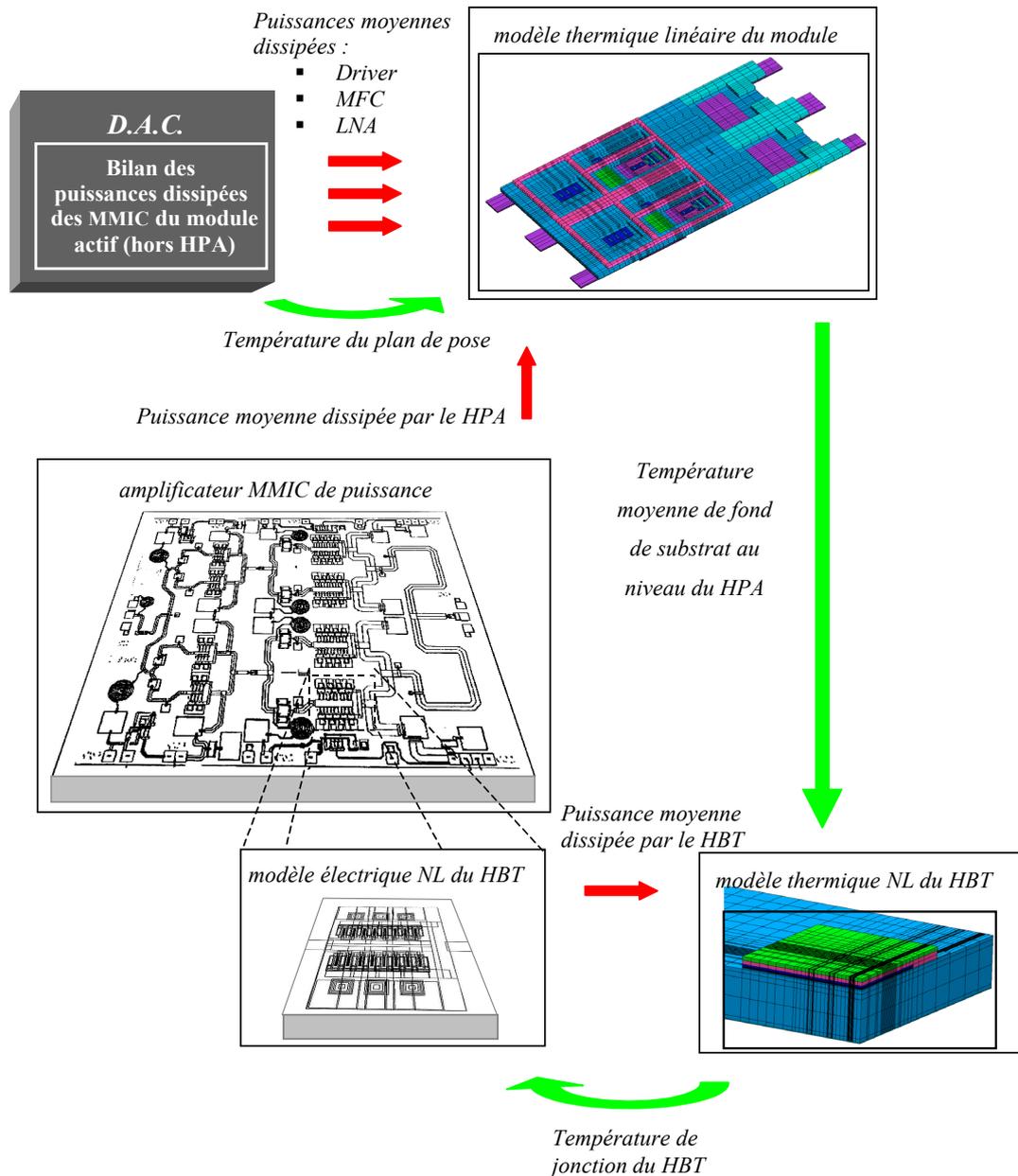


figure 130 : Schéma de principe de la simulation H.B. (équilibre harmonique) électrothermique du HPA soumis à l'environnement thermique du module

