



# THÈSE

## En vue de l'obtention du Diplôme de Doctorat en Sciences

*Présentée par : FERADJI Ahmed*

### *Intitulé*

*Modélisation TLM de la diffusion thermique dans les composants  
semi conducteurs grand à gap*

*Faculté : Génie Electrique*  
*Département : Electronique*  
*Spécialité : Electronique*  
*Option : Semi-Conducteurs*

*Devant le Jury Composé de :*

<i>Membres de Jury</i>	<i>Grade</i>	<i>Qualité</i>	<i>Domiciliation</i>
<i>MEKAKIA MAAZA Nasreddine</i>	<i>Professeur</i>	<i>Président</i>	<i>USTO-MB</i>
<i>SAIDANE Abdelkader</i>	<i>Professeur</i>	<i>Encadreur</i>	<i>ENPO</i>
<i>BOUDGHENE STAMBOULI Amine</i>	<i>Professeur</i>	<i>Examineur</i>	<i>USTO-MB</i>
<i>CHALABI Djilali</i>	<i>Professeur</i>	<i>Examineur</i>	<i>ENPO</i>
<i>BELAIDI Abdelkader</i>	<i>Professeur</i>	<i>Examineur</i>	<i>ENPO</i>

## **REMERCIEMENTS**

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur le Professeur N.MEKAKIA de l'Université USTO-MB pour l'honneur qu'il me fait en présidant ce jury.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur A.SAIDANE, Professeur à l'ENPO d'Oran, pour sa riche expérience scientifique dont il m'a fait profiter. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour les conseils et les suggestions avisés qu'il m'a prodigué ainsi que pour ses qualités scientifiques et humaines dont il a fait preuve en dirigeant ce travail

Je voudrais également exprimer ma gratitude à Messieurs les Professeurs A.BOUDGHENE STAMBOULI, de l'Université USTO-MB, D.CHALABI, A.BELAIDI de l'ENPO d'Oran qui ont accepté de juger ce travail.

Je remercie également les Professeurs H.S PULKO et A.J.WILKINSON, de l'Université de HULL, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire pendant une année.

Je tiens à remercier aussi Mme Chalabi qui m'a beaucoup encouragé pour terminer cette thèse.

# Table des matières

Table des matières.....	i
Liste des figures.....	v
Liste des tableaux.....	ix
Listes des symboles.....	x
Résumé.....	xii
Abstract.....	xiii
Introduction générale .....	1
<b>Chapitre I: Semi- conducteurs grand gap</b>	
1.1 - Introduction :.....	5
1.2 Généralités sur les semi-conducteurs à grand gap:.....	5
1.3 Principales propriétés physiques des matériaux semi-conducteurs à grand gap .....	9
1.3.1 Bande interdite (gap).....	9
1.3.2 Champ de claquage .....	10
1.3.3 Densité en porteurs intrinsèques.....	12
1.3.4 Mobilité des porteurs, vitesse des porteurs .....	13
1.3.5 Conductivité électrique, résistivité, conductivité thermique .....	16
1.3.6 Résistance carrée, $R_{0n}$ .....	18
1.4 Synthèse.....	20
1.5 Facteurs de mérites .....	21
1.5.1. Facteur de mérite de Johnson (JMF) .....	21
1.5.2 Facteur de mérite de Keyes ( K M F ) .....	22
1.5.3.Facteur de mérite de Baliga (BMF) .....	22
1.6 Conclusion .....	23
Bibliographie .....	24
<b>Chapitre 2 : Composants électroniques à base de semi-conducteurs gran gap</b>	
2.1 Introduction.....	28
2.2 Dispositifs électroniques sur carbure de silicium.....	28
2.2.1 Les diodes bipolaires .....	28
2.1.2 Les diodes Schottky .....	29
2.1.3 La diode JBS (Junction Barrier Schottky).....	30

2.1.4	Les Transistors HBT.....	31
2.1.5	Les transistors Bipolaires.....	32
2.1.6	L'IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor).....	34
2.1.7	Les Transistors MOSFET.....	35
2.1.8.1	Historique et Généralités.....	37
2.1.8.2	Principe de Fonctionnement du Transistor MESFET.....	39
2.1.8.3	Les Effets Parasites du SiC MESFET.....	41
2.1.8.3.1	Les Effets à Dynamiques Lentes.....	41
2.1.8.3.2	Les phénomènes d'avalanche dans le SiC-MESFET.....	44
2.1.8.3.3	Les Effets Thermiques.....	44
2.1.8.4	Etat de l'Art des Transistors MESFET en Carbure de Silicium.....	48
2.2	Dispositifs de puissance sur Nitrure de Galium.....	51
2.2.1	Généralités.....	52
2.2.2	Fonctionnement des transistors HEMT.....	52
2.2.3	Etude des HEMTs AlGaN/GaN.....	54
2.3	Les effets thermiques dans les transistors HEMTs GaN.....	57
2.4	Conclusion.....	58
	Bibliographie.....	59
<b>Chapitre III: Transfert de chaleur</b>		
3.1	Introduction.....	62
3.2.1	Les lois fondamentales du transfert de chaleur.....	62
3.2.1.1	Transfert de chaleur par conduction.....	62
3.2.1.2	Transfert de chaleur par convection.....	63
3.2.1.3	Transfert de chaleur par rayonnement.....	64
3.3	Equation de diffusion de la chaleur.....	66
3.4	Auto échauffement des transistors de puissance.....	69
3.4.1	Zone de génération de la chaleur.....	69
3.4.2	Différentes méthodes utilisées.....	72
3.5	Conclusion.....	73
	Bibliographie.....	74

## Chapitre IV: La méthode TLM

4.1. Introduction.....	76
4.2 Ondes électromagnétiques .....	76
4.3 Equivalent électrique d'une ligne de transmission .....	78
4.4 Equation électrique d'une ligne de transmission.....	79
4.5 Modèles TLM .....	80
4.5.1 TLM sans pertes .....	80
4.5.2 TLM avec pertes.....	82
4.5.2.1 Modèles unidimensionnels .....	83
4.5.2.2 Modèles bidimensionnels .....	84
4.5.2.3 Modèles tridimensionnels.....	85
4.5.2.4 Modèles TLM dans le cas de sources internes .....	86
4.6 Modélisation TLM unidimensionnelle.....	87
4.6.1 Expressions de $R(x)$ , $C(x)$ et $Z(x)$ .....	89
4.6.2 Expressions des coefficients de réflexion .....	90
4.6.3 Calcul de l'impulsion totale au noeud ( $x$ ).....	91
4.6.4 Calcul des impulsions réfléchies .....	93
4.6.5 Calcul des impulsions incidentes .....	94
4.6.6 Conditions aux limites.....	96
4.6.6.1 Limite à flux nul .....	96
4.6.6.2 Limite avec une perte totale.....	97
4.6.6.3 Limite à température imposée .....	97
4.6.7 Organigramme.....	97
4.6.8 Cas non linéaire .....	98
4.7 Modélisation TLM tridimensionnelle .....	103
4.7.1 Résistances et impédance caractéristique.....	103
4.7.2 Coefficients de réflexion .....	105
4.7.3 Modélisation de la chaleur générée :.....	105
4.7.4 Elévation de la température au nœud ( $x,y,z$ ).....	105
4.7.5 Impulsions réfléchies.....	107
4.7.6 Impulsions incidentes :.....	108
4.8 Avantages de la méthode TLM .....	109
4.9 Conclusion .....	110

Bibliographie .....	111
<b>Chapitre V: Application de la méthode TLM à la diffusion thermique dans le semi-conducteurs grand gap</b>	
5.1 Introduction.....	114
5.2 Application de la méthode TLM unidimensionnelle à la diffusion de chaleur dans une barre de semi-conducteur à grand gap.....	114
5.2.1 Solution analytique.....	114
5.2.2 Solution TLM.....	115
5.2.3 Choix des pas spatial et temporel : .....	117
5.2.4 Diffusion thermique dans différents matériaux semi conducteurs.....	120
5.2.4.1 Cas d'une barre avec sources de chaleur internes : .....	122
5.3 Modélisation TLM de l'auto-échauffement des transistors 4H-SiC MESFET multi-grilles .....	123
5.3.1. Introduction .....	123
5.3.2 Description du dispositif .....	125
5.3.3 Génération de chaleur dans le 4H-SiC MESFET .....	125
5.4 Résultats et interprétations.....	126
5.4.1 Validation des résultats .....	126
5.4.2 Influence de l'espacement entre les doigts.....	130
5.4.3 Effet de l'épaisseur du substrat .....	132
5.4.4 Effet d'un puits de chaleur .....	133
5.4.5 Régime impulsionnel.....	134
Bibliographie .....	136
Conclusion générale.....	138

## Liste des figures

<b>Figure 1.1</b> : Exemples d'applications des semi-conducteurs à grand gap.[6] .....	8
<b>Figure 1.2:</b> Diagrammes de bandes d'énergie de différents matériaux. [8].....	9
<b>Figure 1.3:</b> Variation de la bande interdite en fonction de la température pour 4H-SiC[2]	10
<b>Figure 1.4:</b> Champ de claquage en fonction de la largeur du gap pour différents matériaux (Si, AsGa, 4H- SiC, GaN, Diamant) d'après le tableau (1.1). .....	11
<b>Figure 1.5:</b> Densités de puissance P (W/mm) en fonction de la tension de drain, pour les transistors MESFET à Si, AsGa , SiC et GaN [18]. .....	11
<b>Figure 1.6:</b> Concentration intrinsèque des porteurs en fonction de la température [4]. .....	13
<b>Figure 1.7:</b> Variation de la mobilité dans le 4H-SiC en fonction de la concentration en impuretés [24]. (a) des électrons (b) des trous.....	13
<b>Figure 1.8:</b> Variation de la mobilité des électrons dans le GaN en fonction de la température pour une concentration du dopage $N_D=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [8].....	14
<b>Figure 1.9:</b> Vitesse de dérive des électrons pour différents matériaux .....	14
<b>Figure 1.10:</b> Vitesse de dérive des porteurs dans les semi-conducteurs GaN et GaAs en fonction du champ électrique pour différentes températures [4]. .....	16
<b>Figure 1.11:</b> forme idéalisée du canal du transistor considéré pour la définition de $R_{on}$ ....	18
<b>Figure 1.12:</b> structure simplifiée d'un transistor HEMT [26].....	19
<b>Figure 1.13:</b> Caractéristiques courant-tension d'un transistor HEMT GaN [7] .....	20
<b>Figure 1.14:</b> Influence des propriétés des matériaux sur les performances des dispositifs ....	20
<b>Figure 2. 1:</b> Coupe dans une diode bipolaire en 4H-SiC [2].....	29
<b>Figure 2. 2:</b> Coupe d'une diode Schottky en 4H-SiC [2].....	30
<b>Figure 2. 3</b> : Structure d'une diode JBS en 4H-SiC [2] .....	30
<b>Figure 2.4:</b> Vue en coupe d'un transistor bipolaire à hétérojonction [7]. .....	31
<b>Figure 2. 5:</b> Réalisation d'un HBT en technologie GaN/SiC [8].....	32
<b>Figure 2.6:</b> schéma de principe d'un transistor .....	33
Figure 2.7: Transistor bipolaire en SiC-4H.....	32
<b>Figure 2.8:</b> structure IGBT NPT .....	34
Figure 2.9: structure IGBT PT.....	34
<b>Figure 2.10</b> : Structure MOSFET Verticale en Si. ....	35
<b>Figure 2.11:</b> LD MOSFET en 4H- SiC .....	36
Figure 2. 12: MOSFET en 4H-SiC [10].....	35
<b>Figure 2.13</b> :Vue en coupe d'un MESFET SiC [24] .....	38
<b>Figure 2. 14:</b> Vue en coupe et polarisation d'un MESFET .....	39
<b>Figure 2.15:</b> Réseau de caractéristiques mesurés en impulsions $I_{ds} = f(V_{ds})$ à $V_{gs} = Cste$ [24].....	40
<b>Figure 2.16:</b> Influence sur le courant de la capture des électrons dans des pièges de substrat. ....	43

<b>Figure 2.17:</b> Influence sur le courant de sortie de l'émission des électrons dans le canal.....	44
<b>Figure 2.18:</b> Comparaison des caractéristiques de sortie d'un SiC- MESFET à température constante et avec auto-échauffement [28].....	45
<b>Figure 2.19:</b> Influence de la température sur la tension de seuil de la diode d'entrée du transistor [32]......	47
<b>Figure 2. 20:</b> Influence de la température sur l'exponentiel du courant de la diode d'entrée du transistor [32].....	47
<b>Figure 2.21:</b> Illustration de l'effet Crunch [32].....	48
<b>Figure 2.22:</b> Mesures grand signal d'un transistor MESFET SiC de 4.8mm de développement de grille en condition pulsée (durée de l'impulsion=200µs, rapport cyclique= 10 %) à 3GHz [36].....	50
<b>Figure 2. 23:</b> Bandes de fréquences .....	51
<b>Figure 2. 24:</b> Structure d'un transistor HEMT.....	54
<b>Figure 2. 25:</b> Coupe schématique des HEMTs d'AlGaIn/GaN sur substrat de silicium.....	55
<b>Figure 2. 26:</b> niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction [40].....	55
<b>Figure 2. 27:</b> Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.....	56
<b>Figure 2. 28:</b> niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée non nulle.....	56
<b>Figure 2. 29:</b> Comparaisons de simulations en puissance d'un transistor GaN pour deux températures de socles différentes [41].....	57
<b>Figure 2. 30:</b> Exemple d'auto-échauffement d'un transistor GaN [41].....	58
<b>Figure 3.1:</b> Subdivisions du spectre électromagnétique[16].....	65
<b>Figure 3.2:</b> Bilan énergétique au sein d'un volume élémentaire.....	67
<b>Figure 3. 3 :</b> Mécanismes physiques de génération de la chaleur [9].....	70
<b>Figure 3. 4:</b> Représentation des phénomènes électriques dans le canal [ 11].....	71
<b>Figure 3. 5:</b> Zone de dissipation de puissance dans un transistor SiC MESFET .....	72
<b>Figure 4.1:</b> Propagation d'une onde électromagnétique dans le vide [3] .....	77
<b>Figure 4.2:</b> Equivalent électrique d'une ligne .....	79
Figure 4.3:Equivalent électrique d'une ligne.....	78
<b>Figure 4.4 :</b> Elément d'une ligne de transmission.....	80
<b>Figure 4. 5:</b> Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission sans pertes. ....	82
<b>Figure 4. 6:</b> Discrétisation d'une ligne de transmission coaxiale avec pertes.....	83
<b>Figure 4.7:</b> Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission unidimensionnelle ....	83
<b>Figure 4. 8:</b> Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission bidimensionnelle ....	85
<b>Figure 4. 9:</b> Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission tridimensionnelle.....	86
<b>Figure 4. 10a:</b> Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission unidimensionnelle avec source interne.....	86
<b>Figure 4. 11:</b> Axes et numérotation pour le modèle unidimensionnel.....	88

<b>Figure 4. 12:</b> Organigramme de la méthode TLM unidimensionnelle selon la configuration A.....	98
<b>Figure 5. 1:</b> Division de la barre de carbure de silicium en nœuds.....	116
<b>Figure 5. 2:</b> Evolution de la température dans une barre de carbure de silicium attaquée à son extrémité gauche par une impulsion de chaleur de 100W/cm. (a) t=2s (b) t=5s (c) t=10s (d) t=20s.....	116
<b>Figure 5. 3:</b> Influence du pas spatial sur les résultats TLM.....	118
<b>Figure 5.4:</b> influence du pas temporel sur les résultats TLM.....	120
<b>Figure 5. 5:</b> Diffusion de la température dans une barre de semi-conducteur pour différents matériaux après injection d'une impulsion de chaleur à son extrémité gauche.....	121
<b>Figure 5. 6:</b> distribution de la température à travers une barre de semi-conducteur contenant deux sources de chaleur espacées de 5 cm.....	122
<b>Figure 5. 7:</b> distribution de la température à travers une barre de semi-conducteur contenant deux sources de chaleur pour un espacement de 1 cm.....	123
<b>Figure 5. 8:</b> Transistor 4H-SiC MESFET multi-doigts de grille [16].....	124
<b>Figure 5.9:</b> coupe d'un transistor 4H-SiC MESFET mono grille .....	125
<b>Figure 5. 10:</b> schéma de principe pour la génération de chaleur dans un transistor 4H-SiC MESFET .....	126
<b>Figure 5. 11:</b> maillage d'un transistor 4H-SiC MESFET double grille .....	126
<b>Figure 5. 12:</b> Distribution de la température dans un transistor 4H-SiC MESFET pour une puissance dissipée de 3.8 W/mm .....	127
<b>Figure 5. 13:</b> Distribution de la température le long de la surface supérieure d'un transistor 4H-SiC MESFET à deux doigts de grille. ....	128
<b>Figure 5. 14:</b> Diagramme schématique d'un SiC MESFET à six doigts de grille .....	128
<b>Figure 5. 15:</b> Distribution de la température dans un MESFET 4H-SiC à six doigts de grille espacés de 50µm. ....	129
<b>Figure 5. 16:</b> Distribution de la température dans le canal d'un MESFET 4H-SiC à six doigts de grille espacés de 50µm. ....	130
<b>Figure 5.17:</b> Les températures maximales du canal pour différentes valeurs de l'espacement des doigts. ....	130
<b>Figure 5. 18:</b> Les maximas de température en fonction de l'espacement des doigts.....	131
<b>Figure 5. 19:</b> Les températures maximales sous les grilles 1, 2 et 3 pour différentes valeurs de l'espacement des doigts.....	132
<b>Figure 5. 20 :</b> Distribution de la température le long du canal en fonction de l'espacement des doigts et en fonction de l'épaisseur du substrat.....	133
<b>Figure 5. 21:</b> Température maximale dans le canal en régime permanent en fonction du pourcentage de l'épaisseur du substrat en contact avec le dissipateur de chaleur. ....	134
<b>Figure 5.22:</b> Température en régime transitoire du point chaud sous le doigt 3 pour différentes valeurs de Vds.....	135
<b>Figure 5. 23:</b> Temps pris par le point chaud associé au troisième doigt pour atteindre 600 °C en fonction de Vds .....	135

## Listes de Tableaux

<b>Tableau 1-1</b> : propriétés physiques de différents semi-conducteurs.....	8
<b>Tableau 1.2</b> : Facteurs de mérites des différentes technologies utilisées dans les applications micro-ondes de puissance normalisées par rapport au silicium.....	22
<b>Tableau 2.1</b> : Quelques paramètres de 4 types de MESFETs commercialisés par CREE....	23
<b>Tableau. 3.1</b> – Exemples de coefficient de convection.....	63
<b>Tableau 5.1</b> : Propriétés physiques des matériaux AsGa, SiC, GaN et Diamant.....	119
<b>Tableau 5.2</b> : Valeurs maximales des températures le long de la barre pour les différents semi-conducteurs avec des espacements de 1 et 5 cm entre les sources génératrices de puissance.....	121
<b>Tableau 5.3</b> : Les températures maximales de chaque doigt pour deux valeurs de $V_{ds}$ .....	127

## Liste des symboles

$\mu_n$ :	Mobilité des électrons
$\mu_p$ :	Mobilité des trous
$n_i$ :	Densité de porteurs intrinsèques
$N_D$ :	Concentration du dopage
$E_g$ :	Bande interdite
$E_c$ :	Champ électrique de claquage
$K$ :	Constante de Boltzmann
$v$ :	Vitesse de dérive
$\tau$ :	Temps de relaxation
$\sigma$ :	Conductivité électrique
$\epsilon_r$ :	Permittivité électrique
$K_t$ :	Conductivité thermique
$F_Q$ :	Facteur de qualité
$R_{th}$ :	Résistance thermique
$P_{diss}$ :	Puissance dissipée
$J_c$ :	Densité de courant
$V_p$ :	Tension de pincement
$V_{ds}$ :	Tension drain-source.
$I_{ds}$ :	Courant drain-source
$V_{gs}$ :	Tension GRILLE-SOURCE
$T$ :	Température
$q$ :	Flux de chaleur
$E_e$ :	Flux d'énergie
$h$ :	Coefficient d'échange
$\rho$ :	Densité du matériau
$C_p$ :	Chaleur spécifique
$S$ :	Surface
$\Phi$ :	Flux d'énergie
$E$ :	Champ électrique
$H$ :	Champ magnétique
$\mu$ :	Perméabilité
$N$ :	Concentration en éléments diffusants
$D$ :	Coefficient de diffusion
$R$ :	Résistance électrique
$R_d$ :	Résistance électrique par unité de longueur
$R_T$ :	Résistance thermique
$L$ :	Inductance électrique
$L_d$ :	Inductance électrique par unité de longueur

C :	Inductance électrique
$C_d$	Inductance électrique par unité de longueur
$C_T$ :	Capacité thermique
Z :	Impédance caractéristique
l :	Longueur
dx :	Unité de longueur
dt :	Unité de temps
V :	Tension électrique
i :	Intensité de courant
e :	Charge électrique
Ti :	Impulsion de Température Incidente
Tr :	Impulsion de température réfléchie
x :	Nœud
k :	Cote du nœud (K=1,2,3,4, 5,6)
Cr :	Coefficient de réflexion
U :	Différence de potentiel
m :	Masse

## Résumé

Le développement spectaculaire notamment des communications mobiles au cours des dernières années a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables dans le domaine de l'électronique. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique.