### 5.3.2 Simulations en équilibrage harmonique

La figure 130 présente la façon dont est traité l'aspect électrothermique dans ce type de simulation. L'amplificateur de puissance est simulé en équilibrage harmonique. Par conséquent, il est possible de calculer la puissance totale dissipée par effet Joule au sein du module. Cette dernière est ajoutée à la somme des contributions des puissances dissipées par les autres MMICs. Le total est alors appliqué au modèle thermique réduit du module qui renvoie, en sortie, l'ensemble des températures de fond de substrat. Parmi celles-ci, la température de fond des transistors de puissance est imposée au modèle électrothermique des HBTs appartenant à l'amplificateur MMIC. Ce modèle tient alors compte de l'influence de la température sur les performances hyperfréquences de l'amplificateur à partir :

- De la valeur de la température de jonction, calculée à partir de la puissance instantanée dissipée par le transistor,
- Et de la valeur de température de fond de substrat, résultant de l'influence de tous les MMICs appartenant au module.

La figure 130 met en évidence deux boucles de simulation électrothermique dont l'une est imbriquée dans l'autre. Il reste à vérifier que le simulateur puisse gérer la convergence simultanée de ces deux boucles. Cette démarche n'a pas pu être réalisée au cours de nos travaux. Toutefois, elle démontre tout l'intérêt de l'outil de la double réduction dans la réalisation de simulations électrothermiques pour des systèmes aussi complexes que des modules comportant plusieurs MMICs.

### 5.3.3 Simulations en transitoire d'enveloppe

De la même manière, nous donnons ici une méthode de simulation qui n'a pas pu être validée. Dans le cadre particulier de la simulation en transitoire d'enveloppe, il apparaît nécessaire d'effectuer deux simulations. En effet, si l'on veut simuler la dynamique des effets thermiques sur les performances de l'amplificateur de manière réaliste, il est nécessaire de se placer dans un régime stabilisé. C'est-à-dire qu'il faut connaître l'état thermique moyen des transistors au cours des impulsions avant d'effectuer la simulation en transitoire. En réalité, il

faut simplement connaître la température de fond de substrat des transistors appartenant à l'amplificateur.

Par conséquent, il faut d'abord effectuer une simulation en équilibrage harmonique suivant la démarche exposée au paragraphe précédent. La seule différence réside dans le calcul des puissances dissipées. Celles-ci doivent être moyennées (proportionnellement au rapport cyclique) afin d'estimer les températures des MMICs pour un régime stabilisé en impulsion. Cette simulation permet de connaître la température de fond de substrat des transistors de l'amplificateur MMICs avant chaque impulsion. Enfin, il suffit de simuler l'amplificateur en transitoire d'enveloppe en imposant aux modèles thermiques réduits des transistors les températures de fond de substrat, comme l'illustre la figure 131.