Cette évolution est essentiellement dirigée vers le choix de nouvelles technologies autorisant en particulier des densités de puissance importantes et l'optimisation des composants actifs, intégrés dans de nombreux systèmes.

C'est dans cette optique, que depuis de nombreuses années, l'industrie des technologies hyperfréquences travaille sur le transistor MESFET (Metal Semi-Conducteur Field Effect Transistor). Jusqu'à présent, les transistors MESFETs étaient réalisés sur Arséniure de Gallium(AsGa). Mais ce dernier et d'autres matériaux comme le Silicium sont utilisés beaucoup trop près de leurs limites physiques ultimes, en particulier au niveau des densités de puissance fournies. Les semi-conducteurs à large bande interdite ont alors suscité un intérêt important. Leurs propriétés physiques et électriques, que leur confère leur largeur de bande interdite, sont très intéressantes pour un grand nombre d'applications de fortes puissances et à très hautes températures. Cependant, l'architecture des transistors de puissance fait qu'il existe au sein de ces structures des zones de fortes densités de puissances où une grande quantité de chaleur est dissipée. Les températures mises en jeu peuvent être élevées selon le type de signaux appliqués. Cela peut détériorer les performances électriques du composant et accélérer son vieillissement.

Dans cette thèse nous présentons un modèle numérique basé sur la méthode TLM (Transmission Line Matrix) qui permet de calculer la température due à l'auto-échauffement en tout point d'un transistor 4H-SiC MESFET multi-doigts. Nous proposons par la suite un certain nombre de paramètres qui permettent de minimiser cet auto-échauffement dans un tel composant comme la distance séparant les doigts, la largeur optimale du substrat et le pourcentage de surface du composant qui doit être en contact avec le dissipateur de chaleur.

Mots clés : Semi-conducteurs grand gap, SiC, MESFET, TLM, Auto-échauffement

## **Abstract**

The spectacular development of mobile communications in recent years has led to a search for robust and reliable technologies at relatively reasonable costs in the field of electronics. Studies developed in the context of new markets have led to significant changes in all sectors of electronics.

This evolution is mainly directed towards the choice of new technologies allowing in particular high power densities and the optimization of active components, integrated in many systems.

In this perspective, the microwave technology industry has been working for many years on the MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) transistor. The MESFETs were made on Gallium Arsenide (AsGa). However, the GaAs and other materials such as silicon are used far too close to their ultimate physical limits, in particular in terms of the power densities provided. Wide-band gap semiconductors have attracted considerable interest. Their physical and electrical properties are very attractive for a large number of high power and very high temperature applications. However, the architecture of the power transistors means that there exist within these structures areas of high power densities where a large quantity of heat is dissipated. The temperatures involved can be high depending on the type of signals applied. This can deteriorate the electrical performance of the component and accelerate its aging.

In this thesis we present a numerical model based on the TLM (Transmission Line Matrix) method which allows calculating the temperature due to the self-heating at any point of a multi-finger 4H-SiC MESFET transistor. After, we propose a certain number of parameters which allow minimizing this self-heating in such a component as the distance separating the fingers, the optimum width of the substrate and the percentage of surface of the component which must be in contact with the heat sink.

**Key words:** Wide band gap semiconductors, SiC, MESFET, TLM, Self-heating

## ملخص

إن التطور المذهل خاصة في ميدان الاتصالات اللاسلكية في السنوات الأخيرة أدى إلى البحث عن تكنولوجيا قوية موثوق بها وبتكاليف معقولة نسبيا في مجال الإلكترونيات. ان الدراسات الحديثة في إطار أسواق جديدة سببت تطورا كبيرا في جميع قطاعات الأعمال الإلكترونية. هذا التطور موجه في الغالب إلى اختيار التكنولوجيا الجديدة التي تسمح بكثافة استطاعة كبيرة والاستفادة المثلى من المكونات النشطة، ودمجها في العديد من النظم. وفي هذا السياق ومنذ سنوات عديدة، وصناعة الاتصالات اللاسلكية تعمل على تطوير المقحل المعروف باسم MESFET. وحتى الآن، فان الترانزستورات MESFETs مصنوعة من شبه الناقل (AsGa). ولكن هذه المادة وغيرها من المواد الأخرى مثل السيليكون أصبحت تعمل قريبة جدا من الحدود الفيزيائية، وخاصة في كثافة الطاقة الموردة. مما جعل أشباه الموصلات ذات (gap) تأخذ اهتماما كبيرا نظرا لخصائصها الفيزيائية والكهربائية، هذه الخصوصيات تسمح باستعمالها في التطبيقات الخاصة بالحرارة و الطاقة المرتفعتين غير أن بنية هذه المقاحل تؤدي إلى وجود كثافة عالية من الاستطاعة أو حرارة مبددة كبيرة مما يؤدي إلى تدهور الخصائص الكهربائية للعنصر و بالتالي عدم صلاحية هذا الأخير.

في هذا العمل نقدم نموذج عددي على أساس طريقة TLM (Transmission Line Matrix) الذي يمكننا من حساب درجة الحرارة الناتجة عن التسخين الذاتي في أي نقطة من المقحل MESFET المتعدد الأصابع. كما نقترح عدد من الطرق التي تسمح بالحد من هذا التسخين الذاتي في مثل هذا العنصر كالمسافة بين الأصابع، وعرض الأمثل للركيزة والنسبة المئوية السطحية للعنصر التي تكون على اتصال مع المبرد.

## Introduction générale

La croissance importante du marché mondial des semi-conducteurs est liée au fait que ces matériaux sont à l'origine de la révolution technologique de ces cinquante dernières années dans le domaine de l'électronique. En effet, l'électronique représente à l'heure actuelle le marché mondial le plus important en volume ainsi que celui présentant la croissance la plus rapide. Le marché des semi-conducteurs couvre des domaines industriels très divers tels que l'informatique, l'automobile, les applications spatiales et militaires, sans oublier bien entendu son rôle prépondérant dans les télécommunications.

Ainsi, le développement spectaculaire notamment des communications mobiles a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique.

Cette évolution est essentiellement dirigée vers le choix de nouvelles technologies autorisant en particulier des densités de puissance importantes et l'optimisation des composants actifs, intégrés dans de nombreux systèmes.

C'est dans cette optique, que depuis de nombreuses années, l'industrie des technologies hyperfréquences travaille sur le transistor MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor). Les transistors MESFETs étaient réalisés sur Arséniure de Gallium (AsGa), mais ce dernier et d'autres matériaux comme le Silicium sont utilisés beaucoup trop près de leurs limites physiques ultimes, en particulier au niveau des densités de puissance fournies. Les semi-conducteurs à large bande interdite ont alors suscité un intérêt important. Leurs propriétés physiques et électriques, que leur confère leur largeur de bande interdite, sont très intéressantes pour un grand nombre d'applications de fortes puissances et à très hautes températures.

Pour des raisons stratégiques, essentiellement militaires, les recherches sur les matériaux à large bande interdite tel que le Carbure de Silicium et le Nitrure de Gallium en tant que matériaux semi-conducteurs se sont développées au milieu des années 50, principalement en URSS. Au cours des dernières années, l'effort s'est accentué aux USA et au Japon où à l'heure actuelle, les semi-conducteurs à grand gap occupe une position dominante dans ce domaine puisqu'ils sont considéré comme des matériaux les plus prometteurs pour la réalisation de composants électroniques pouvant fonctionner à très hautes températures, à très forte puissance et en milieu hostile. Toutefois, la recherche

s'est également développée dans le reste du monde.

Les transistors SiC-MESFETs et les transistors GaN-HEMT sont utilisés dans de nombreux secteurs d'activités tel que :

- Télécommunication : téléphones, ordinateurs, modems...
- Véhicules mobiles: automobiles, trains, avions, engins spatiaux...

Ces composants doivent être fiables pour répondre aux exigences d'une augmentation accrue de la puissance électrique à supporter et d'un encombrement de plus en plus réduit. C'est pour ces raisons que les concepteurs de circuits électroniques doivent tenir compte de tous les paramètres qui peuvent être à l'origine d'un manque de fiabilité et, à fortiori, d'une panne. Parmi ces paramètres, la température est omniprésente. En effet l'échauffement des composants est un phénomène physique inévitable dans la plupart des circuits électroniques à cause de la dissipation par effet Joule. On sait qu'une température trop élevée change les caractéristiques électriques des composants et peut même entraîner leur destruction. Pour certains composants les puissances thermiques dissipées sont si grandes qu'elles ne peuvent pas être évacuées seulement par leur substrat. C'est pour cette raison que la recherche de solutions technologiques à même d'assurer un refroidissement efficace constitue un enjeu industriel de grande envergure. Par ailleurs, il est bien connu que les variations de température du composant influent sur leur comportement électronique puisque les déplacements des porteurs, électrons et des trous, dans les structures sont intimement liés aux niveaux de températures atteints [1]. Ainsi, la maîtrise des phénomènes thermiques au sein même des composants a deux objectifs :

1- éviter de dépasser la valeur critique de la température qui entraîne la destruction du composant pour augmenter sa durée de vie.

2- prévoir précisément le comportement électronique des composants pour une meilleure fiabilité des circuits.

De ce fait, une connaissance précise de la distribution de la température dans les composants semi-conducteurs à large bande interdite dans le temps et l'espace est plus que souhaitable. Une solution exacte des équations différentielles qui régissent la conduction de la chaleur en 3-D couplées avec des conditions complexes aux limites spatio-temporelles et pour des géométries complexes de ces composants qui présentent des sources de chaleur non surfaciques n'existent pas, mais les méthodes numériques peuvent être exploitées et optimisées.

Les méthodes des différences finies (MDF) et des éléments finis (MEF) ont été utilisées par certains chercheurs pour étudier la distribution de la température en régimes permanents dans

ces composants. Cependant, l'étude des régimes transitoires exige une prise en charge sérieuse afin de pouvoir exploiter ces dispositifs avec le maximum de rentabilité. Les méthodes numériques classiques implicites nécessitent des mémoires de stockages excessivement grandes et sont souvent inadéquates en régimes transitoires. Par contre, les méthodes explicites telles que les différences finies doivent satisfaire certaines conditions de stabilités et de consistances qui les rendent très lentes et par conséquent des outils informatiques plus performants sont exigés. La méthode Transmission Line Matrix ou Transmission Line Modelling (TLM), connue pour sa stabilité inconditionnelle, peut être une alternative incontournable pour remédier à cette contrainte. A nos jours cette méthode qui pourtant est très connue dans le domaine de l'électromagnétisme, n'a été appliquée que pour résoudre des cas simples de diffusion de température dans les composants semi-conducteurs.

Dans ce mémoire nous apportons une contribution à la modélisation thermique des composants électroniques de puissance à grand gap en proposant un modèle numérique basé sur la méthode Transmission Line Matrix (TLM) pour le calcul de la distribution de température à travers les transistors et d'en déduire les températures de jonctions. Pour cette étude nous prendrons en particulier l'exemple du 4H-SiC MESFET multi-doigts. Le modèle présenté est basé sur la résolution de l'équation parabolique linéaire de la chaleur en trois dimensions. Il est adapté au calcul des températures en tous points des composants multi-doigts largement utilisé dans les circuits micro-ondes. Nous verrons aussi comment adapter facilement ce modèle pour tenir compte de la dépendance en température de la conductivité thermique des matériaux (problème non linéaire).

C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de cette thèse.

Le premier chapitre est consacré aux matériaux semi-conducteurs à large bande interdite. Nous présentons dans ce chapitre les différentes propriétés physiques et électriques de ces matériaux à savoir la bande interdite, le champ de claquage, la densité des porteurs intrinsèque, la mobilité électronique, la conductivité thermique tout en mettant l'accent sur l'effet de la température sur ces propriétés.

Dans le second chapitre, nous avons réalisé un tour d'horizon des différents types de composants initiés à partir du Carbure de Silicium et du Nitrure de Gallium qui sont les semi-conducteurs à grand gap dont on maîtrise le mieux les technologies de réalisations des dispositifs électroniques. Nous avons détaillé en particulier le SiC MESFET et le GaN HEMT. Après un rappel du fonctionnement, nous avons présenté les effets parasites indésirables venant diminuer les performances statiques de ces deux transistors et en particulier les effets à dynamiques lentes tels que les pièges et les effets thermiques.

# Introduction générale

---

Les aspects théoriques de transfert de la chaleur sont présentés dans le troisième chapitre pour aboutir enfin à l'équation tridimensionnelle de la chaleur.

Le quatrième chapitre aborde d'une manière détaillée la théorie de la méthode TLM appliquée aux phénomènes de diffusion à une, deux et trois dimensions

Dans la première partie du chapitre cinq, nous testons l'efficacité de la méthode TLM en l'appliquant à un cas dont on connaît parfaitement la solution analytique. Il s'agit de la diffusion de chaleur dans un barreau de semi-conducteur à grand gap attaqué à l'une de ses extrémités par une impulsion de chaleur. Les résultats obtenus seront comparés aux résultats analytiques. Dans la seconde partie, la méthode TLM est appliquée pour l'étude de la distribution de la température à travers les transistors multi-doigt 4H-SiC MESFET. L'influence de plusieurs paramètres sur la distribution de la température a été étudiée comme l'espacement entre les doigts, l'épaisseur de substrat, l'ajout d'un puits de chaleur...

### Chapitre I : Semi-conducteurs à grand gap

#### 1.1 - Introduction :

Un des points critiques dans la conception d'un système de communication demeure la génération de puissance RF pour des fréquences porteuses de plus en plus élevées et des bandes passantes de plus en plus larges. Pour cela, l'intégration d'un nombre de transistors de plus en plus grand dans les systèmes électroniques requière de disposer de technologies novatrices. Disposer de technologies de transistors fondés sur l'utilisation de matériaux permettant d'obtenir des densités de puissance de plus en plus élevées est primordiale pour concevoir des circuits de plus en plus intégrés.

La génération de densités de puissance et de puissances importantes dans des surfaces faibles s'accompagne inévitablement de problématiques de rendement à cause de la dissipation d'énergie.

Au-delà des techniques d'optimisation des performances en rendement d'un transistor par le choix de circuits associés connectés à ce transistor, il n'en demeure pas moins une problématique cruciale de gestion thermique des circuits de puissance, c'est-à-dire l'évacuation de la chaleur occasionnée par la puissance dissipée.

Ainsi les matériaux disposant des meilleures résistances thermiques et les transistors capables de fonctionner avec une très bonne fiabilité pour des températures de jonction les plus hautes possibles seront les candidats aux potentiels les plus forts pour l'amplification de fortes puissances. Actuellement, les matériaux à grand gap apparaissent comme une alternative très intéressante en termes de puissance de sortie et de rendement pour une nouvelle génération de composants électroniques. L'attention s'est notamment focalisée sur le carbure de silicium SiC, le nitrure de gallium GaN et le diamant qui présentent des propriétés électroniques meilleures que celles du silicium Si et de l'arséniure de galium AsGa [4].

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques physiques et électriques des matériaux semi-conducteurs à grand gap

#### 1.2 Généralités sur les semi-conducteurs à grand gap:

Depuis quelques années, les semi-conducteurs à large bande interdite sont devenus les candidats par excellence qui ont permis de faire un saut qualitatif en technologie dans le domaine de la forte puissance. Leurs propriétés physiques (champ électrique de claquage, vitesse de saturation, conductivité thermique) en font des matériaux sans concurrents

pour un grand nombre d'applications de forte puissance à haute fréquence et à haute température. Les semi-conducteurs à grand gap permettent d'étendre l'utilisation des dispositifs électroniques dans le domaine des hautes températures, du fait de leur grande bande interdite, et des fortes puissances, du fait de leur fort champ électrique de claquage. Dans cette classe de matériaux, le diamant présente des propriétés exceptionnelles : bande interdite très large (5.45 eV), mobilité importante des deux types de porteurs ( $\mu_n = 2200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  et  $\mu_p = 1600 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 300°K, sans dopage intentionnel), une transparence optique des micro-ondes à l'ultraviolet, une très grande conductivité thermique et il est inerte chimiquement. Sa synthèse récente à basse température (800-900°C) et basse pression (20 à 80 Torr) en couches minces a permis de commencer son exploitation []. Elle reste encore limitée par la taille des substrats, et une connaissance insuffisante des caractéristiques des défauts et du dopage de type n, pour les couches homoépitaxiales. Les avancées portent actuellement sur les couches polycristallines épaisses ou minces, dopées avec du bore ou non, et leur utilisation comme cathode froide (écrans plats, électrolyse) ou capteurs (de photons UV, de température, de pression). Ces utilisations sont moins exigeantes que la microélectronique sur la qualité des couches. La progression sur ces deux classes d'applications nécessite un approfondissement des études de base sur le matériau, passant par de nouveaux concepts en raison de ses particularités (interactions inédites porteurs - réseau - défauts dues aux distances interatomiques très courtes, aux fréquences de phonons élevées, et à des énergies d'ionisation des dopants intermédiaires entre niveaux peu profonds et profonds). Au niveau international, les japonais, les américains, les anglais, les allemands et les russes sont les plus actifs ; par exemple dans le domaine du nucléaire ils utilisent des diamants polycristallins pour les détecteurs de rayonnements.

Parmi les semi-conducteurs à large bande interdite, les nitrures d'éléments III-V (GaN, AlGaN) possèdent des propriétés électroniques particulièrement intéressantes pour les applications hyperfréquences. La vitesse maximum des électrons ( $2.7 \times 10^7 \text{ m/s}$  du GaN en structure hexagonale) est supérieure à celle de l'arséniure de gallium. Par ailleurs, leur largeur de bande interdite élevée (3.4 eV pour le GaN) et le fort champ électrique de claquage de  $3.5 \times 10^6 \text{ V/cm}$  permettent un fonctionnement en puissance et à haute température. De plus, un avantage très grand réside dans la possibilité de réaliser des hétérostructures AlGaN/GaN avec de fortes mobilités électroniques de l'ordre de  $1500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Enfin, leur grande stabilité chimique leur assure une excellente résistance aux conditions extrêmes.