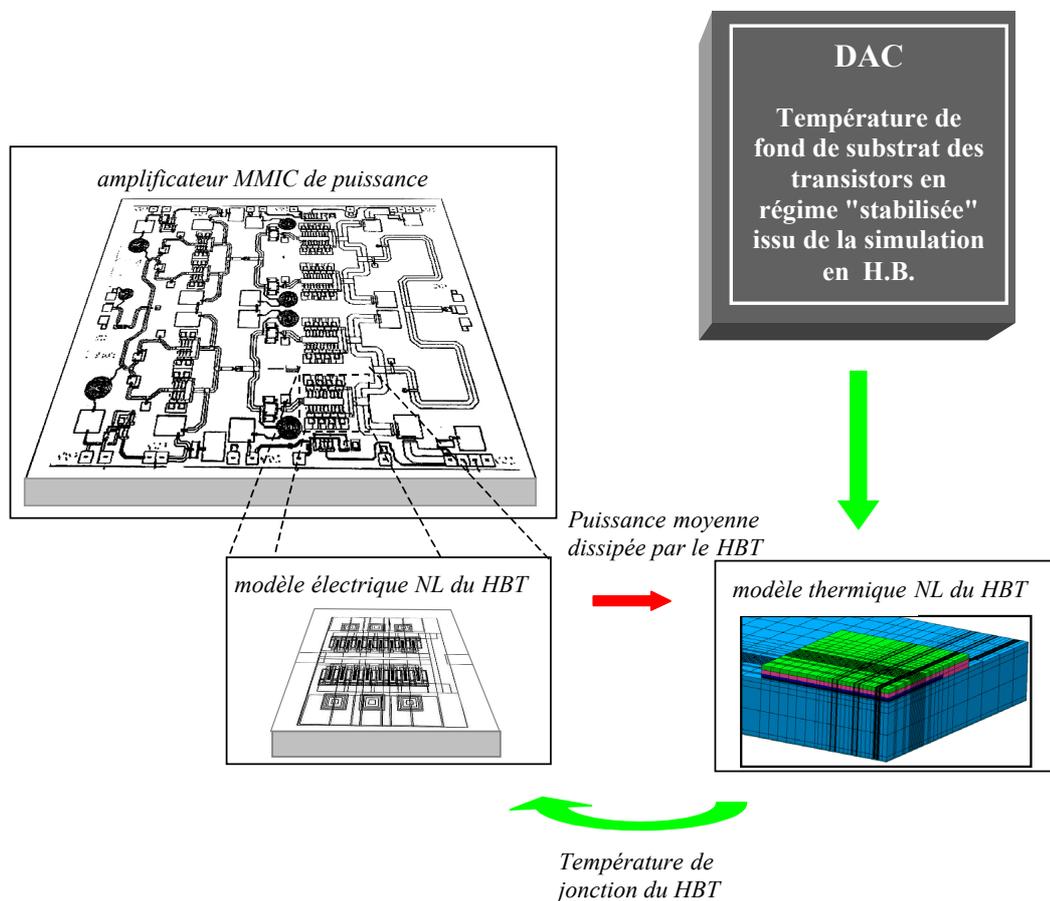


figure 131 : Schéma de principe de la simulation en transitoire d'enveloppe électrothermique du HPA soumis à l'environnement thermique du module

## Conclusion

Nous venons de démontrer qu'il est tout à fait envisageable d'utiliser les modèles thermiques réduits pour la simulation de sous-ensembles complexes (un module comportant plusieurs MMICs) tout en tenant compte de l'influence thermique de son environnement.

## Perspectives dans le cadre d'une modélisation comportementale

Il est désormais envisageable d'étendre ce type d'analyse à une chaîne complète de circuits lors d'une simulation système à l'aide de modèles comportementaux. Dans ce cadre, la simulation thermique d'un système aussi complexe exige la création d'une bibliothèque de super-éléments qui représenteront chacun, un élément de la bibliothèque système. Le modèle en éléments-finis de la chaîne à simuler, utilisera alors cette bibliothèque de super-éléments. De plus, les éléments de la bibliothèque système doivent :

- Inclure le paramètre température ("face arrière") comme une nouvelle entrée,
- Fournir la puissance dissipée instantanée afin de réaliser le couplage avec le modèle thermique réduit de toute la chaîne.

## CONCLUSION

Le contexte général de ce travail est l'intégration d'un modèle électrothermique dans un environnement de simulation circuit. Dans ce cadre, l'objet de nos travaux consiste à générer un modèle thermique précis d'un composant de puissance, à partir de sa description non-linéaire en éléments finis. En s'appuyant sur un outil de réduction développé par l'IRCOM et le simulateur thermique commercial ANSYS, nous avons développé un outil complet de modélisation thermique. Celui-ci est capable de générer des modèles qui tiennent compte de la non-linéarité de la conductivité thermique des matériaux composant les dispositifs MMICs. Ce type de modèle thermique associé à un modèle électrique non-linéaire est alors apte à représenter toute la dynamique des effets thermiques, pour n'importe quel mode de fonctionnement.

Dans une première partie, nous avons exposé les bases théoriques du transfert de chaleur. Celles-ci conduisent à l'expression de l'équation de chaleur qui régit le comportement thermique des dispositifs électroniques. Ensuite, nous avons décrit quelques méthodes de mesures expérimentales de la température des composants MMICs. Les résultats de ces méthodes sont approximatifs car elles n'autorisent, en général, qu'une estimation de la température en surface. Ainsi, pour obtenir une description précise, il est préférable de recourir à des simulations thermiques 3D en éléments finis. Cette méthode mathématique a été présentée de manière générale, puis appliquée à la discrétisation de l'équation de la chaleur à la fin de ce chapitre. Cependant, la taille du maillage de ces modèles est contraignante, d'un point du traitement des données, pour réaliser le couplage direct avec une simulation circuit. Par conséquent, la réduction des modèles thermiques s'est révélée indispensable pour l'élaboration d'un quelconque modèle électrothermique.

Cet aspect de la réduction a été abordé dans le second chapitre de cette étude. Après avoir exposé les principes de la technique de réduction utilisant les vecteurs de Ritz, nous avons présenté le module informatique qui intègre cette technique. Ce module de réduction, développé par l'IRCOM, a été appliqué avec succès dans l'étude des phénomènes d'instabilité thermique des HBTs. Cet outil a servi de point de départ pour nos travaux. En effet, au cours

de ce chapitre, nous avons vu comment il est possible d'adapter ce programme à une description de modèle issu d'ANSYS.

La principale limitation liée à ce type de simulateur commercial concerne la "fermeture" de leur propres fichiers de simulation. Ces derniers ne peuvent pas être exploités directement par d'autres programmes informatiques, comme celui de l'IRCOM. Dans le cas d'ANSYS, il existe une procédure interne de réduction appelée "substructuring", qui s'avère être, pour le moment, le seul moyen capable de générer les entrées nécessaires au module de réduction basé sur les vecteurs de Ritz.

En conséquence, l'interface entre ces deux outils nécessite une pré-réduction (par substructuring) du modèle initial avant d'effectuer la réduction globale par l'intermédiaire du module de l'IRCOM. En effet, lorsque la taille des modèles à étudier dépasse les 3000 nœuds, il devient impossible d'extraire directement les données d'entrées pour le module de réduction basé sur les vecteurs de Ritz. C'est pourquoi, dans ANSYS, il faut réduire une première fois le modèle initial en un modèle intermédiaire, appelé superélément. Un traitement informatique approprié des données par l'intermédiaire du module de l'IRCOM permet alors de générer un « sous circuit » SPICE. Ce fichier s'intègre ensuite dans n'importe quel simulateur circuit.

Cette méthode dite de double réduction a été appliquée à un transistor PHEMT 1680 $\mu\text{m}$ , représentatif de l'étage de sortie d'un amplificateur de puissance MMIC en bande X. Après avoir modélisé le composant sous ANSYS, nous avons montré que la pré-réduction de ce modèle en un superélément conserve la réponse statique du modèle initial et détériore peu sa réponse transitoire. Ce résultat n'est vrai que si l'on se contente de connaître le comportement thermique de zones localisées du dispositif (les points chauds par exemple). Ainsi, dans le cas de la modélisation thermique, où seule la connaissance des températures à quelques points du composant importe, cette pré-réduction n'est pas préjudiciable à la précision du modèle final. Par ailleurs, l'utilisation des superéléments permet d'effectuer un des simulations en transitoire qui seraient trop contraignantes (en termes de temps de simulation et de stockage) dans le cas d'une simulation d'un modèle complet. Ainsi, le recours à la procédure de substructuring s'est avéré pertinent.

En définitive, nous avons extrait un modèle thermique réduit du modèle de pHEMT par la méthode de la double réduction. Dans le simulateur circuit ADS, ce modèle réduit est associé à un modèle électrique non-linéaire pour former un modèle électrothermique.