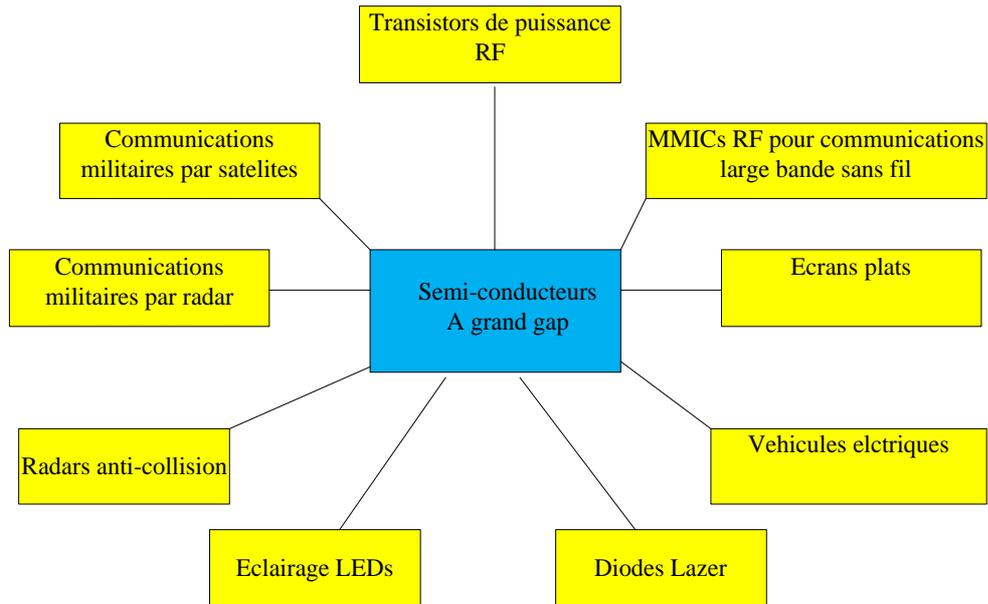
Le carbure de silicium est parmi ces semi-conducteurs connu depuis longtemps. En effet, c'est en 1824 que le scientifique suédois Jöns Jacob Berzelius découvrit le Carbure de Silicium, alors même qu'il essayait de synthétiser du diamant. Le carbure de silicium (SiC) est un cristal semi-conducteur à grand gap dont les propriétés physiques et électriques sont très intéressantes pour de nombreuses applications. En effet, en 1907, l'ingénieur anglais, Henry Joseph Round, constate que lorsqu'un courant électrique circule dans un morceau de Carbure de Silicium, celui-ci émet de la lumière. Mais il faudra attendre 1979 pour que la première diode électroluminescente en Carbure de Silicium émettant dans le bleu soit réalisée. Dès les années 60 et 70, le développement du SiC en tant que matériau semi-conducteur est lié aux progrès réalisés dans le domaine de la croissance de substrats de bonne qualité et l'utilisation de nouvelles techniques d'épitaxie pour faire croître des couches actives n et p. Actuellement, le Carbure de Silicium est le semi-conducteur à large bande interdite dont on maîtrise le mieux la cristallogénèse et la technologie de réalisation des dispositifs électroniques. En effet, les étapes technologiques pour le SiC sont relativement proches de celles utilisées dans la technologie du Si. De plus le SiC possède, comme le Silicium, l'immense avantage de s'oxyder pour former du  $\text{SiO}_2$ .

En plus des trois principaux semi-conducteurs à large bande interdite on peut citer d'autres comme le BN, l'AlN, l'InN, le ZnS et le ZnSe qui sont aussi des matériaux à grand gap, mais ils présentent généralement des énergies de cohésion trop faibles pour supporter sans dommage les hautes températures.

Notons aussi que les semi-conducteurs à grand gap ont la particularité de présenter une affinité électronique faible qui peut même sous certaines conditions, de symétrie et de traitement de surface, devenir négative. Cette propriété, très appréciée dans le domaine de la photo émission, a débouché sur la réalisation de cathodes froides et de dispositifs d'affichage à écrans plats.

Une présentation des caractéristiques principales des matériaux à grand gap permet de mettre en avant leur potentialité pour la réalisation des composants de puissances utilisés dans plusieurs domaines comme le montre la figure (1.1).

Le tableau (1.1) regroupe les principaux paramètres de ces semi-conducteurs [7],[8]. Notre objectif dans la suite de cette partie sera de définir les paramètres prépondérants de ce tableau et de souligner l'importance de l'effet de la température sur chacun d'eux.



**Figure 1.1** : Exemples d'applications des semi-conducteurs à grand gap.[6]

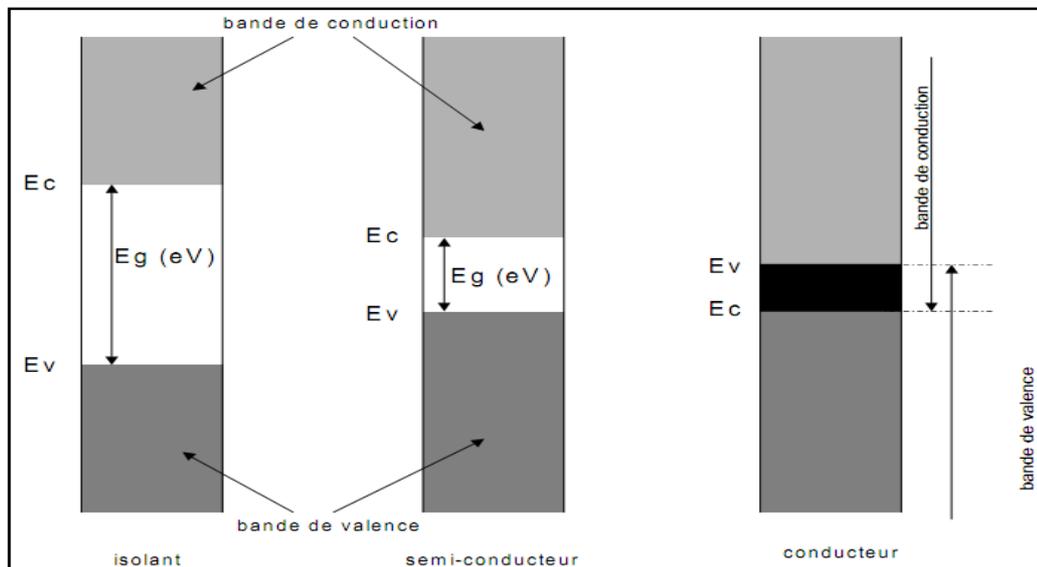
Caractéristique	Unité	Si	GaAs	4H-SiC	GaN	Diamant
Largeur de bande interdite	(eV)	1.1	1.43	3.26	3.39	5.45
Champ de claquage	( $10^6$ V/cm)	0.3	0.4	3	3.5	5.6
Vitesse de saturation des électrons	( $10^7$ cm / s)	1	1	2	2.5	2.7
Mobilité des électrons à 300°K	( $\text{Cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )	1350	8500	800	1500	2200
Densité	( $\text{g/cm}^3$ )	2.33	5.32	3.2	6.15	3.52
Chaleur spécifique	( $\text{J}/^\circ\text{Cg}$ )	0.8	0.35	0.39	0.37	0.62
Conductivité thermique	( $\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )	1.53	0.46	4.5	1.7	20
Constante diélectrique relative	$\epsilon_r$	11.8	12.5	10	9	5.5
Densité de porteurs intrinsèques	( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.5 \cdot 10^{10}$	$1.79 \cdot 10^6$	$8.2 \cdot 10^9$	$1.9 \cdot 10^{10}$	$1.6 \cdot 10^{27}$
$R_{on}$	( $\Omega \cdot \text{cm}$ )	9.67	1.52	8.17	14.6	-
Température maximale	( $^\circ\text{C}$ )	300	300	600	700	1400
Température de fusion	( $^\circ\text{C}$ )	1412	1240	3103	2500	3546

**Tableau 1-1** : propriétés physiques de différents semi-conducteurs.

### 1.3 Principales propriétés physiques des matériaux semi-conducteurs à grand gap

#### 1.3.1 Bande interdite (gap)

L'énergie de bande interdite est la mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction lorsque celui-ci est soumis à une excitation. Le matériau sera appelé semi-conducteur si la largeur de la bande interdite (noté  $E_g$ , unité : eV), ou la distance énergétique entre le bas de la bande de conduction et le sommet de la bande de valence, est inférieure à 2 eV, figure (2.1). C'est le cas des matériaux Ge, Si, AsGa, InP. Le matériau est considéré comme un semi-conducteur à large bande interdite pour des valeurs supérieures à 2eV [8].



**Figure 1.2:** Diagrammes de bandes d'énergie de différents matériaux. [8].

Le carbure de silicium (3.26 eV), le nitrure de gallium (3.39 eV) ainsi que le diamant (5.45 eV) ont des largeurs de gap supérieures à 2eV (Tableau 1.1), c'est pourquoi nous parlons de matériaux à grand gap. Pour de très grandes valeurs de gap, on parle de matériaux isolants

Ce paramètre est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température. En effet, la largeur de bande interdite fixe la limite en température au-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration, ainsi que l'aptitude du semi-conducteur à résister aux radiations.

La largeur de la bande interdite décroît légèrement avec la température, figure

(1.3). Ces variations de la largeur de la bande interdite peuvent être décrites approximativement par l'équation (1-1) pour des températures supérieures à 300°K [2]. :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{(a \cdot 10^{-4})T^2}{T+b} \quad 1.1$$

Où :

- $E_g(0)$  est la hauteur de la bande interdite à  $T = 0^\circ\text{K}$  du matériau.
- $T$  est la température du composant.
- $a$  et  $b$  sont des coefficients dépendants du matériau.

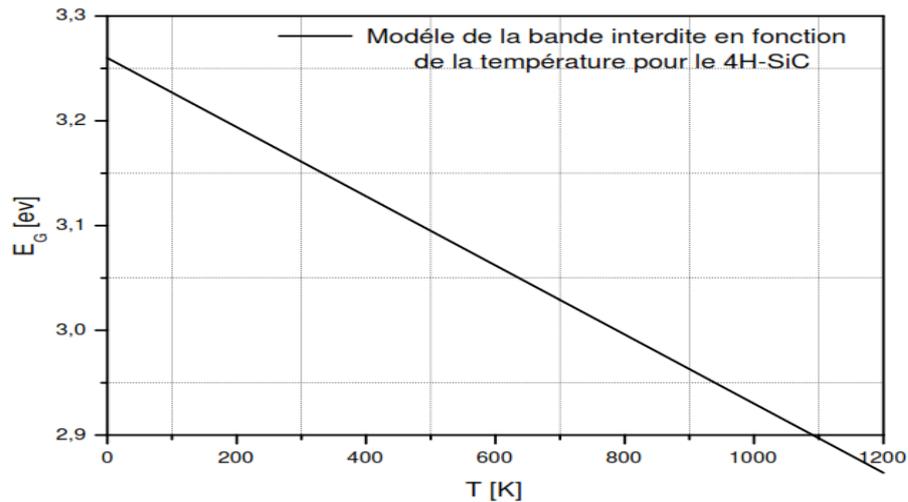


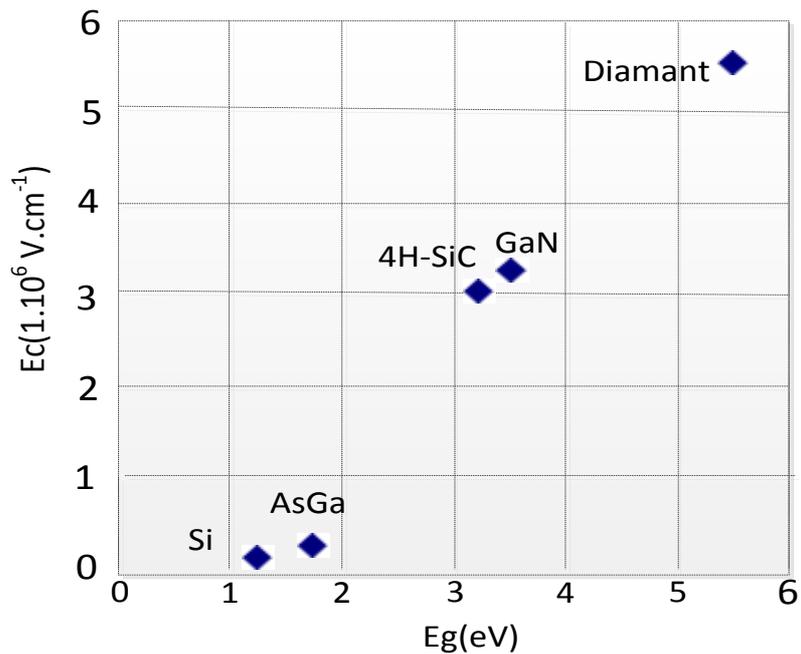
Figure 1.3: Variation de la bande interdite en fonction de la température pour 4H-SiC[2]

### 1.3.2 Champ de claquage

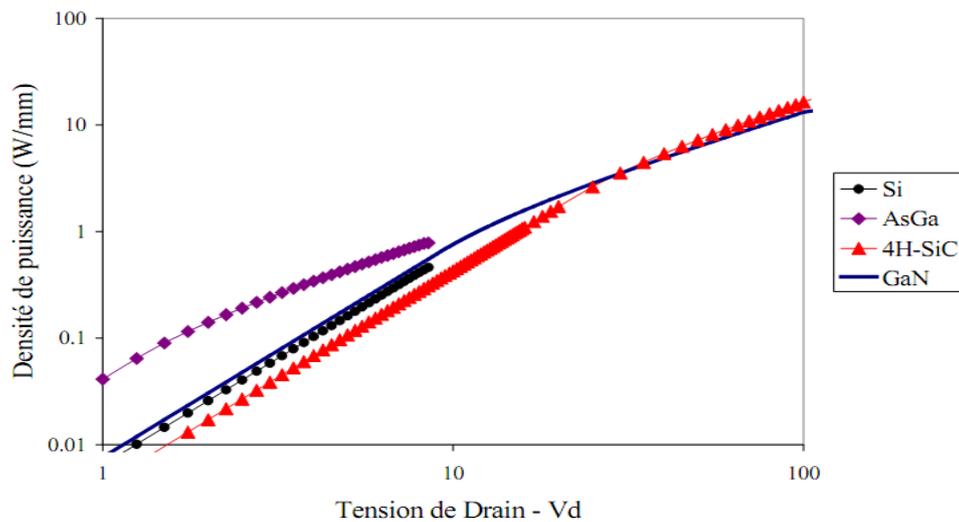
Le champ de claquage ou champ critique (noté  $E_c$ , unité : V/cm) fixe la valeur de la tension maximale que peut supporter le composant. Les matériaux à grand gap ont un champ de claquage très important vis-à-vis du silicium ou de l'arséniure de gallium. Nous pouvons remarquer qu'il existe un rapport de 8 entre le champ de claquage de l'Arsenic de Gallium (AsGa) et celui du carbure de silicium ou celui du nitrure de gallium, et un rapport de 14 entre le champ de claquage de l'AsGa et celui du diamant (Tableau 1.1). La valeur de ce champ de claquage  $E_c$  est directement liée à la largeur de bande interdite  $E_g$  par la fonction suivante :

$$E_c \propto E_g^{3/2} \quad 1.2$$

Ce qui signifie que plus  $E_g$  est important plus le champ de claquage est élevé, comme le montre la figure (1.4). Il est tout de même important à souligner que comme la largeur de la bande interdite est inversement proportionnelle à la température alors le champ de claquage diminue avec l'augmentation de la température.



**Figure 1.4:** Champ de claquage en fonction de la largeur du gap pour différents matériaux (Si, AsGa, 4H- SiC, GaN, Diamant) d’après le tableau (1.1).



**Figure 1.5:** Densités de puissance  $P$  (W/mm) en fonction de la tension de drain, pour les transistors MESFET à Si, AsGa , SiC et GaN [18].

Le fait d’avoir un gap important et donc un champ de claquage très élevé permet aux transistors à grand gap de supporter des tensions de polarisation importantes, ce qui est excellent pour les applications de puissance. Les variations simulées de la densité de puissance en fonction de la tension de drain, sont représentées sur la figure (1.5). Ces courbes montrent que pour les faibles tensions, le MESFET-AsGa est le plus performant.

Ceci résulte directement de sa plus faible résistance de drain  $R_{on}$ , liée à la plus grande mobilité des électrons. Par contre les tensions de drain des MESFET's AsGa et Si sont limitées à des valeurs relativement faibles par les tensions de claquage. Le MESFET-SiC, dont la tension de claquage est beaucoup plus importante, supporte des tensions de drain plus élevées. Il devient de ce fait nettement plus performant à hautes températures.

### 1.3.3 Densité en porteurs intrinsèques

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur pur, c'est-à-dire sans défauts ni chimiques ni structuraux susceptibles de modifier les densités de porteurs de charge. A la température  $0^\circ\text{K}$ , la bande de valence est saturée et la bande de conduction est vide : il n'y a pas de porteurs de charge à  $T=0^\circ\text{K}$ , chaque fois qu'un électron part de la bande de valence, et passe dans la bande de conduction, un trou apparaît dans la bande de valence. La quantité d'électrons est ainsi rigoureusement égale à la quantité de trous ; leur concentration commune est appelée concentration ou densité de porteurs intrinsèques (notée  $n_i$ , unité :  $\text{cm}^{-3}$ ) et s'écrit :

$$n_i = A.T^3 . e^{\frac{-E_{g0}}{2kT}} \quad 1.3$$

Où :

A : est une constante dépendante du matériau mais indépendante de la température,

$E_{g0}$  : est la valeur du gap à  $0^\circ\text{K}$ ,

k : est la constante de Boltzmann ( $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J}/^\circ\text{K}$ )

T : la température en  $^\circ\text{K}$ .

Comme la bande interdite  $E_g(T)$  ne varie que très lentement avec la température, la densité de porteurs intrinsèques est donc principalement une fonction exponentielle de la température. Le facteur  $T^3$  est nettement moins important que le facteur  $e^{-E_{g0}/2kT}$ . La densité en porteurs intrinsèques est donc un paramètre important à prendre en compte pour des applications à haute température. Ainsi, un matériau possédant un  $n_i$  faible peut être un excellent choix pour les applications à hautes températures comme le montre la figure (1.6). Les semi-conducteurs à grand gap sont alors des matériaux de choix pour la réalisation de composants en haute température.