Le chapitre trois a abordé, dans un premier temps, la simulation de ce modèle électrothermique en transitoire d'enveloppe, afin d'évaluer l'effet de la température sur le comportement hyperfréquence du composant. Dans un second temps, le modèle a été intégré au circuit de l'amplificateur de puissance "blackbart" en technologie PHEMT. Les simulations de ce dernier en mode pulsé ont été réalisées et comparées aux mesures fournies par le CELAR. Elles ont montré une cohérence certaine. Toutefois, l'influence thermique simulée reste encore trop faible sur les performances globales pour assurer une véritable concordance avec les mesures. Ainsi, des efforts de modélisation restent à produire. En effet, on a constaté qu'en introduisant une dépendance thermique au modèle de la capacité  $C_{gs}$ , on améliore la simulation des effets thermiques, notamment sur le gain. Même si cette hypothèse reste purement empirique, elle démontre tout l'intérêt des modèles électrothermiques lors de la phase de conception ou de rétrosimulation de circuits de puissance. Finalement, ils permettent aux concepteurs d'appréhender au mieux l'influence des effets thermiques pour des applications RF en impulsion.

Le chapitre quatre a traité de la prise en compte de la non-linéarité de la conductivité thermique des matériaux utilisés par les composants MMICs. De manière générale, la méthode de la double réduction a abouti à un modèle thermique, qui traduit le comportement du composant soumis à une température uniforme constante. Celle-ci correspond à la température de référence qui fixe les valeurs des conductivités des matériaux du modèle avant sa réduction. Or, il est clair que ce type de modélisation devient rapidement inexact dès lors que le composant est placé dans des conditions thermiques totalement différentes (forte densité de puissance, autre environnement thermique).

L'objectif de la modélisation non-linéaire est d'utiliser ce modèle thermique réduit quel que soit l'environnement thermique imposé. Dans ce but, nous avons utilisé la transformation inverse de Kirchhoff. Celle-ci permet d'exprimer les solutions d'un problème non-linéaire à partir des solutions "apparentes" du problème linéaire équivalent. Après avoir présenté théoriquement cette transformation, nous l'avons appliquée à un modèle thermique global constitué de deux modèles thermiques réduits issus de la double réduction. Cette association

permet l'interpolation de la température finale à partir des températures de sortie des deux modèles thermiques réduits définis pour des températures de référence différentes. Cette interpolation dépend de la température dite de "face arrière" et traduit l'influence de cette dernière sur la valeur de la résistance thermique du modèle.

Cette modélisation non-linéaire a été menée avec succès sur un modèle à éléments finis de PHEMT. Elle a montré que le modèle thermique non-linéaire simulé sur ADS est capable de reproduire fidèlement le comportement thermique non-linéaire du modèle en élément finis simulé sous ANSYS. Cette propriété se vérifie aussi bien en régime statique qu'en régime transitoire.

Enfin, le dernier chapitre a permis de montrer que l'outil de réduction peut aussi s'appliquer à d'autres domaines de simulation que celui de la simulation des transistors MMICs. En effet, ce chapitre a démontré qu'il est envisageable d'intégrer les modèles thermiques réduits pour la simulation de circuits plus complexes (tels qu'un amplificateur MMICs de puissance) tout en tenant compte de l'influence thermique de son environnement.

En somme, nous avons mis au point un outil de modélisation thermique complet et opérationnel. Il offre comme avantages :

- D'utiliser d'un simulateur thermique commercial "standard" : ANSYS,
- De prendre en compte la dépendance thermique des conductivités thermiques des matériaux utilisés par les composants électroniques,
- De générer des modèles thermiques rapides et précis qui autorisent des analyses électrothermiques statiques et transitoires dans un environnement de simulation circuit,
- D'envisager la simulation électrothermique d'un sous-système complet, comme un module actif de radar à balayage électronique.

# BIBLIOGRAPHIE

- [1] BATTY W., PANKS A.J., JOHNSON R.G. and SNOWDEN C. “ Electrothermal Modeling and Measurement for Spatial Power Combining at Millimeter Wavelength”, *IEEE trans. Microwave theory and techn.*, vol 47, n° 12, dec 1999
- [2] IGIC P.M., MAWBY P.A., TOWERS M.S. and BATCUP S., “Dynamic Electrothermal Physically Based Compact Models of the Power Devices for Device and Circuits Simulations”, *17<sup>th</sup> IEEE SEMI-THERM Symposium*
- [3] BYK E., LOPEZ D., LALOUÉ A., BAILLARGEAT D., VERDEYME S., AUBOURG M., QUERE R., GUILLON P., LAPORTE E., SOULARD M., “Modélisation d’un TEC par une approche globale”, *Ircm, Alcatel Space Industries*
- [4] SNOWDEN C., “Large-Signal Microwave Characterization of AlGaAs/GaAs HBT’s Based on a Physics-Based Electrothermal Model”, *IEEE trans. Microwave theory and techn.*, vol 45, n° 1, jan 1999
- [5] LEWIS S.H., ”Infrared microscopy as applied to failure analysis of P-DIP device”, *Proc. IRPS*, pp99-101, 1986
- [6] Rapport de synthèse, “Mesures thermiques submicroniques pour composants hyperfréquences”, *CNES*
- [7] GRAUBY S., FORGET B.C., HOLE S. and FOURNIER D. “High resolution photothermal imaging of high frequency phenomena using a visible camera associated with a multichannel lock-in scheme”, *Review of scientific instruments*, vol70, n°9, pp3603-3608, sept 99

- [8] STEPHENS C.E., SINNADURAI E.N., "A surface temperature limit detector using nematic liquid crystal with an application to microwaves", *Journal Applied Physics*, E. Sci. Instr., vol7, pp641-643
- [9] Dawson D.E., GUPTA A.K., SALIB M.L., "CW Measurement of HBT thermal Resistance", *IEEE trans. On electr. dev.*, vol 39, Oct 1992
- [10] J.P. TEYSSIER, PH. BOUYSSÉ, Z. OUARCH, T. PEYRETAILLADE, R. QUÉRE, "40GHz/150ns versatile pulsed measurement system for microwave transistor Isothermal characterisation", *IEEE Microwave Theory and Techniques*, dec. 1999
- [11] ALDERSTEIN M.G., ZAITLIN M.P., "Thermal resistance measurement for AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors", *IEEE Trans. Elec. Dev.*, vol 38, n°6, jun. 1991
- [12] TAMAGI F., MIJALKOVIC S., NANVER L.K., NENADOVIC N., SCHELLEVIS H., D'ALESSANDRO V., RINALDI N., BURGHARTZ B. "Parameter Extraction for Electro-thermal modeling of bipolar transistors"
- [13] COOK R.D., MALKUS D.S., PLESHA M.E., "Concepts and application of finite element analysis", 3th ed, John Wiley&sons, p 14.
- [14] BARRON G., "What every engineer should know about finite element", 2<sup>nd</sup> Ed, Revised and expanded, edited by John R. Brauer, pp1-7
- [15] COURANT R., "Variational Method for the Solution of Problem of Equilibrium and Vibrations", *Bulletin of the American Mathematical Society*, Vol.49, 1943.
- [16] R. W., 'CLOUGH', 'The Finite Element Method in Plane Stress Analysis', *Processing of 2<sup>nd</sup> Conference on Electronic Computation*, ASCE, 1960.
- [17] COOK R.D., MALKUS D.S., PLESHA M.E., "Concepts and application of finite element analysis", 3th ed, John Wiley&sons, p 16