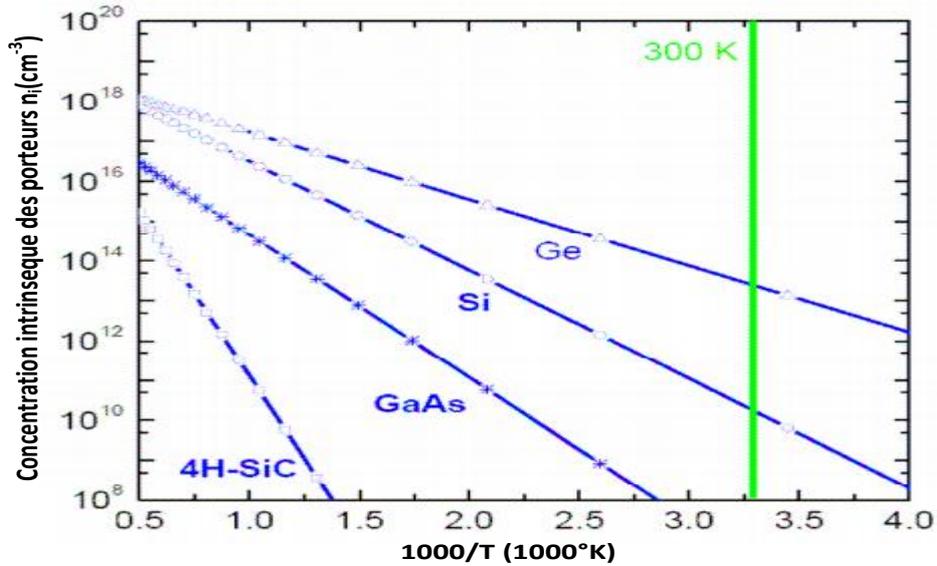


Figure 1.6: Concentration intrinsèque des porteurs en fonction de la température [4].

### 1.3.4 Mobilité des porteurs, vitesse des porteurs

Lorsque l'on applique un champ électrique, on entraîne les porteurs de charge libres, électrons et trous avec une certaine mobilité. Cette mobilité (notée  $\mu$ , unité:  $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ) étant liée au libre parcours sans choc dans le semi-conducteur, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de ce paramètre. En effet, l'ajout d'atomes dopants, figure (1.7), et/ou l'élévation de température, figure (1.8), créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité.

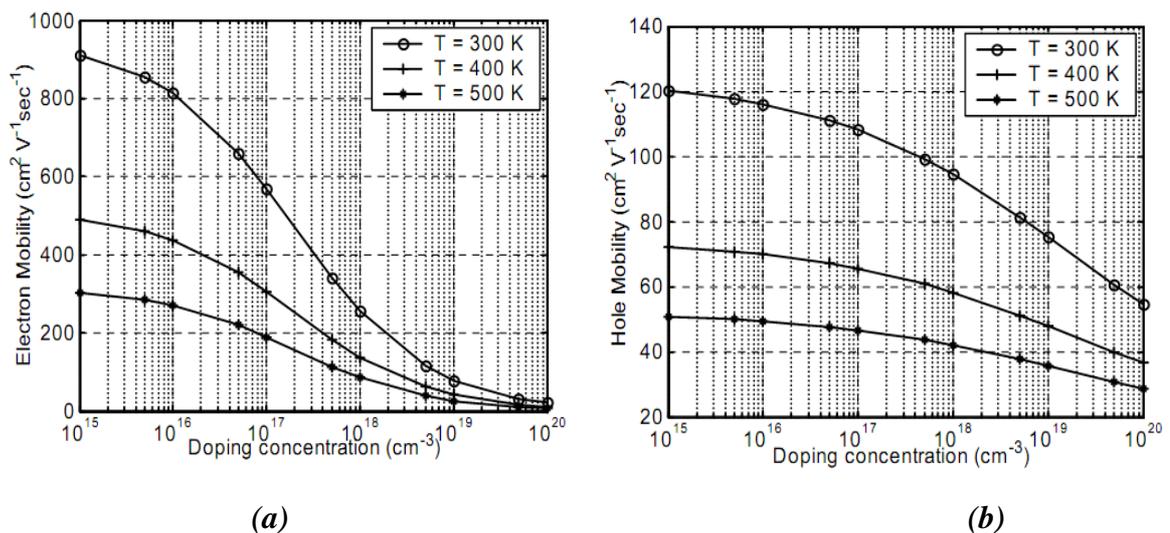
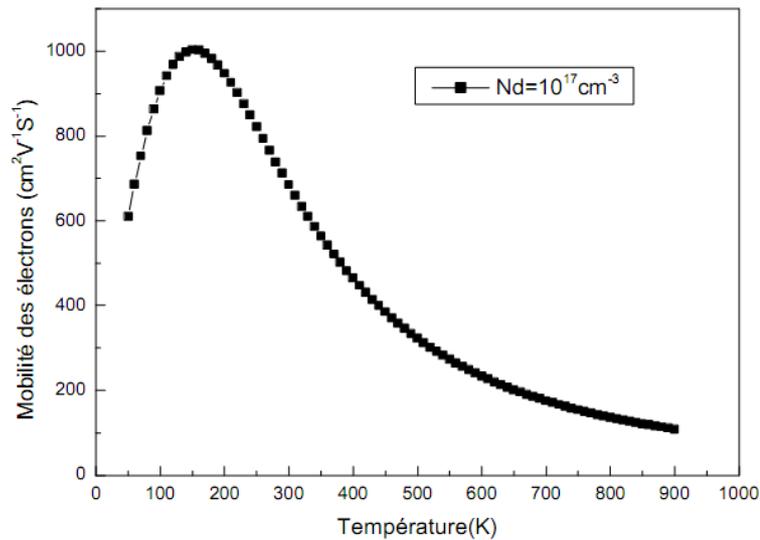


Figure 1.7: Variation de la mobilité dans le 4H-SiC en fonction de la concentration en impuretés [24]. (a) des électrons (b) des trous

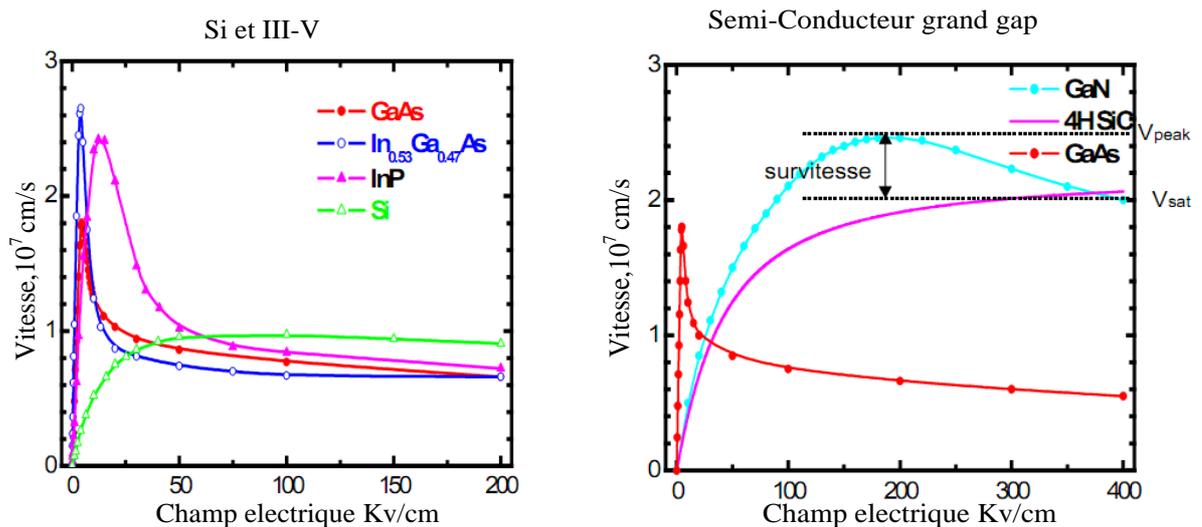
Dans le domaine des champs électriques faibles, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau, et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique. En d'autres termes, la mobilité des porteurs est indépendante du champ électrique et la vitesse de dérive (notée  $v$ , unité :cm/s) s'écrit :

$$v = \pm \mu_0 \cdot E \quad \text{avec } \mu_0 = (q \cdot \tau) / m^*$$

où  $\tau$  est le temps de relaxation,  $m^*$  est la masse effective et  $\mu_0$  est la mobilité pour des champs faibles (constante).



**Figure 1.8:** Variation de la mobilité des électrons dans le GaN en fonction de la température pour une concentration du dopage  $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$  [8].



**Figure 1.9:** Vitesse de dérive des électrons pour différents matériaux en fonction du champ électrique [3]

Lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs : la vitesse se

sature et tend vers la vitesse thermique. La loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre, en fonction de la nature de la structure de bandes du semi-conducteur, elle se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs, figure (1.9).

Seuls les éléments de la colonne III-V présentent un pic de survitesse, alors que pour le carbure de silicium, la vitesse de dérive des porteurs est continûment croissante jusqu'à la saturation. Pour le nitrure de gallium, le pic de survitesse se produit pour un champ électrique d'environ 200 kV/cm, tandis que pour l'arséniure de gallium, le champ électrique pour le pic de survitesse est d'environ 5 kV/cm. Cela signifie que la vitesse des porteurs dans le GaN est très supérieure à celle de l'AsGa pour des forts champs électriques.

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la vitesse de dérive est directement proportionnelle à la mobilité des porteurs, elle est donc aussi influencée par la température. Comme le montre la figure (1.10), pour une température de 500°K par exemple, la vitesse de dérive des porteurs est 3.8 fois plus grande dans le matériau GaN que dans le matériau AsGa pour un même champ électrique appliqué de 0.2 MV/cm.

Si on considère un barreau de semi-conducteur, le courant à l'abscisse  $x$  dans ce barreau de section  $S(x)$  est donné par :

$$I = q \cdot n(x) \cdot v(x) \cdot S(x) \quad 1.4$$

On constate que la modulation du courant peut se faire de trois façons différentes :

- Soit par la variation de la section du barreau  $S(x)$
- Soit par la variation de la densité de porteurs  $n(x)$
- Soit par la variation de la vitesse des porteurs  $v(x)$

On voit donc tout l'intérêt d'utiliser un semi-conducteur ayant une grande vitesse de dérive des porteurs pour générer un fort courant. En effet, la vitesse de saturation des porteurs est 2 à 3 fois plus grande pour les matériaux à grand gap que pour le silicium ou l'arséniure de gallium (cf Tableau 1.1)

Il est important de noter aussi que la vitesse de saturation des matériaux à grand gap est obtenue pour des champs électriques beaucoup plus grands (>10 fois) que pour les matériaux Si ou AsGa. Cela signifie que l'on pourra polariser un transistor grand gap avec des tensions élevées et que dans ces conditions celui-ci délivrera un fort courant, ce qui est essentiel pour les applications de puissance.

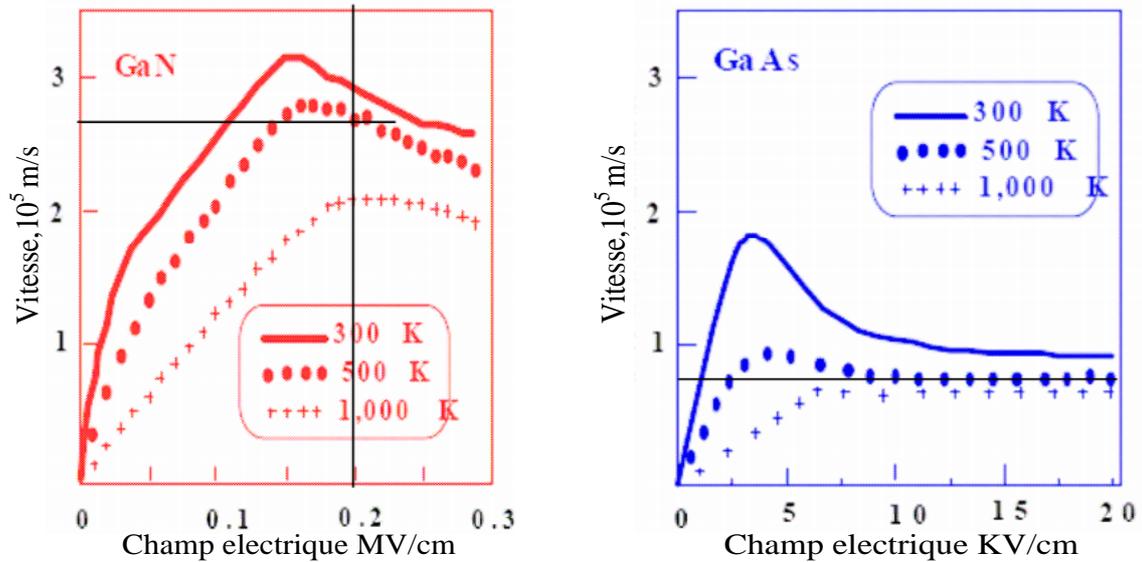


Figure 1.10: Vitesse de dérive des porteurs dans les semi-conducteurs GaN et GaAs en fonction du champ électrique pour différentes températures [4].

### 1.3.5 Conductivité électrique, résistivité, conductivité thermique

Suivant le matériau utilisé (Si, GaAs, GaN, SiC) lors de la conception d'un MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuit), le substrat possédant une conductivité électrique plus ou moins grande, la puissance dissipée par ce circuit ne sera pas due exclusivement aux éléments actifs (transistors, ...) mais aussi aux éléments passifs (selfs, résistances,...).

On définit la conductivité électrique (notée  $\sigma$ , unité :S/m) ainsi que la résistivité (notée  $r$ , unité  $\Omega.m$ ) d'un matériau par les formules suivantes :

$$\sigma = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad 1.5$$

$$r = \frac{1}{\sigma} \quad 1.6$$

En effet, une faible résistivité des substrats provoque des courants de fuites importants, ce qui augmente la puissance dissipée du dispositif et diminue ainsi la puissance transmise par celui-ci. Pour évaluer les pertes dans ces éléments passifs, on utilise le facteur de qualité (noté  $FQ$ ) qui quantifie la valeur de l'énergie transmise par rapport aux pertes électriques :

$$FQ = 2 \cdot \pi \frac{\text{énergie emmagasinée par période}}{\text{énergie dissipée par période}}$$

Plus le facteur de qualité sera élevé, plus les pertes dans les composants passifs seront faibles. Une faible résistivité des substrats entraîne aussi la présence de capacités

parasites de couplage avec le substrat, ce qui réduit les performances en termes de fréquence des circuits micro-ondes. Par conséquent les circuits à base de technologies grand gap ou silicium ont des pertes importantes dans les éléments passifs, à l'inverse, la technologie AsGa permet de faire des éléments passifs de très bonne qualité (conductivité électrique faible). Cependant, si on considère l'aspect thermique des matériaux, le contraire se produit. En effet, selon la loi de Wiedemann-Franz, la conductivité électrique est directement liée à la conductivité thermique (notée  $K_t$ ) :

$$K_t = L.T.\sigma \quad 1.8$$

Où  $L$  : est le nombre de Lorentz ( $2.45.10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / ^\circ\text{K}^2$ ),

$T$  : est la température en  $^\circ\text{K}$ ,

$\sigma$  : est la conductivité électrique en S/m,

$K_t$  : est la conductivité thermique en W/m.K

Cela signifie qu'un matériau possédant une conductivité électrique importante a également une conductivité thermique importante. La conductivité thermique d'un matériau traduit sa capacité à dissiper la chaleur. Or, la résistance thermique (notée  $R_{th}$ ) est inversement proportionnelle à la conductivité thermique :

$$R_{th} \propto K_t^{-1} \quad 1.9$$

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad 1.10$$

Où  $\Delta T$  est l'élévation de température en  $^\circ\text{K}$ ,

$P_{diss}$  est la puissance dissipée en Watts.

On voit donc que la résistance thermique est directement liée à la puissance dissipée. Cela signifie qu'une forte conductivité thermique du matériau permet l'évacuation de la puissance dissipée (sous forme de chaleur) sans échauffement important de celui-ci. Dans le cas de l'amplification de puissance où les puissances délivrées sont importantes, l'élévation de température pour une puissance dissipée donnée sera bien plus faible dans des transistors grand gap que dans des transistors Si ou AsGa.

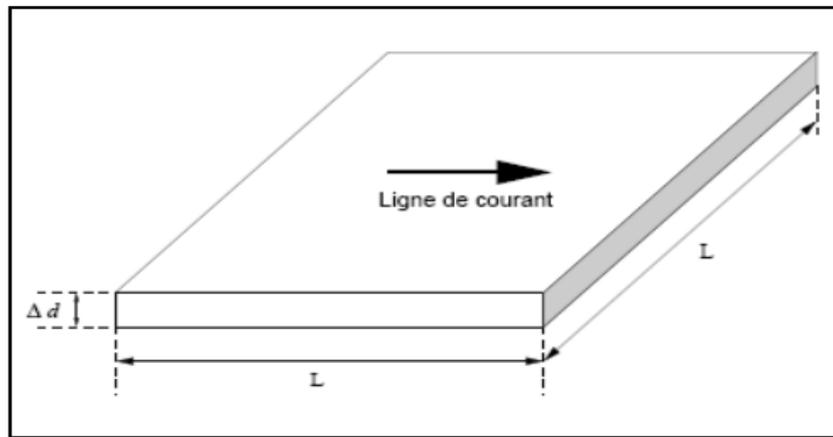
D'après le Tableau (1.1) , la conductivité thermique du carbure de silicium (4.5 W/cm.K) et surtout celle du diamant (20 W/cm.K) sont très supérieures à toutes les autres ( $K_{\text{Si}}=1.5 \text{ W/cmK}$ ,  $K_{\text{AsGa}}=0.54 \text{ W/cm.K}$ ,  $K_{\text{GaN}}=1.5 \text{ W/cmK}$ ). Autrement dit, le diamant et le carbure de silicium sont les meilleurs matériaux pour évacuer la chaleur, et sont donc à privilégier pour les applications de puissance.

Il faut noter que les valeurs des conductivités thermiques sont données pour une température de 300°K.

### 1.3.6 Résistance carrée, $R_{on}$

Afin de définir la résistance  $R_{on}$  du matériau, nous considérons le canal d'un transistor de forme carrée de côté  $L$  et d'épaisseur  $\Delta d$  représenté à la figure (1.11). On définit la résistance carrée (notée  $R_{\square}$ , unité :  $\Omega$ ) du canal du transistor de la façon suivante :

$$R_{\square} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{L}{S} \quad 1.11$$

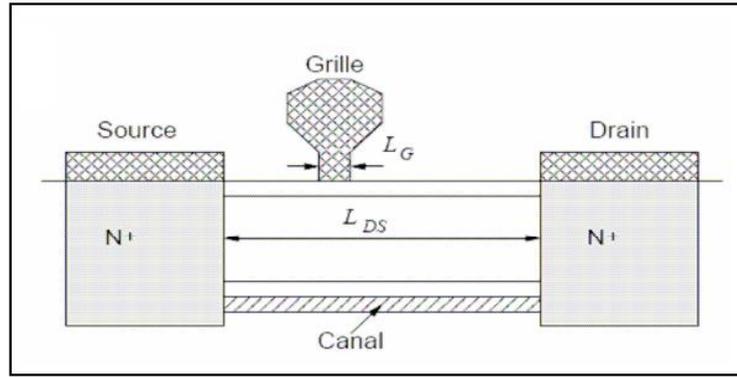


**Figure 1.11:** forme idéalisée du canal du transistor considéré pour la définition de  $R_{on}$

où  $\sigma = q \cdot \frac{n_{smax}}{\Delta d} \cdot \mu_n$  est la conductivité électrique du matériau d'épaisseur  $\Delta d$ ,  $S=L \cdot \Delta d$  est la section perpendiculaire aux lignes de courant, et  $n_{smax}$  est la densité maximum d'électrons dans le canal.

$$R_{\square} = \frac{1}{q \cdot n_{smax} \cdot \mu_n} \quad 1.12$$

Considérons maintenant un transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) dont la structure simplifiée est présentée à la figure (1.12). La forme du canal de ce transistor correspond à la description faite précédemment.