- [18] TZER J. and VU-QUOC L., "A rational formulation of thermal Circuit models for electrothermal simulation – Part I : Finite element method", *IEEE Trans. Circuit and Systems*, vol 43, n°9, sept 96
- [19] KRYSL P., LALL S., MARSDEN J. E. "Dimensional Model Reduction in Non-linear Finite Element Dynamics of Solids and Structures", *Intern. J. Numer Meth Engng 2000, John Wiley&sons, Ltd*
- [20] "Ansys Theory Reference : Analysis tools", 001099, 9<sup>th</sup> ed., SAS IP, Inc, chap 15.7
- [21] COOK R.D., MALKUS D.S., PLESHA M.E., "Concepts and application of finite element analysis", 3<sup>th</sup> ed, John Wiley&sons, p 16
- [22] LOPEZ D. "Intégration d'un modèle électrothermique de transistor bipolaire à hétérojonction issu de simulations thermiques tridimensionnelles dans un environnement de simulation circuit" *Thèse de L'université de Limoges*, 2002
- [23] CHIPROUT E. and NAKHLA M., " Generalized moment-matching methods for transient analysis of interconnect networks", *ACM/IEEE Design Automation Conf*, 1992, pp 201-206
- [24] ANASTASAKIS D.F., GOPAL N, KIM S.Y. and Pillage L.T., "On the stability of moment-matching approximations in asymptotic waveform evaluation" *ACM/IEEE Design Automation Conf*, 1992, p 207-212
- [25] TZER J. and VU-QUOC L., "A rational formulation of thermal Circuit models for electrothermal simulation – Part II : Model Reduction techniques", *IEEE Trans. Circuit and Systems*, vol 43, n°9, sept 96
- [26] "Ansys Theory Reference : Analysis tools", 001099, 9<sup>th</sup> ed., SAS IP, Inc, chap 15.11

- [27] WILSON E.L., YUAN M.-Y, "Dynamic analysis by direct superposition of Ritz vectors", *Earthquake Eng. Structural Dynamics*, vol. 10, n°6, p 813-821, Nov 1982
- [28] CRAIG R.R., HALE A.L., "Block-Krylov component synthesis method for structural model reduction"
- [29] D. LOPEZ "Intégration d'un modèle électrothermique de transistor bipolaire à hétérojonction issu de simulations thermiques tridimensionnelles dans un environnement de simulation circuit" *Thèse de L'université de Limoges*, 2002
- [30] Z. OUARCH "Caractérisation et modélisation des effets de pièges et thermiques des transistors à effet de champ sur AsGa: Application à la simulation de la dynamique lente des circuits non-linéaires micro-ondes " *Thèse de L'université de Limoges*, 2002
- [31] "Amplificateurs de forte puissance en bande X et en large bande", *DGA/DSP/STTC 97348*, réunion finale
- [32] DGA, "Rapport d'analyses", RA 00/050/TECN/04004.01.04.NC
- [33] THOMSON-CSF, "Etude thermique paramétrée", *DSC/ELA/AMT,97/4087/COM*, Av1997
- [34] "Ansys Theory Reference : Analysis Procedures", 001099, 9<sup>th</sup> ed., *SAS IP, Inc*, chap 17.6
- [35] R.J. Guyan, "Reduction of Stiffness et Mass Matrices", *AIAA Journal*, vol. 3, n°2, 1965
- [36] E. ANDERSON and AI, "LAPACK user's guide, 3rd edition", SIAM
- [37] R. SOMMET, D. LOPEZ, R. QUERE "Fasttherm : A software based on Ritz vector approach for model reduction. User's manual"
- [38] COOK R.D., MALKUS D.S., PLESHA M.E., "Concepts and application of finite element analysis", 3<sup>th</sup> ed, *John Wiley & sons*, p 16

- [39] LOPEZ D. "Intégration d'un modèle électrothermique de transistor bipolaire à hétérojonction issu de simulations thermiques tridimensionnelles dans un environnement de simulation circuit" *Thèse de L'université de Limoges*,2002
- [40] CHIPROUT E.and NAKHLA M.," Generalized moment-matching methods for transient analysis of interconnect networks", *ACM/IEEE Design Automation Conf*,1992, pp 201-206
- [41] ANASTASAKIS D.F., GOPAL N, KIM S.Y. and Pillage L.T., "On the stability of moment-matching approximations in asymptotic waveform evaluation" *ACM/IEEE Design Automation Conf*,1992, pp 207-212
- [42] TZER J.and VU-QUOC L., "A rational formulation of thermal Circuit models for electrothermal simulation – Part II : Model Reduction techniques", *IEEE Trans. Circuit and Systems*,vol 43,n°9,sept 96
- [43] "Ansys Theory Reference : Analysis tools", *001099, 9<sup>th</sup> ed., SAS IP,Inc*,chap 15.11
- [44] WILSON E.L., YUAN M.-Y., "Dynamic analysis by direct superposition of Ritz vectors", *Earthquake Eng. Structural Dynamics*, vol. 10, n°6,p 813-821, Nov 1982
- [45] CRAIG R.R., HALE A.L., "Block-Krylov component synthesis method for structural model reduction", *Synthesis Method for Structural Model Reduction*, vol 11, n°6, pp. 562-570
- [46] SOMMET R., LOPEZ D., QUERE R., "Transient Analysis of Collector Current Collapse in Power HBTs", GAAS 2002
- [47] Y. TAJIMA, B.WRONA, K. MISHINA "GaAs FET Large-Signal Models and Its Application to Circuit Design", *IEEE Trans Electronics Devices*, Vol 28, n°2, Feb1981, pp171-175