**Figure 1.12:** structure simplifiée d'un transistor HEMT [26].

On définit la résistance  $R_{on}$  (notée  $R_{on}$ , unité :  $\Omega$  ) du transistor de la façon suivante :

$R_{on} = R_c + R_d + R_s$  avec  $R_c = R_{\square} \cdot L_{ds}/W$  où  $R_c$  est la résistance du canal en  $\Omega$

$$\text{d'où} \quad R_{on} = \frac{R_{\square} \cdot L_{ds}}{W} + R_d + R_s \quad 1.13$$

où  $L_{ds}$  est la longueur drain-source du transistor en mètre,  $W$  est le développement total de grille en mètre et  $R_d$ ,  $R_s$  sont les résistances de contact en  $\Omega$ .

Le courant de sortie du transistor, figure (1.13), pour les faibles valeurs de tension drain- source (zone ohmique) est égal à :

$$I_d = \frac{V_{ds}}{R_c + R_d + R_s} = \frac{V_{ds}}{R_{on}} \quad 1.14$$

La pente du réseau I(V) dans cette zone correspond à l'inverse de  $R_{on}$ . Nous remarquons d'après la figure (1.13) que si  $R_{on}$  est faible, la tension de coude (notée  $V_{knee}$ , unité :V) qui correspond à la tension de transition entre la zone ohmique et la zone de saturation du courant de sortie du transistor, va elle aussi être faible. Cela a pour conséquence directe une augmentation de l'excursion courant/tension, et donc un accroissement de la puissance.

D'après l'équation (1.12) nous voyons que la résistance  $R_{on}$  est inversement proportionnelle à la mobilité des électrons :

$$R_{on} \propto \frac{1}{\mu_n}$$

La mobilité électronique de l'arséniure de gallium étant de  $8500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ , elle est très supérieure à celle des matériaux à grand gap (cf Tableau 1.1). En effet, la mobilité n'est que de  $800 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  pour le carbure de silicium (4H-SiC) et de  $1500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  pour le nitrure de gallium, ce qui se traduit par des tensions de coude de l'ordre de 5 à 10 V.

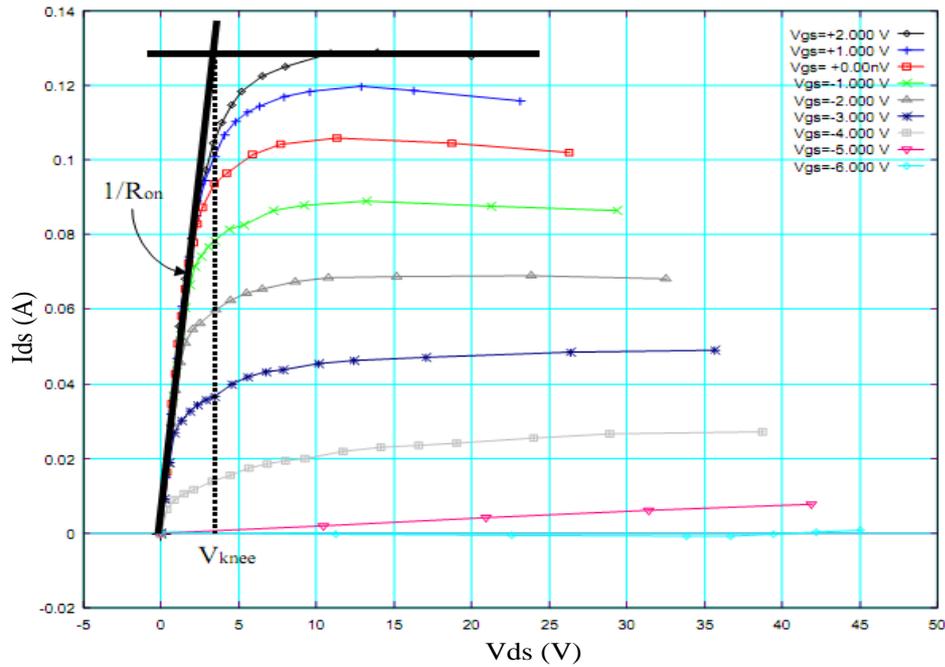


Figure 1.13: Caractéristiques courant-tension d'un transistor HEMT GaN [7]

### 1.4 Synthèse

Les potentialités de génération de puissance aux hautes fréquences d'un transistor seront directement liées aux possibilités d'obtenir simultanément une forte densité de courant et une forte excursion de tension. Une excursion de tension élevée est possible avec une tension de claquage élevée. Celle-ci étant liée au champ de claquage du matériau, la figure (1.14) nous montre tout l'intérêt des matériaux à grand gap.

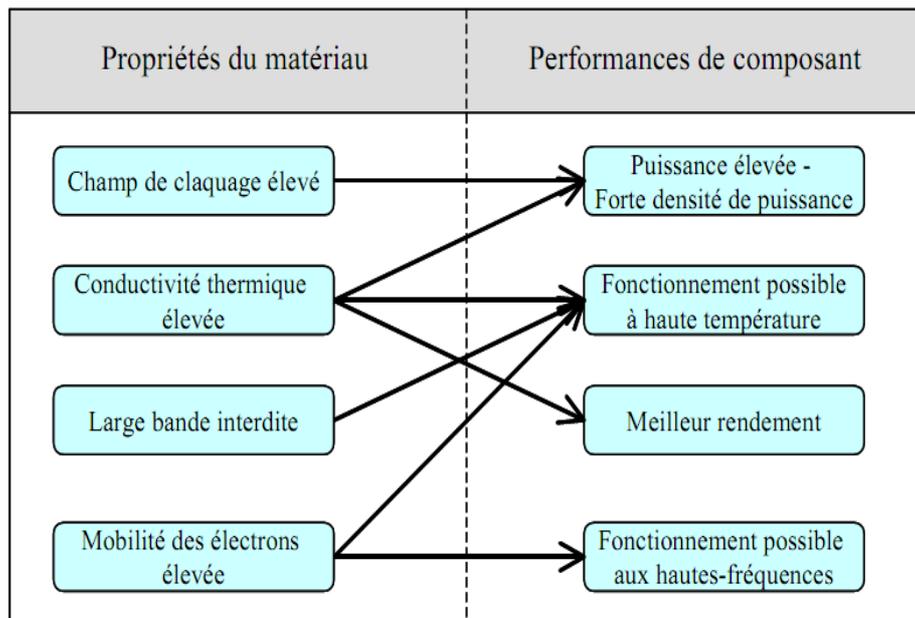


Figure 1.14: Influence des propriétés des matériaux sur les performances des dispositifs

Les matériaux à grand gap possèdent une largeur de bande interdite très importante, ce qui conditionne une bonne tenue en température ainsi qu'une forte capacité à supporter des tensions de polarisation élevées. L'utilisation de matériaux à large bande interdite permet aussi d'accroître considérablement la discontinuité des bandes. Ainsi la densité de porteurs du gaz d'électron bidimensionnel devient très importante ( $1.10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ), ce qui entraîne un courant de sortie très élevé.

Ces matériaux ont aussi une grande vitesse de saturation ( $2.10^7 \text{ cm/s}$ ) à des niveaux de champ électrique importants, ce qui influe directement sur le courant de sortie et donc sur la puissance. D'autre part, la grande vitesse de saturation joue sur la fréquence de transition [12] qui, elle, conditionne le transistor à travailler en hautes fréquences car :

$$F_t = \frac{v_s}{2.\pi.L} \quad 1.15$$

où  $L$  est la longueur de grille  $v_s$  est la vitesse de saturation des porteurs.

La conductivité thermique de ces matériaux étant aussi très importante, le «management thermique» des dispositifs élaborés surtout à base de Carbure de Silicium (SiC) en sera grandement facilité. Par contre, malgré une vitesse de saturation élevée pour une densité de dopage de l'ordre de  $10^{17} \text{ atomes/cm}^3$ , la mobilité des électrons varie de 200 à  $800 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  et donc reste assez faible. La mobilité du polytype 4H- SiC est à peu près deux fois celle du polytype 6H-SiC : C'est une des raisons pour laquelle on préférera utiliser le polytype 4H-SiC pour des applications microondes. Cette faible valeur de mobilité peut induire une tension de coude élevée, ce qui réduit l'excursion de la tension appliquée au transistor.

### 1.5 Facteurs de mérites

Afin de faciliter le choix du matériau en fonction de l'utilisation envisagée, nous avons à notre disposition différents facteurs de mérites regroupant l'ensemble des technologies du marché pour les composants de puissance. [30],[31].

#### 1.5.1. Facteur de mérite de Johnson (JMF)

Il prend en compte le champ électrique critique  $E_c$  et la vitesse de saturation des porteurs  $v_{sat}$ . Sa valeur nous informe sur les capacités du matériau semi-conducteur dans les applications hautes fréquences et forte puissance.

$$JMF = \left( \frac{E_c.v_{sat}}{2.\pi} \right) \quad 1.16$$

### 1.5.2 Facteur de mérite de Keyes ( K M F )

Ce facteur prend en compte la conductivité thermique du matériau  $K_t$ , sa permittivité électrique  $\epsilon_r$  et la vitesse de saturation des porteurs  $v_{sat}$ . Il nous renseigne en même temps sur les performances thermiques et fréquentielles que peut atteindre le matériau.

$$KMF = K_t \cdot \sqrt{\frac{c \cdot v_{sat}}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_r}} \quad 1.17$$

$c$  : est la vitesse de la lumière dans le vide.

### 1.5.3. Facteur de mérite de Baliga (BMF)

Ce dernier facteur prend en compte la mobilité des porteurs  $\mu_n$ , la permittivité électrique du matériau  $\epsilon_r$  ainsi que le champ électrique critique  $E_c$ , il apporte une appréciation en terme de tenue en tension.

$$BMF = \epsilon_r \cdot \mu_n \cdot E_c^3 \quad 1.18$$

Dans la littérature les figures de Johnson, de Keyes et de Baligia sont généralement normalisées par rapport au silicium. Elles sont appelées *JMF ratio*, *KMF ratio* et *BMF ratio* dont les valeurs respectives sont :

$$JMF \text{ ratio} = \frac{JMF}{JMF_{Si}} \quad 1.19$$

$$KMF \text{ ratio} = \frac{KMF}{KMF_{Si}} \quad 1.20$$

$$BMF \text{ ratio} = \frac{BMF}{BMF_{Si}} \quad 1.21$$

Le tableau (1.2) donne les valeurs de ces facteurs de mérite, normalisées par rapport au silicium.

**Tableau 1.2:** Facteurs de mérites des différentes technologies utilisées dans les applications micro-ondes de puissance normalisées par rapport au silicium [30].

Matériau	JMF ratio	KMF ratio	BMF ratio
Si	1	1	1
AsGa	1.3	0.45	15.8
4H-SiC	20	4.61	439.4
GaN	22	1.6	676.8
Diamant	50.4	32.1	4266.8

### 1.6 Conclusion

Le diamant possède des performances électriques très attractives qui en font potentiellement le semi-conducteur idéal dans différents domaines des composants électroniques. Il demeure cependant peu exploité pour la fabrication des composants électroniques du fait de la difficulté de son élaboration. Si certains freins technologiques peuvent être dépassés (croissance, dopage,...), le diamant sera alors voué à un avenir prometteur.

Concernant les composants optoélectroniques, le GaN est le matériau choisi pour l'élaboration des diodes luminescentes bleues. Néanmoins, ce marché reste porteurs pour le SiC dont les substrats sont de plus en plus utilisés pour l'hétéroépitaxie de GaN. D'autre part, dans le domaine des hyperfréquences (>5GHz), les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à base d'hétérostructures GaN/AlGaN, permettent d'atteindre des fréquences plus élevées que les MESFETs à base de SiC. Ces composants peuvent toutefois rester intéressants pour des applications à plus basse fréquence (autour du GHz) nécessitant de la puissance.

### Bibliographie

- [1] – **S.M. SZE**, “Physics of Semiconductor Devices”, John Wiley & Sons, 2<sup>nd</sup> Edition, 1981, ISBN 0-471-09837-X
- [2] **S.M. SZE**, “Semiconductor Devices - Physics and Technology“, John Wiley & Sons, 1985, ISBN 0-471-87424-8
- [3] - **J. B. CASADY AND R. W. JOHNSON** , "Status of Silicon Carbide (SiC) as wide bandgap semiconductor for high temperature applications", Solid State Electronics, vol. 39, n°10, pp1409-1422, 1996.
- [4] **O. BONNAUD**, “Composants à semi-conducteurs, de la physique du solide aux transistors”, édition Ellipses, 2010, ISBN : 9782729828042
- [5] **H. MATHIEU** “Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques” 5<sup>ème</sup> Edition, Dunod, Paris, 2004, ISBN 2-10-048633-0
- [6] – **H. BOUSBIA**, ” Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsif. ” Thèse de Doctorat, Université de Limoges , 2006.
- [7] **O. AMBACHER**, "Growth and applications of group III-nitrides", Journal of Physics D Applied Physics, vol. 31, pp. 2653-2710, 1998
- [8] – **C. CHARBONNIAUD**, “Caractérisation et modélisation électrothermique non-linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l’amplification de puissance micro-onde” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.
- [9] - **R. J. TREW, M. W. SHIN, V. GATTO**, "Wide Bandgap Semiconductor Electronic Devices for high Frequency Applications" GaAs IC Symposium, IEEE, 1996.
- [10] – **R. J. TREW, M. W. SHIN**, "Wide Bandgap Semiconductor MESFETs for High Temperature Applications," Electrical Engineering and Applied Physics Department, Case Western Reserve University, Cleveland, OH 44106-7221.
- [11] - **J. B. CASADY, R. W. JOHNSON**, "Status of Silicon Carbide (SiC) as wide bandgap semiconductor for high temperature applications : a review". Solid State Electronics, vol. 39, n°10, pp1409-1422, 1996
- [12] - **JIAN XU**, “AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility-Transistors Based Flip-chip Integrated Broadband Power Amplifiers”, PhD Dissertation, ECE Technical Report, Department of Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara, 2000
- [13] - **R. J. TREW, J. B. YAMANS, P. M. MOCK**, "The potential of Diamond and SiC Electronic Devices for Microwave and Millimeter-Wave Power Applications" Proceedings of the IEEE, vol. 79, n°5, 1991.

- [14] - **W. J. SCHAFFER, G. H. NEGLY, K. G. IRVINE, J. W. PALMOUR**, Conductivity anisotropy epitaxial 6H and 4H-SiC, In Diamond, SiC and Nitride Wide Band gap Semi-conductors; Eds, Material Research Society Proc., vol. 339, Pittsburgh, Pa : MRS, pp 595-600, 1994.
- [15] – **C. E. WEITZEL, J. H. PALMOUR, C. H. CARTER, K. MOORE, K. J. NORDQUIST, S. ALLEN, C. THERO, M. BHATNAGAR**, "Silicon Carbide High Power Devices" IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 43, n°10, 1996.
- [16] – **Gabriel CIVRAC**, « Vers la réalisation de composants haute tension, forte puissance sur diamant CVD. Développement des technologies associées » Thèse de Doctorat, Université de Toulouse , 2010.
- [17] - **R. RAGHUNATHAN, D. ALOK AND B. J. BALIGA** , "High Voltage 4H-SiC Schottky Barrier Diodes," IEEE Electron Devices letters, vol. 16, n°6, pp 226-227, 1995.
- [18] – **D. SIRIEX**, “Modélisation non linéaire des MESFETs sur carbure de silicium pour l’amplification de puissance micro-ondes” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2000.
- [19] - **A. ITOH, T. KIMOTO AND H. MATSUNAMI**, "High performance high voltage 4H-SiC Schottky barrier diodes," IEEE Electron Devices letters, vol. 16, n°6, pp 280-282, 1995.
- [20] – **T. PEYRETAILLADE**, "Modélisation électrothermique des transistors bipolaires à hétérojonction : application à la conception non linéaire d’amplificateurs de puissance à haut rendement," Thèse de Doctorat, 1997.
- [21] – **C. WEITZEL**, “Comparison of SiC, GaAs, and Si RF MESFET Power Densities” IEEE Electron Device Letters, Vol. 16, No. 10, pp: 451-453, 1995
- [22] – **N. GHALICHECHIAN**, “Silicon Carbide Overview of Physical Properties and Thin Film Deposition” ENEE 793, Solid State Electronics, Fall 2002.
- [23] – **H.ALI BARKAD**, “Conception et réalisation de photodétecteurs X-UV à base de matériaux à large bande interdite destinés à des applications spatiales » These de doctorat, université de Lille, 2009.
- [24] – **Wei Liu**, “Electro-Thermal Simulations and Measurements of Silicon Carbide Power Transistors” thèse de doctorat, université de Stockholm ,2004
- [25] – **D.W. DISANTO**, “Aluminum Gallium Nitride/ Gallium Nitride high electron mobility transistor fabrication and characterization” PhD thesis in Physics, Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia, Canada, Fall, 2005
- [26] – **R.J. TREW**, “SiC and GaN Transistors-Is There One Winner for Microwave Power Applications” , Proceedings of the IEEE, Vol. 90, No. 6, pp. 1032-1047, 2002

- [27] – **I. EL-HARROUNI** , “Analyse des défauts et des propriétés électroniques du SiC-4H par voie optique” Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004
- [28] – **C. TEYSSANDIER**, « Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT Pseudomorphiques sur substrat AsGa : Analyse des effets parasites » Thèse de Doctorat, Université de Limoges , 2008.
- [29] – **W.L. PRIBBLE, J.W. PALMOURS, S.T. SHEPPARD, R.P. SMITH, S.T. ALLEN, T.J. SMITH, Z. RING, J.J. SUMAKERIES, A.W. SAXLER, et J.W. MILLIGAN** , “Applications of SiC MESFETs and GaN HEMTs in Power Amplifier Design” Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International, Vol. 3, pp. 1819-1822, 2002
- [30] – **B.J. BALIGA**, “Power Semiconductor Device Figure of Merit for High-Frequency Applications” IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, No. 10, 1989
- [31] – **R. KEYES**, “Figure of Merit for Semiconductors for High-speed switches” Proceedings of IEEE, Vol. 60, pp. 225-232, 1972
- [32] – **V.BUNIATYAN, M AROUTIOUNIAN**, “Wide gap semiconductor microwave devices” J. Phys. D: Appl. Phys. Vol.40 , pp.6355–6385, 2007
- [33] – **N. DUBUC**, “Modélisation électrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d’une architecture Doherty pour l’amplification de puissance à haut rendement” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [34] – **P. CHEVALIER** , “Transistors HEMT sur matériaux III-V” <http://www.eudil.fr>, consulté le 05/05/2012
- [35] – **M. WERQUIN**, “Etude théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière Nitrure de Gallium pour les applications de puissance hyperfréquences” Thèse de doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, 2005.
- [36] – **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 microondes” Thèse de doctorat , Université de Limoges, 1999.
- [37] – **A. LALOUE**, “Modélisation non linéaire distribuée des transistors à effet de champ : Application à l’analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits MMIC millimétriques” Thèse de doctorat , Université de Limoges, 2001.
- [38] – **J. B. CASADY, AND R. W. JOHNSON**, “Status of Silicon Carbide (SiC) as wide band gap semiconductor for high temperature applications” A review. Solid State Electronics, vol. 39, n°10, pp.1409-1422, 1996.
- [39] – **S.HECKMANN , R. SOMMET, J. NEBUS, J. JACQUET, D. FLORIOT, P. AUXEMERY, R.QUERE**, « Characterization and modeling of bias dependent breakdown and self-heating in GaInP/GaAs power HBT to improve high power amplifier design”,

Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on , Vol. 50 Issue: 12 , pp. 2811 – 2819, 2002

[40] – **S.VINTROU**, « Contribution à l'étude du comportement thermique des composants électroniques ». Thèse de doctorat, Université de Paris Ouest, 2009.

[41] – **S.TOUATI**, « Conception réalisation et caractérisation des composants de puissance hyperfréquence de la filière Nitrure de Gallium » Thèse de doctorat , Université de Lille, 2007

[42] – **C. POTIER** , « Caractérisation et modélisation des pièges par des mesures de dispersion basse-fréquence dans les technologies HEMT InAlN/GaN pour l'amplification de puissance en gamme millimétrique » Thèse de doctorat , Université de Limoges, 2016

[43] – **G. K. WACHUTKA**, « Rigorous Thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling » IEEE transactions on computer-aided design, vol. 9, no. 11,1990.

[44] – **G. CHICOT**, “Field effect in boron doped diamond,” These de doctorat, Université de Grenoble, 2013.

[45] – **O. JARDEL**, “Contribution à la modélisation des transistors pour l'amplification de puissance aux fréquences microondes : développement d'un nouveau modèle électrothermique de HEMT AlGaIn/GaN incluant les effets de pièges,” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008.

[46] – **Y. WANG, N. S. YU, D. M. DENG, F. SUN, AND K. M. LAU**, “Improved breakdown voltage of AlGaIn/GaN HEMTs grown on Si substrates using partially Mg-doped GaN buffer layer by MOCVD,” Science China, pp. 1578–1581, 2010.

[47] – **G. MOUGINOT**, “Potentialités des transistors HEMTs AlGaIn-GaN pour l'amplification large bande de fréquence : Effets limitatifs et modélisation,” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2011.

[48] – **JOHN W. PALMOUR**, “Energy Efficient Wide Bandgap Devices” <http://ieeexplore.ieee.org> consulté le 12/05/2012

[49] – **M. BHATNAGAR, P. McLARTY AND B. J. BALIGA**, "Silicon Carbide High Voltage (400 V) Schottky barrier diodes," IEEE Electron Device Lett., vol. 13, n°10, pp 501-503,1992.

[50] – **B. OZPINECI L. M. TOLBERT**, “Comparison of wide-bandgap semiconductors for power electronics applications” <https://www.osti.gov/scitech/>, consulté le 12/05/2012

## Chapitre II : Composants électronique à base de semi-conducteurs grand à gap

### 2.1 Introduction

Pratiquement tous les types de dispositifs électroniques ont été réalisés sur semi-conducteur à grand gap : Diodes PN, transistors bipolaires, transistors MESFFETs, transistors HEMT etc. Toutes ces réalisations ont permis de vérifier les potentialités des semi-conducteurs à grand gap dans différents types de dispositifs électroniques et permettent d'aller au-delà des limites des dispositifs à base de Silicium et d'Arséniure de Gallium.

### 2.2 Dispositifs électroniques sur carbure de silicium

#### 2.2.1 Les diodes bipolaires

La diode bipolaire à base de 4H-SiC possédant la tenue en tension la plus élevée (19 kV), a été réalisée par Sugawara et Takayama [1]. Sa structure est représentée sur la figure (2.1). Deux types de diodes sont fabriqués avec trois diamètres différents (200, 500, 1000  $\mu\text{m}$ ). La protection de cette diode est une combinaison entre le type MESA et JTE (Junction Termination Extension) avec une longueur de poche égale à 500  $\mu\text{m}$ . La densité de courant en inverse notée  $J_R$ , augmente lorsque la tension en inverse est supérieure à 6 kV pour les deux types de diode. Des mesures de courant de fuite ont été réalisées et mettent en évidence une augmentation du courant pour une température supérieure à 250°C. En direct, la tension de seuil diminue lorsque la température augmente. Des mesures de temps de commutation de cette diode sont réalisées sous un courant de 100 mA pour une tension de blocage de 400 V. Par rapport à une diode silicium (6 kV), le temps de commutation est quatre fois plus faible pour la diode en SiC. A titre de comparaison, la tension de seuil d'une diode en silicium pouvant supporter une tension de blocage égale à 14 kV serait égale à 25 V [1]. De plus, cette étude met en évidence le bon comportement en température des diodes en carbure de silicium.

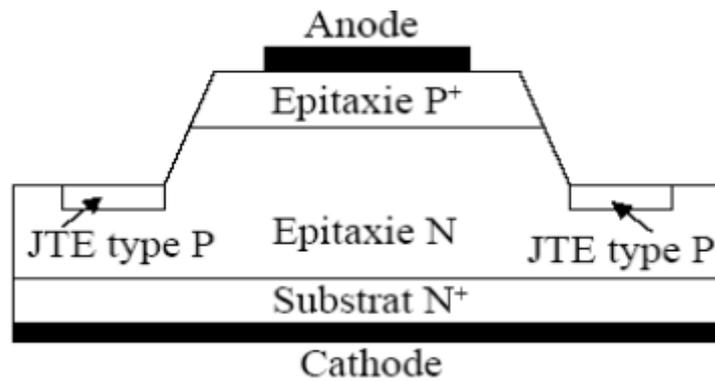


Figure 2. 1: Coupe dans une diode bipolaire en 4H-SiC [2].

### 2.1.2 Les diodes Schottky

Au silicium, les diodes Schottky possèdent des tensions de blocage de l'ordre de 150 à 200V. Au carbure de silicium, les diodes Schottky sont essentiellement réalisés avec le polytype 4H-SiC avec du nickel comme métal. La première diode Schottky au SiC a été réalisée par Bhatnagar [3]. La tenue en tension était de 400 V pour une épaisseur de couche égale à 10  $\mu\text{m}$  dopée à  $3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Cette diode n'avait pas de protection périphérique. Une diode Schottky possédant un courant direct plus élevé a été développée par Singh [4]. En direct, la résistance spécifique est seulement de  $7,4 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$ , le courant maximal atteint est de 130 A pour une surface active de  $0,64 \text{ cm}^2$ . La tension de claquage est égale à 300 V. La couche épitaxiée de type N est dopée à  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  avec une épaisseur de 15  $\mu\text{m}$ . De plus, une diode Schottky a été développée afin d'augmenter la tenue en tension. Avec une couche épitaxiée de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur dopée à  $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , la tension de claquage est de 4500 V. Sous une densité de courant égale à  $25 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ , la tension à l'état passant est égale à 2,4 V. La protection périphérique de cette diode est réalisée par implantation d'anneaux de garde en bore. La dose totale d'implantation est de  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Il existe plusieurs fabricants de diodes Schottky en SiC tel que Infineon, APT, Fairchild, Rockwell, CREE...

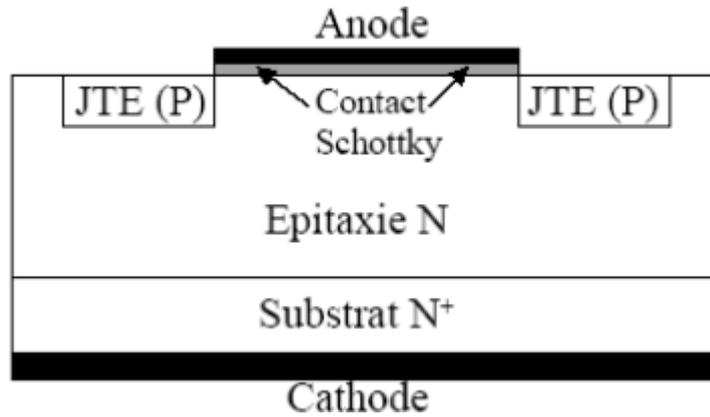


Figure 2. 2: Coupe d'une diode Schottky en 4H-SiC [2].

### 2.1.3 La diode JBS (Junction Barrier Schottky)

Une idée originale a été de développer une diode combinant les avantages d'une diode Schottky en direct (faible tension de seuil à l'état passant et peu de charges stockées) et d'une diode bipolaire en inverse (tenue en tension élevée et faible courant de fuite). Ainsi, la performance des diodes Schottky sera améliorée en régime bloqué [6].

Ce type de diode présente l'avantage d'avoir un courant de 140 A sous une tension de 4 V en direct. En inverse, la tenue en tension obtenue est de 600V. La figure (2.3) illustre une coupe de ce composant.

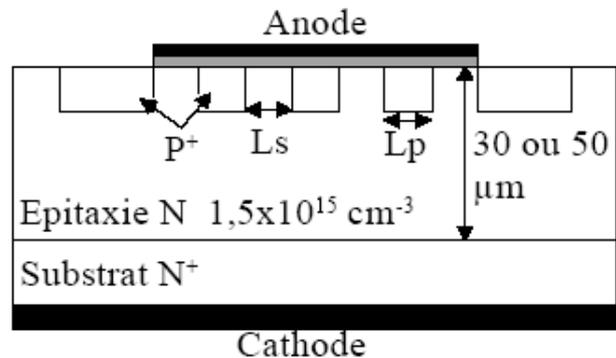


Figure 2. 3 : Structure d'une diode JBS en 4H-SiC [2]

Des mesures sont réalisées en commutation et comparées à une diode bipolaire au silicium (600 V, 120 A, temps d'ouverture = 35 ns). La charge stockée dans la diode au silicium est trois fois plus importante que dans la MPS (Merged Pn Schottky diode). De plus, pour une élévation de température de 200°C, la charge stockée dans la diode silicium est multipliée par cinq par rapport à sa charge à température ambiante alors que pour la diode en carbure de silicium, elle reste sensiblement la même.

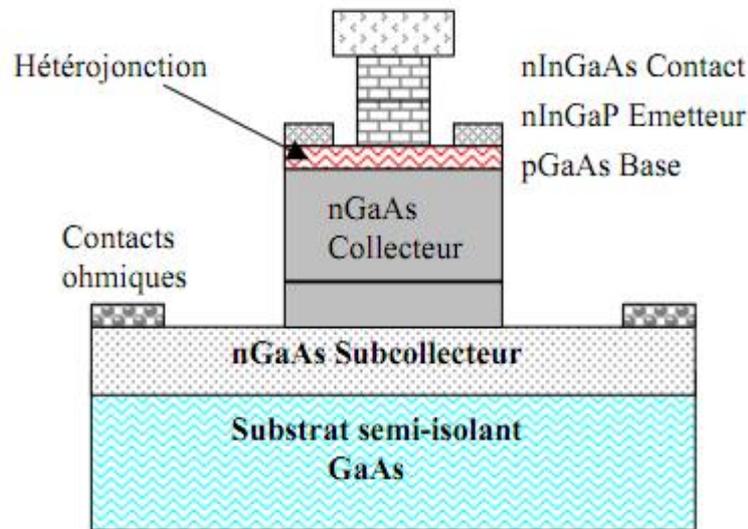
### 2.1.4 Les Transistors HBT

Le concept du transistor bipolaire à hétérojonction (HBT : Heterojunction Bipolar Transistor), introduit en 1948 par les travaux de Shockley, est basé sur le principe de fonctionnement des transistors à jonctions classiques (BJT), figure (2.4). L'amélioration de ses performances par rapport au BJT provient de l'utilisation d'une hétérojonction base-émetteur.

L'hétérojonction a pour particularité de présenter aux trous une barrière de potentiel plus élevée qu'aux électrons. Ceci se traduit par une meilleure efficacité d'injection de l'émetteur, autorisant un sur-dopage de la base, ce qui contribue à la diminution de la résistance parasite de la base et à la possibilité de travailler à des fréquences élevées.

Du fait de sa structure verticale qui lui procure une isolation des jonctions de la surface et des interfaces avec le substrat, le HBT est peu sensible aux effets de pièges [7].

Pour augmenter le gain en courant d'un HBT type AlGaAs/GaAs, il faut augmenter le dopage de l'émetteur et diminuer celui de la base. Dans ce cas, pour garder une résistance

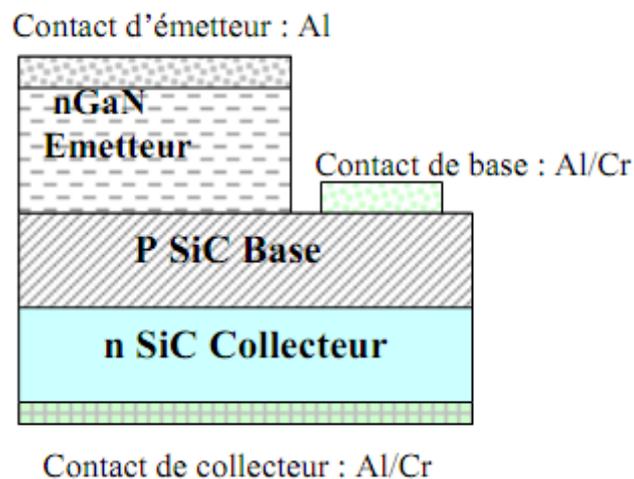


*Figure 2.4:* Vue en coupe d'un transistor bipolaire à hétérojonction [7].

parasite de base relativement faible, il est alors nécessaire d'augmenter la largeur de la base. Mais ceci augmente le temps de transit des électrons dans la base et réduit ainsi les potentialités de fonctionnement en hautes fréquences.

La solution réside donc également dans l'obtention de larges excursions en tension. L'intérêt d'utiliser un matériau grand gap est de ce fait avéré. Il permet de réduire le ratio dopage de l'émetteur/dopage de la base tout en maintenant un niveau de puissance important. Par ailleurs, la forte conductivité thermique du carbure de silicium permet de gérer un des points les plus sensibles dans les HBT, à savoir la dissipation de chaleur. Dans ce domaine, la réalisation d'un HBT en technologie GaN/SiC est proposée par J. Pankove, figure (2.5) [8].

Le taux d'injection des porteurs de l'émetteur vers la base est toutefois pénalisé par cette hétérostructure dégradant le gain en courant. Pour pouvoir concevoir des transistors combinant la montée en fréquence et la montée en puissance, de nombreuses réalisations sont aujourd'hui à l'étude.



*Figure 2. 5:* Réalisation d'un HBT en technologie GaN/SiC [8]

### 2.1.5 Les transistors Bipolaires

Le transistor bipolaire est constitué de trois électrodes, émetteur, base et collecteur. Il existe deux types de composants, NPN et PNP. Dans le domaine de la puissance, le modèle le plus utilisé, en technologie silicium est le NPN. La conduction du transistor NPN est assurée par les électrons or la mobilité des électrons est supérieure à celle des trous donc le transistor NPN possède une chute de potentielle plus faible à l'état passant que le PNP. La figure (2.6) montre le schéma de principe d'un transistor bipolaire NPN.

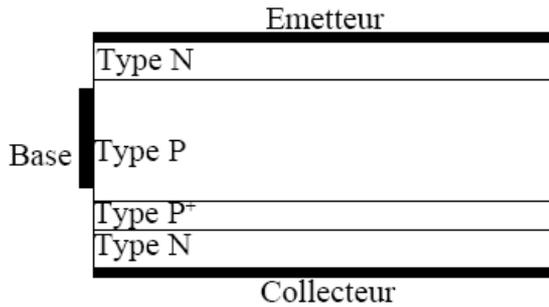


Figure 2.6: schéma de principe d'un transistor NPN vertical

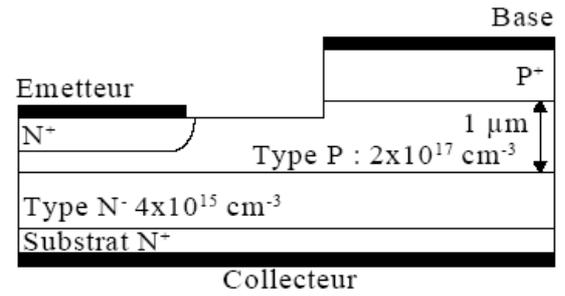


Figure 2.7: Transistor bipolaire en SiC-4H[9]

Ce composant est formé de deux jonctions PN. En régime bloqué, si la tension  $V_{CE}$  est positive, la jonction Collecteur/Base est en inverse et elle est optimisée de façon à supporter la tension. Si un courant de base  $I_B$  est appliqué positivement, la jonction Emetteur/Base se polarise en direct. En régime linéaire, l'émetteur injecte des porteurs minoritaires dans la base. Le collecteur a pour rôle de collecter ces porteurs sous l'effet d'un fort champ électrique (la jonction base-collecteur est polarisée en inverse).

Aujourd'hui, le transistor bipolaire n'est quasiment plus utilisé car d'un point de vue de la commande, il n'est pas du tout avantageux. En effet, pour le mettre en conduction, il faut appliquer un courant positif ou négatif selon le type NPN ou PNP. Pour qu'il reste conducteur, il faut continuer à appliquer le courant de commande ce qui est très coûteux en énergie. De plus, une commande en courant est beaucoup plus difficile à réaliser qu'une commande en tension.

Avec ces différents inconvénients, il devient de plus en plus difficile de trouver dans le commerce des transistors bipolaires de puissance. Cette gamme de composants a été détrônée par l'IGBT qui offre une commande moins coûteuse en énergie. Un transistor bipolaire NPN, à base de 4H-SiC, a été réalisé par Tang et al. [9]. L'originalité du transistor repose sur le fait que l'émetteur est obtenu par implantation ionique de phosphore, figure (2.7). Les caractérisations électriques de ce composant montrent que le gain en courant varie classiquement avec la valeur du courant de collecteur et la température du composant. Pour  $J_{CE}$  égal à  $20 \text{ A.cm}^{-2}$ , le gain passe de 8 à 3 lorsque la température varie de 25 à 250 °C. En simulation, il est montré que  $V_{CE0}$  augmente lorsque l'épaisseur de la base augmente au détriment du gain en courant. Ryu [10] a aussi conçu un transistor bipolaire NPN à base de 4H-SiC. A partir d'un substrat de type  $N^+$ , trois couches sont épitaxiées. La protection en périphérie est de type méssa avec

JTE. La dose totale de la poche est de  $1,13 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . La tension de claquage théorique unidimensionnelle est de 3,1kV. Les premières caractérisations électriques montrent que la tension de claquage du transistor est de 1,8 kV ( $V_{CE0}$ ). La tension maximale collecteur base, l'émetteur étant ouvert, est égale à 2,2 kV ( $V_{CB0}$ ). La résistance à l'état passant est égale à 10,8 mΩ.cm pour une tension  $V_{CE}$  égale à 2V. Ce transistor bipolaire est parmi ceux dont la tenue en tension est l'une des plus élevée.

### 2.1.6 L'IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor)

L'IGBT est l'un des composants en électronique de puissance le plus utilisé actuellement. Il est présent dans les domaines de moyenne et forte puissance. Il offre de bons compromis car il possède la rapidité d'un transistor MOSFET et un niveau de courant élevé grâce à l'injection de porteurs minoritaires. Des recherches avec du silicium sont développées sur la montée en tension. Il existe deux types de structures différentes. Une première structure existe, elle est nommée PT (punch through). Le composant est élaboré à partir d'un substrat de type P sur lequel deux couches sont épitaxiées, une de type  $N^+$  servant de couche tampon et l'autre très épaisse, de type N, utilisée pour la tenue en tension. Un second principe est développé autour d'une plaquette de type N, l'émetteur en face arrière est obtenu en implantant des ions  $Al^+$  ou  $B^+$ , le porte canal et le collecteur sont obtenus de même par implantation et diffusion, figures (2.8) et (2.9). Pour les deux cas représentés ci-dessous, les couches de type N n'ont pas la même épaisseur (3 fois plus faible pour l'IGBT PT) pour une tension de blocage donnée.