- [48] Z. OUARCH "Caractérisation et modélisation des effets de pièges et thermiques des transistors à effet de champ sur AsGa: Application à la simulation de la dynamique lente des circuits non-linéaires micro-ondes " *Thèse de L'université de Limoges*, 2002, p151
- [49] Advanced Design System documentation, "ADS/components/non-linear/chapter 3", p120
- [50] KIKUTA M., TOGOH H., TANAKA M., "Boundary element analysis of nonlinear heat conduction problems", *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 1987, Elsevier Science Publishers, pp 321-329
- [51] KADAMBI V., DORRI B., "Solution of thermal Problems with nonlinear material properties by the Boundary Integral Method", *BETECH*, 1985
- [52] KIM S., "A simple direct estimation of temperature-dependent thermal conductivity with Kirchhoff transformation", *Int. Comm. Heat Mass Transfert*, 2001, Vol. 28, n°4, pp. 537-544
- [53] HAJI-SHEIKH A., "Peak temperature in high-power Chips", *IEEE Transactions on electron devices*, April 1990, Vol. 37, n°4
- [54] SNOWDEN C.M., "Modeling of Thermal Effects in Semiconductor Structures", *VLSI DESIGN*, 1998, Vol.8, pp. 53-58
- [55] NAKWASKI W., "An application of Kirchhoff transformation to solving the nonlinear thermal conduction equation for a laser diode", *Optica Applicata*, Vol 10,n°3,1980
- [56] BONANI F., GHIONE G., "On the application of the Kirchhoff transformation to the steady state thermal analysis of semiconductor devices with temperature dependent and piecewise inhomogeneous thermal conductivity", *Solid-State Electronic*,1995, Vol 38, n°7, pp1409-1412

[57] BATTY W., PANKS A.J., CHRISTOFFERSEN C.E., DAVID S., JOHNSON R.G. SNOWDEN C.M., STEER M.B., "Fully analytical compact thermal model of complex electronic power devices and packages in coupled electrothermal CAD", *7<sup>th</sup> International Workshop of THERmal Investigation of ICs and Systems*, Sept. 2001, Paris.

[58] JOYCE W.B., "Thermal resistance of heat sinks with temperature-dependent conductivity", *Solid-State Electronics*, 1975, vol n°18, pp.321-322

[59] BATTY W., SNOWDEN C.M., "Electo-thermal device and circuit simulation with thermal non-linear due to temperature dependent diffusivity", *ELECTRONICS LETTERS*, 9<sup>th</sup> Nov. 2000, Vol. 36, n°23

[60] BATTY W., CHRISTOFFERSEN C.E., DAVID S., PANKS A.J. JOHNSON R.G., SNOWDEN C.M., STEER M.B., "Fully physical, time-depedent thermal modelling of complex 3-dimensional systems for device and circuit level electrothermal CAD", *17<sup>th</sup> Annual IEEE Semiconductor thermal measurement and management symposium*, mar. 2001, pp. 71-84

[61] HARPER C.H., *handbook of material*, chap. 12-1

[62] WALKEY D.J., SMY T.J., MACELWEE T.W., MALIEPAARD M., "Linear Models for temperature and power dependence of thermal resistance in Si, InP and GaAs substrate devices", *IEEE Semiconductor thermal measurement and management symposium*, mar. 2001