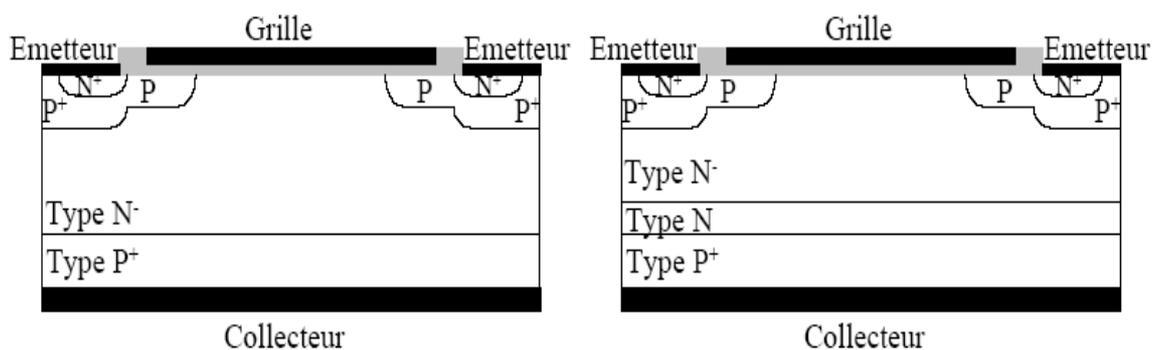


Figure 2.8: structure IGBT NPT

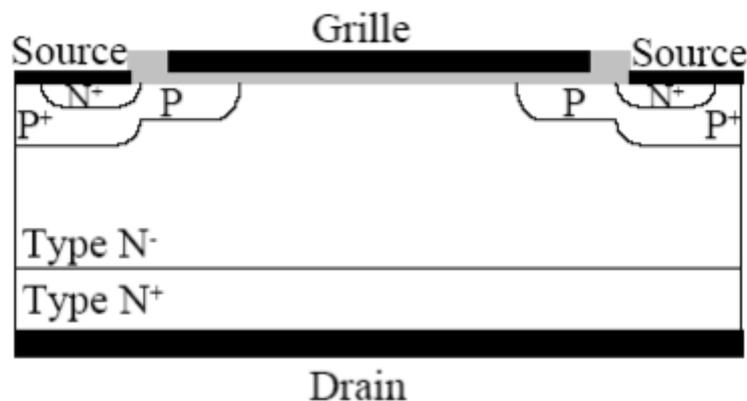
Figure 2.9: structure IGBT PT

Un IGBT en 6H-SiC a été élaboré sur une plaquette de type N [11]. La surface active est égale à 0,02 cm<sup>2</sup>. En périphérie, la structure est de type MESA avec une protection par poche. La structure, en inverse, supporte des tensions allant jusqu'à 380 V.

La valeur de la résistance  $R_{Dson}$  peut varier très fortement avec la température. Elle passe de  $80 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}^2$  pour  $T=400^\circ\text{C}$  à  $430 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}^2$  pour  $T=30^\circ\text{C}$ . En direct, le courant de collecteur est égal à  $2 \text{ A}$  sous  $V_{CE} = -10 \text{ V}$  avec  $V_{GE} = -30 \text{ V}$ . Un second IGBT est développé en  $4\text{H-SiC}$  [12]. Sa structure est de type UMOS avec un canal P. Cette architecture permet une meilleure densité d'intégration du composant sur la plaquette par rapport à d'autres possibilités (par exemple la structure latérale). Des caractérisations électriques en température montrent que la résistance à l'état passant diminue lorsque la température augmente. En direct, le courant peut atteindre  $1,5 \text{ A}$  sous une chute de potentiel de  $15 \text{ V}$ , pour une tension de commande de  $36 \text{ V}$ . En inverse, la tension de claquage est seulement de  $85 \text{ V}$  comparée à  $790 \text{ V}$  pour une diode bipolaire réalisée sur la même plaquette.

### 2.1.7 Les Transistors MOSFET

Le MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) est un transistor unipolaire (à porteurs majoritaires), qui est très utilisé en électronique de puissance du fait qu'il est normalement fermé. La figure (2.10) illustre un MOSFET vertical en silicium.



*Figure 2.10* : Structure MOSFET Verticale en Si.

Si une tension  $V_{ds}$  positive est appliquée à la structure, la jonction  $P^+N$  est en inverse. Pour mettre en conduction l'interrupteur, il suffit d'appliquer une tension  $V_{gs}$  positive. A l'interface P/oxyde, dans le semi-conducteur, une zone de porteurs minoritaires est créée (appelée canal). Ainsi les charges créées sont des électrons. Le drain et la source se retrouvent court-circuités par la grille. Le transistor est conducteur et la résistance du composant est modulée par l'électrode de grille.

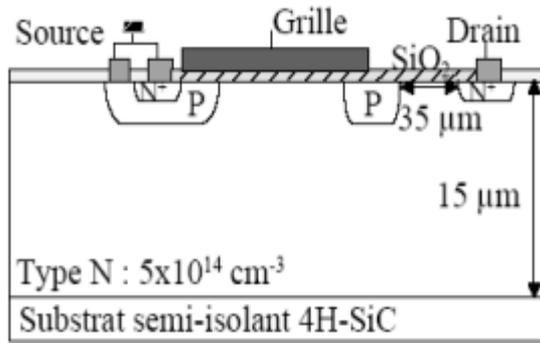


Figure 2.11: LD MOSFET en 4H- SiC

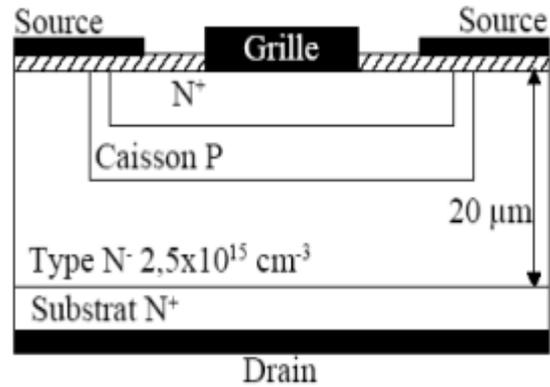


Figure 2. 12: MOSFET en 4H-SiC [10]

L'élaboration d'interrupteurs du type MOSFET en carbure de silicium connaît quelques problèmes. L'interface semi-conducteur/oxyde présente des densités de défauts élevées réduisant les performances électriques des transistors MOSFET (canal très résistif) [13]. La mobilité des porteurs dans le canal est très réduite. De plus dans le SiC, la structure MOSFET verticale « classique » en Si doit être adaptée aux exigences technologiques du SiC en terme de profondeur de jonction. Or les coefficients de diffusion des impuretés dopantes  $10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$  pour le bore et  $10^{-8} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$  pour l'aluminium ne permettent pas la réalisation de zones dopées localement profondes par cette technique. De plus, la mobilité dans le canal est très faible, surtout pour le 4H-SiC à température ambiante ( $4 \text{ à } 5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Ces faibles valeurs sont dues aux charges à l'interface semi-conducteur/oxyde. Cependant, des travaux sont développés afin de rendre attractif le MOSFET en SiC. Spitz et Melloch [14] ont élaboré un composant LDMOSFET en 4H-SiC, figure (2.11). Dans ce cas, l'épaisseur qui permet la tenue en tension est celle entre les plots P et N<sup>+</sup> (anneau de garde), ici elle est égale à 35 µm. Ainsi la tension de claquage théorique peut être égale à 4,5 kV. La tension de seuil du transistor est égale à 6 V. En mode passant, le courant est égal à 1 µA sous une tension V<sub>ds</sub> de 20 V pour V<sub>GS</sub> égal à 24 V. La résistance spécifique est ainsi égale à 200 mΩ.cm<sup>2</sup>.

Le transistor MOSFET 4H-SiC possédant la tenue en tension la plus élevée a été réalisé sur la base d'une structure DMOSFET [10]. L'épitaxie permettant la tenue en tension est dopée  $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  sur une épaisseur de 115 µm. La tenue en tension maximale obtenue par mesure est égale à 10 kV. La protection du composant est assurée par 3 poches. La passivation du composant est réalisée à l'aide d'un dépôt de 1,5 µm de SiO<sub>2</sub>. L'épaisseur de l'oxyde thermique de grille est égale à 80 nm. En conduction, pour une tension de

commande  $V_{gs}$  égale à 25 V, sous une tension  $V_{ds}$  de 10 V, le courant est égal à 150 mA. La surface active du composant est égale à  $4,2 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ . Ainsi, le  $R_{DSon}$  est égal à  $7 \Omega \cdot \text{cm}^2$ .

Des travaux sont réalisés pour tenter d'améliorer les mobilités dans le canal. Des transistors MOSFET canal N sont fabriqués sur des couches de 4H-SiC afin d'extraire la mobilité des porteurs dans la zone d'inversion, figure (2.12). Il a été montré que la face (Si ou C) du SiC et le traitement thermique (température, durée, ambiance) jouent un rôle sur les valeurs. En optimisant ces différents paramètres, une mobilité moyenne (entre mobilité du canal et en dehors) a été mesurée et elle est égale à  $127 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  [15].

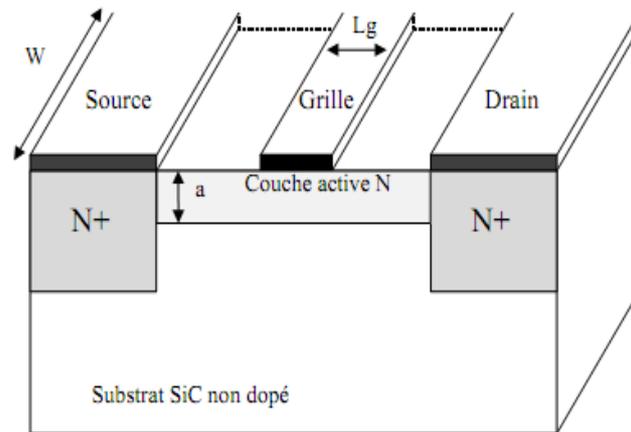
### 2.1.8 Le Transistor MESFET

#### 2.1.8.1 Historique et Généralités

Le principe du transistor à effet de champ (FET ou TEC) a été inventé en 1952 par W. Shockley [21]. Le Transistor à effet de champ est un dispositif unipolaire [22] où seuls les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement. Les électrons présentant les propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) les plus intéressantes, les FETs fabriqués sont principalement de type N. W. Shockley a imaginé trois structures principales de transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille qui sont :

- Grille à jonction PN pour le transistor **JFET** (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor),
- Grille métallique isolée pour le transistor **MOSFET** (**M**etal **O**xide **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor),
- Grille métallique à barrière Schottky pour le transistor **MESFET** (**M**etal **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor).

Le MESFET fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. Mead [17] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semi-conducteur III-V tel que l'AsGa. Cette évolution au niveau matériau a permis d'obtenir des MESFETs aux fréquences microondes. Les premiers résultats en puissance obtenus avec un MESFET 4H-SiC datent de 1994 [23]. La structure d'un tel transistor est représentée figure (2.13).



**Figure 2.13** : Vue en coupe d'un MESFET SiC [24]

En partant du bas de la figure (2.13), il apparaît tout d'abord un substrat mono cristallin en SiC qui doit être le moins conducteur possible. Il ne joue aucun rôle électrique mais constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. Sur ce substrat, une fine couche active dopée N est insérée, soit par épitaxie, soit par implantation ionique. Deux zones fortement dopées  $N^+$ , l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant. Les propriétés électriques de la structure sont généralement améliorées par la présence d'une couche tampon faiblement dopée entre la couche active et le substrat. Son épaisseur est de quelques microns. Elle évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky.

De plus, sur la figure (2.13), les principales dimensions géométriques sont représentées. La petite dimension de contact de grille  $L_g$  est appelée par convention longueur de grille du transistor. Elle détermine en grande partie la fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences elle est souvent inférieure à  $1\mu\text{m}$ . La deuxième dimension est la largeur de grille  $W$  et elle rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de  $L_g$ . L'épaisseur « a » de la couche active est généralement de  $0.2\mu\text{m}$  à  $1\mu\text{m}$ .

### 2.1.8.2 Principe de Fonctionnement du Transistor MESFET

La base du fonctionnement d'un MESFET est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille, figure (2.14). Le contact de grille est de type Schottky. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE), se crée sous la grille. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement normal le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source, figure (2.14).

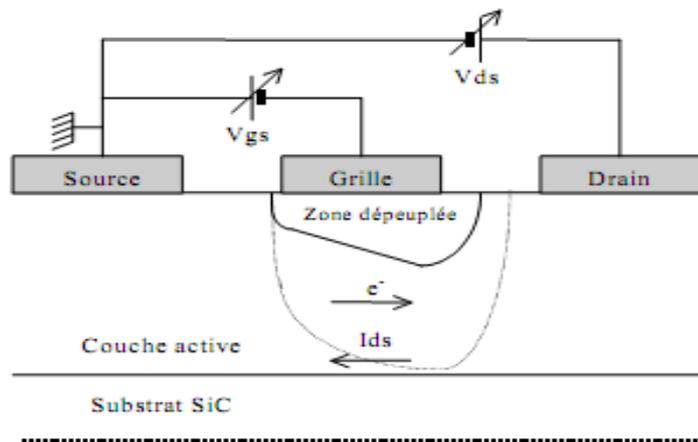


Figure 2. 14: Vue en coupe et polarisation d'un MESFET

A tension de drain fixe, la polarisation négative de la grille a pour effet d'augmenter la pénétration de la zone de charge d'espace dans la couche active, diminuant ainsi le passage du courant. Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement obstruer le canal, en pointillé sur la figure (2.14), ne laissant plus passer le courant. Le transistor est alors dit « pincé » et la tension appliquée sur la grille est alors appelée tension de pincement ( $V_p$ ).

A tension de grille fixe, l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant  $I_{DS}$  (drain-source).

La différence de potentiel entre la grille et le canal étant plus faible à l'extrémité située près de la source que du côté drain, le canal est plus resserrée à proximité du drain. La figure (2.15) représente l'évolution des caractéristiques typiques du courant de sortie  $I_{DS}$  en fonction de la tension  $V_{ds}$ . Ce réseau est obtenu en faisant croître la tension  $V_{ds}$  pour plusieurs niveaux de la tension  $V_{gs}$ .

L'observation du réseau de caractéristiques, figure (2.15) permet de distinguer

deux zones de fonctionnement du transistor à effet de champ. Une région appelée zone ohmique dans laquelle le courant de drain varie linéairement en fonction de la tension  $V_{gs}$ . Une deuxième région appelée zone de fonctionnement saturé où le courant de drain ne dépend quasiment que de la tension  $V_{gs}$ .

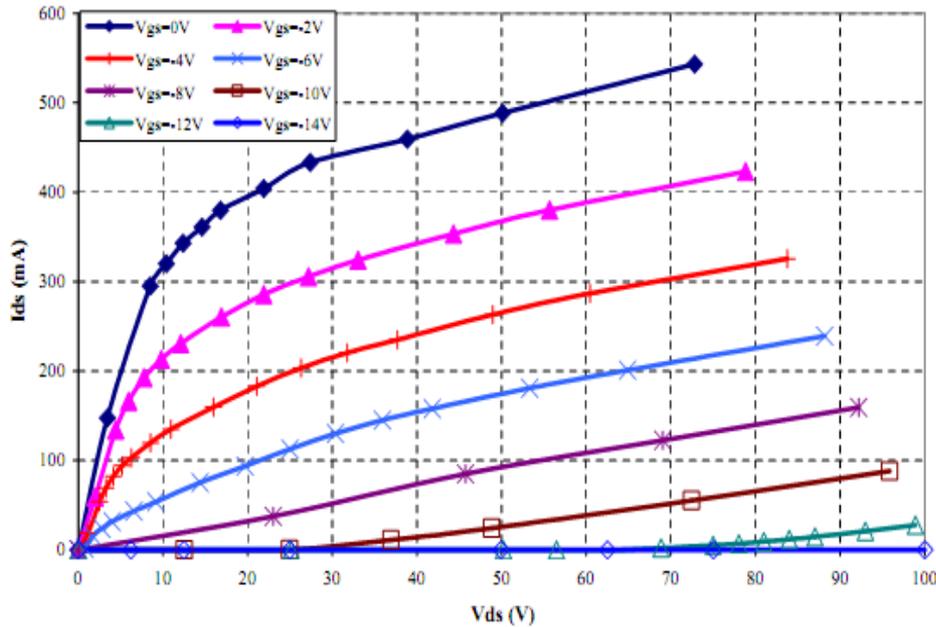


Figure 2.15: Réseau de caractéristiques mesurés en impulsions  $I_{ds} = f(V_{ds})$  à  $V_{gs} = Cste$  [24].

### Description de la zone linéaire

Cette zone est également appelée zone ohmique qui correspond à une évolution quasi- linéaire du courant de drain ( $I_{ds}$ ) pour de faibles valeurs de la tension drain source ( $V_{ds}$ ). En effet, pour de faibles valeurs de la tension de drain, le canal reste de section sensiblement uniforme sous la grille. Le transistor est alors assimilable à une résistance variable dont la valeur est contrôlée par la tension de grille. Le courant varie proportionnellement à  $V_{DS}$ . Certaines applications nécessitent en général ce régime de fonctionnement linéaire où le transistor est polarisé à froid ( $V_{ds} = 0$ ).

### Description de la zone saturée

Avec l'accroissement de la tension de drain, la section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante côté drain que côté source. Ce resserrement du canal provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain. Arrivé à un certain stade, l'augmentation de la tension  $V_{DS}$  n'a quasiment plus aucune influence sur le courant. Le courant de saturation ( $I_{dss}$ ) est le courant de drain ( $I_{ds}$ ) lorsque le transistor commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille  $V_{GS}$  nulle.

### 2.1.8.3. Les Effets Parasites du SiC MESFET

Des effets parasites indésirables viennent diminuer les performances statiques et hyperfréquences du MESFET. Une connaissance et une prise en compte de ces effets sont aujourd'hui indispensables lors de la conception de circuits microondes. Il est important de souligner qu'une des principales barrières rencontrées lors de l'étude de ces phénomènes est la difficulté de leur mise en évidence et de leur prise en compte. La difficulté principale lors de la phase de caractérisation expérimentale est de pouvoir dissocier ces différents phénomènes pour les appréhender indépendamment les uns des autres.

Il existe trois principaux effets parasites dans les transistors MESFET SiC : les effets à dynamiques lentes tels que les pièges, le phénomène d'avalanche et les effets thermiques.

#### 2.1.8.3.1 Les Effets à Dynamiques Lentes

Les phénomènes de pièges correspondent à l'existence d'états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ces niveaux d'énergie sont majoritairement dus à la présence d'impuretés dans le substrat. Ils sont plus ou moins prédominants en fonction de la filière et capturent ou libèrent des électrons qui participent au courant dans le canal. Ces effets de pièges peuvent être regroupés en trois catégories [17] :

- Le « self-backgating »,
- Le « gate-lag »,
- Le « sidegating ».

Les transistors MESFETs SiC sont principalement sensibles au phénomène de « self-backgating » par conséquent, nous décrivons succinctement les phénomènes de « gate-lag » et de « sidegating ».

#### a- Le phénomène de Gate-lag

Les pièges de surface sont à l'origine de ce phénomène. Ils apparaissent lorsque la commande de grille passe d'un état de pincement à un état de conduction, ce qui se traduit par des états transitoires sur le courant de drain.

#### b- Les effets de Sidegating et Backgating

Les phénomènes de capture et d'émission d'électrons dus à la proximité de différents composants lors d'une conception dans un environnement MMIC sont regroupés sous le terme « sidegating ». En effet, la proximité de transistors à effet de champ peut les rendre

non indépendants les uns des autres ; c'est à dire qu'un potentiel appliqué en un point du circuit peut venir modifier celui présent sur le composant.

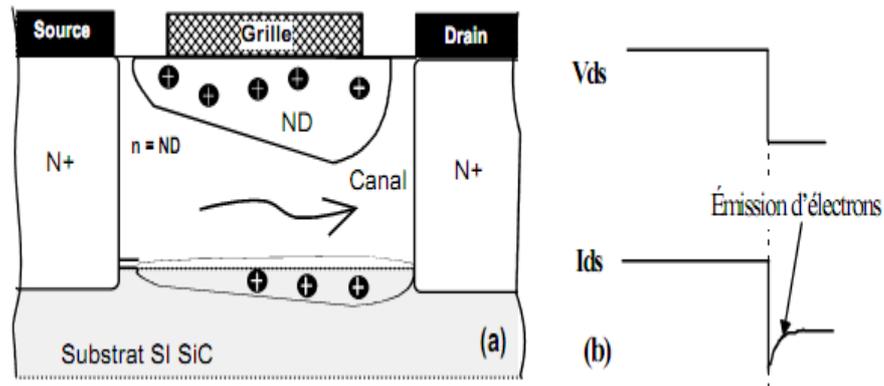
D'autres effets parasites dépendent de la technologie employée par le fondeur et du niveau d'impureté du substrat. Tous ces phénomènes sont regroupés sous les termes de « sidegating » et de « backgating » [25], [26], [27]. Il en résulte des règles de dessin sur les dimensions géométriques des MMICs afin de limiter les conséquences de ces phénomènes.

### **c- Le phénomène de Self-backgating**

La cause principale du « Self-backgating » est due au comportement non idéal du substrat semi-isolant qui contient des impuretés. En effet le Carbure de Silicium est un matériau semi-conducteur actuellement mal contrôlé du point de vue des défauts. Ces impuretés génèrent des états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ils sont alors capables de capturer pendant un temps « T » puis de réémettre les électrons qui participent au courant dans le canal. Le principal effet du « self- backgating » se traduit par la réponse transitoire du courant de sortie ( $I_{ds}$ ).

En l'absence de champ électrique au niveau du canal, les électrons s'écoulent de façon continue par-dessus la barrière de potentiel vers le substrat. Ces électrons sont piégés par des donneurs ionisés et d'autres sont émis par les donneurs neutres. L'état permanent conduit à l'équilibre entre les concentrations d'électrons libres et piégés. Le nombre moyen d'électrons capturés dans le substrat est alors égal au nombre moyen de ceux émis dans le canal. Les taux de capture et d'émission sont égaux le long de l'interface canal/substrat.

Toutefois, une brusque augmentation du champ électrique entre le drain et la source provoque l'état transitoire. En effet, des électrons sont injectés du canal dans le substrat où ils sont rapidement piégés dans des zones ionisées. Ces pièges deviennent électriquement neutres et le substrat au voisinage du canal est alors chargé plus négativement. Ce phénomène est représenté sur la figure (2.16)



**Figure 2.16:** Influence sur le courant de la capture des électrons dans des pièges de substrat.

A ce moment-là, une charge positive apparaît à l'interface canal/substrat, assurant ainsi l'équilibre des charges. Le potentiel de substrat agit comme une grille arrière du canal qui diminue. Par conséquent le courant de drain ( $I_{ds}$ ) diminue jusqu'à atteindre l'état permanent. Le « self-backgating » est caractérisé par la naissance d'un potentiel spontané du substrat semi-isolant qui se traduit par une jonction canal/substrat difficile à contrôler.

Lorsque la tension de drain chute brutalement, les pièges commencent à émettre les électrons. La charge d'espace canal/substrat diminue lentement, ce qui augmente l'épaisseur du canal, figure (2.17.a). Le courant de drain  $I_{DS}$ , figure (2.17.b) augmente au rythme du processus d'émission des charges dans le canal jusqu'à atteindre son état permanent.

Il faut noter que le temps d'émission des porteurs ( $10\mu s$ ) est beaucoup plus important que le temps de capture ( $300ns$ ) [17]. Les effets de pièges sont également très sensibles à l'illumination du matériau. Lorsque le composant est placé dans l'obscurité, les phénomènes de pièges sont plus importants (augmentation du temps d'émission).

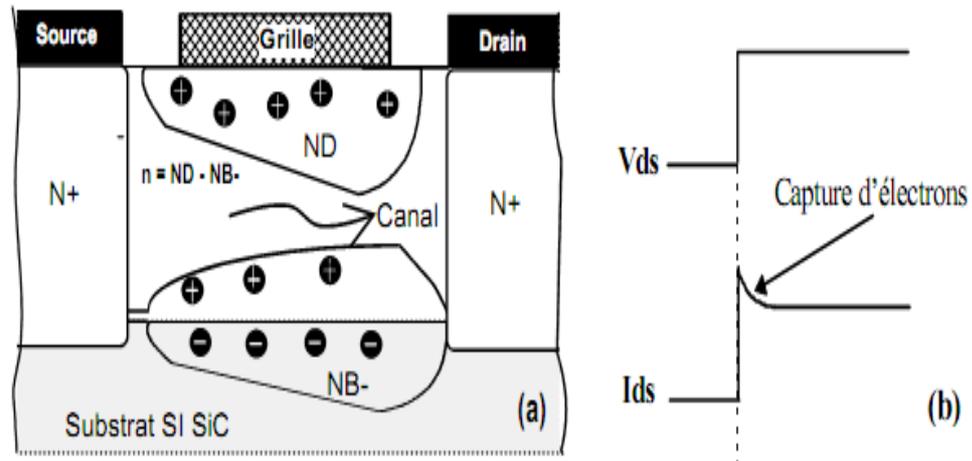


Figure 2.17: Influence sur le courant de sortie de l'émission des électrons dans le canal

### 2.1.8.3.2 Les phénomènes d'avalanche dans le SiC-MESFET

Le premier phénomène d'avalanche est dû à la circulation non désirée d'un courant entre les électrodes de grille et de drain. Pour de fortes valeurs de la tension drain source ( $V_{DS}$ ) et pour un état pincé du transistor, il se crée un champ électrique entre ces deux électrodes. A partir d'un certain niveau, ce champ électrique génère un mouvement d'électrons qui va de l'électrode de grille jusqu'au contact de drain. Il y a alors apparition d'un courant négatif sur la grille qui est entièrement reporté en courant positif sur le drain. Ce courant d'avalanche délimite, côté drain, l'excursion maximale du cycle de charge. Il en résulte une limitation de la puissance RF de sortie. Côté grille, l'excursion est limitée par la conduction de la diode Schottky.

La technologie du « recess », permet d'enterrer la grille à une hauteur plus basse que les électrodes de drain et de source. Ce qui permet de diminuer le champ électrique entre le drain et la grille et d'augmenter ainsi l'excursion maximale du cycle de charge. En éloignant la grille du drain, il est possible d'obtenir le même résultat.

Le deuxième type d'avalanche existant dans un MESFET provient d'un courant en excès dans le canal circulant du drain vers la source, pour des tensions grille source ( $V_{gs}$ ) supérieures au pincement.

### 2.1.8.3.3 Les Effets Thermiques

Tout composant semi-conducteur est sujet à des problèmes d'auto-échauffement lorsqu'il est soumis à des contraintes électriques. Trois principaux phénomènes sont à l'origine de la création de chaleur. Il y a tout d'abord l'effet Joule des électrons et des trous. Il existe ensuite les phénomènes de radiation. Enfin, le processus de génération

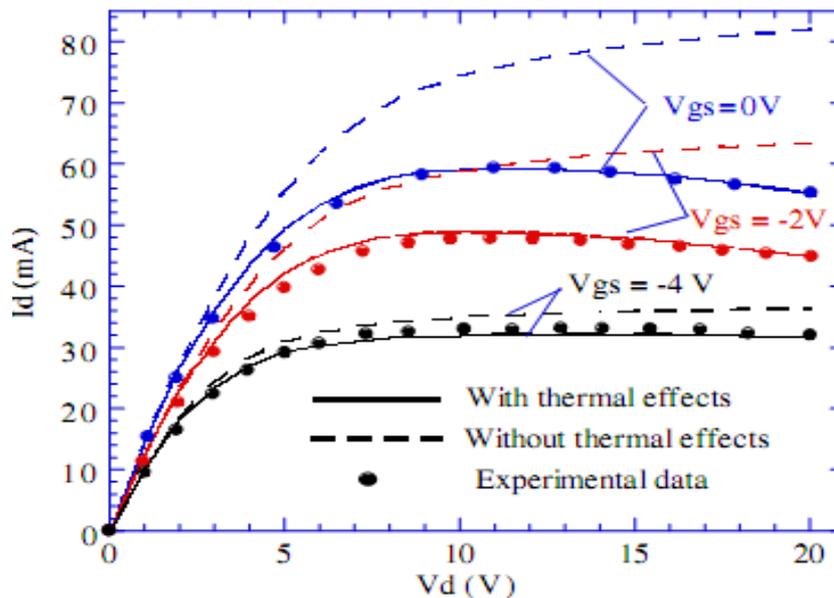
recombinaison des paires électrons/trous libère une quantité de chaleur proportionnelle au gap d'énergie entre les niveaux donneurs et accepteurs.

### 2.1.8.3.3.1 Réduction de la mobilité

L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la valeur de la mobilité des porteurs. La mobilité des porteurs du Carbure de Silicium dépend de la température. Son équation est donnée par [24] :

$$\mu_n = \mu_0 \left(\frac{T}{300}\right)^{-2.25} \quad 2.1$$

Les effets de l'échauffement du composant sur la transconductance et la conductance de sortie ne sont pas négligeables et doivent être pris en compte dans une procédure de mesure et de modélisation précise. Un exemple de l'effet de l'auto-échauffement sur la caractéristique de sortie d'un transistor à effet de champ est représenté figure (2.18).



**Figure 2.18:** Comparaison des caractéristiques de sortie d'un SiC- MESFET à température constante et avec auto-échauffement [28].

On observe une chute du courant de drain lorsque  $V_{ds}$  augmente entraînant une diminution de la conductance et de la transconductance de sortie. Ceci est lié à une décroissance de la mobilité des électrons lorsque la température augmente alors que la caractéristique en impulsions conserve un état quasi-isotherme [29], [30].

Plusieurs auteurs se sont intéressés au fonctionnement des transistors MESFETs entre 300°C et 600°C. A de telles températures, des courants de fuite ont été observés

entraînant la dégradation à la fois de la conductance de sortie et des caractéristiques de pincement du composant.

Ces courants de fuite sont principalement dus au contact de grille et au substrat. En effet, les fuites de grille, qui dépendent de la hauteur de la barrière de Schottky à l'interface métal / semi-conducteur, augmentent avec la température via les mécanismes d'émission et de diffusion thermodynamiques [31], tandis que les fuites de substrat proviennent de l'augmentation de la conductivité du substrat semi-isolant avec la température [22].

La conductivité thermique du Carbure de Silicium est de 4.5 W/K.cm à 300°C. Le SiC étant un matériau à grand gap, il peut supporter jusqu'à 600°C sans aucune détérioration, ce qui laisse espérer un fonctionnement à des températures de jonction beaucoup plus élevées que pour le Silicium (300°C) ou l'Arséniure de Gallium (300°C à 400°C).

### 2.1.8.3.3.2 Réduction du gain statique en courant

L'augmentation de la température modifie les propriétés physiques du réseau cristallin. Les électrons se heurtent plus fréquemment aux atomes ce qui diminue leur vitesse de transit et, par conséquent, la densité de courant de conduction  $J_C$  s'écrit :

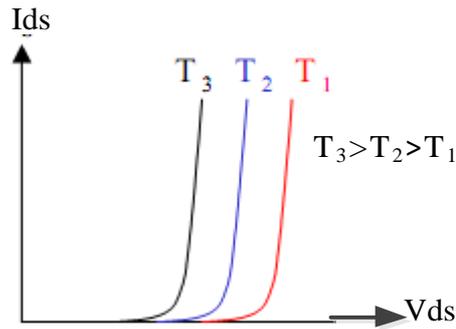
$$J_C = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E \quad 2.2$$

$q$  est la charge de l'électron égale à  $1.6 \cdot 10^{-19} C$ .  $n$  est le nombre d'électron libres par unité de volume ( $m^{-3}$ ).  $\mu_n$  est la mobilité des électrons ( $m^2/V.s$ ).  $E$  est le champ électrique ( $V/m$ ). Ce phénomène entraîne une diminution du gain statique en courant.

### 2.1.8.3.3.3 Diminution de la largeur de bande interdite

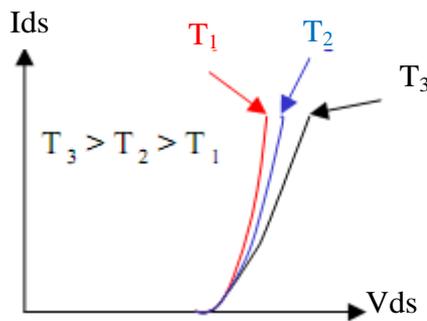
L'augmentation de la température diminue la largeur de bande interdite ce qui se traduit par une diminution des tensions de polarisation d'entrée d'un composant. Le courant statique  $I_{ds}(T)$  d'un transistor FET par exemple peut s'exprimer selon le produit de deux termes indépendants  $I_{ds}(t)$  et un terme exponentiel :

$$I_{ds}(T) = I_{dss}(T) \cdot \left\{ \exp\left(\frac{q \cdot V}{k \cdot T}\right) - 1 \right\} \quad 2.3$$



**Figure 2.19:** Influence de la température sur la tension de seuil de la diode d'entrée du transistor [32].

**Impact du terme exponentiel :** Ce terme décroît lorsque la température augmente comme le montre la Figure (2.20) :

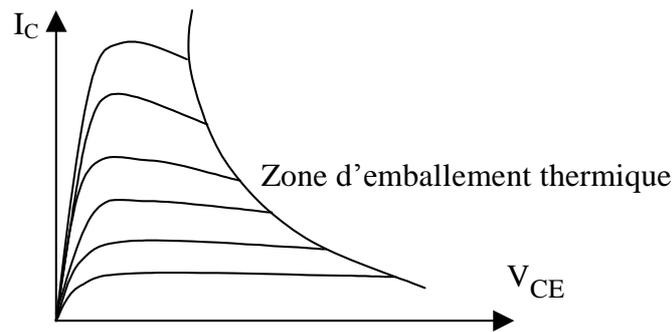


**Figure 2. 20:** Influence de la température sur l'exponentiel du courant de la diode d'entrée du transistor [32]

Ces deux effets s'additionnent mais l'influence de la tension de seuil reste majoritaire. La diminution de la bande interdite est d'autant plus sensible que la conductivité du matériau est faible. Ce phénomène est donc plus pénalisant pour l'AsGa que pour le Si, le GaN ou le SiC. Pour un transistor multi-doigts, cet échauffement est accéléré par l'«effet Crunch», c'est ce qu'on appelle l'emballement thermique.

#### 2.1.8.3.3.4 L'effet Crunch

Pour les transistors bipolaires, l'effet « Crunch » ou « Current collapse » se traduit par une chute des caractéristiques  $I_C=f(V_{CE})$  pour une puissance dissipée donnée au sein du transistor, figure (2.21). Le gain en courant ainsi que le courant de base diminuent avec l'augmentation de la température [32].



**Figure 2.21:** Illustration de l'effet Crunch [32]

Cet effet est généré par une répartition non uniforme du courant de grille dans chaque doigt lorsque la température intrinsèque augmente. Lorsque la puissance dissipée est faible, ce courant se répartit uniformément dans chaque doigt du transistor. Lorsque la puissance dissipée s'élève, un point chaud apparaît au niveau du doigt central du transistor, le courant de base se concentre vers ce doigt limitant le fonctionnement global à un doigt du transistor. C'est pourquoi cet effet est prépondérant pour des transistors multi-doigts [32].

Afin que les concepteurs puissent tenir compte de ce phénomène dès la phase de conception, nous allons essayer par l'intermédiaire de cette thèse de modéliser l'effet de l'auto-échauffement qui cause cette dégradation des propriétés électriques des transistors SiC- MESFET simple et multi-doigts. Cette modélisation va nous permettre le calcul de la distribution de la température en tout point de la structure du transistor.

#### 2.1.8.4 Etat de l'Art des Transistors MESFET en Carbure de Silicium

Les premiers transistors MESFETs sur Carbure de Silicium ont été réalisés à partir du polytype 6H-SiC parce que celui-ci présente de meilleures qualités cristallines. Ainsi, différentes équipes de recherche ont mis au point des transistors MESFETs 6H-SiC, en particulier l'équipe de J.W. Palmour à Cree Research [33]. Mais il s'est avéré qu'il y avait une conduction parasite ce qui provoque l'apparition d'une capacité parasite au niveau du substrat et par la suite des courants de fuite et des phénomènes de pertes sur les caractéristique de sortie des MESFETs. Par la suite, le polytype 4H-SiC est apparu plus intéressant, en effet, ce polytype possède une mobilité dont la valeur est deux fois supérieure à celle du polytype 6H-SiC. Grâce à ses propriétés physiques et électriques comparables à celles du polytype 6H-SiC, le polytype 4H-SiC s'est avéré être le candidat idéal pour réaliser des transistors MESFETs de puissance.

En 1994, Charles E. Weitzel [34] de Phoenix Corporate Research Laboratories/ Motorola présente les résultats en puissance obtenus avec un transistor MESFET 4H-SiC. Il s'agit d'un transistor à deux doigts de grille, la largeur d'un doigt étant de 166  $\mu\text{m}$  et la longueur est de 0,7  $\mu\text{m}$ . La structure est la même que celle décrite sur la figure (2.13) :

- Un substrat 4H-SiC dopé N sur lequel on a déposé une couche épitaxiale semi- isolante dopé p =  $1,4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ , de 6  $\mu\text{m}$  d'épaisseur,
- Le canal est dopé Nd =  $1,7 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et a une profondeur de 0,25  $\mu\text{m}$ ,
- Sous les contacts de drain et de source, les zones dopées N+ ( $N+ \geq 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ) de 0,15  $\mu\text{m}$  de largeur sont obtenues par croissance épitaxiale et par gravure chimique.

L'équipe de recherche de Charles Weitzel [35] en association avec John W. Palmour de Cree Research se sont intéressé ensuite aux performances hyperfréquences et en puissance de ce transistor MESFET 4H-SiC et ont obtenu les résultats suivants :

- Une fréquence maximale d'oscillation de 12,9 GHz et une fréquence de transition de 6,7 GHz. Ces fréquences ont été mesurés sur la bande de fréquence [45 MHz - 26,5 GHz] et au point de polarisation  $V_{ds} = 30 \text{ V}$ ,  $I_{ds} = 78 \text{ mA}$ ,  $V_{gs} = 1 \text{ V}$  (et  $I_g < 1 \text{ pA}$ ). Le gain petit signal, à ce même point, était de 9,3 dB à 4 GHz et 2,2 dB à 10 GHz.
- La densité de courant de drain est de 300 mA/mm à  $V_{ds} = 25 \text{ V}$  associée à une transconductance  $g_m$  de 38 à 42 mS/mm,
- Des mesures en puissance ont été effectuées avec un transistor polarisé au point  $V_{ds} = 54 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = -2 \text{ V}$  et  $I_{ds} = 77,4 \text{ mA}$ . La puissance de sortie maximale est de 29,72 dBm (0,937W) associée à un gain de 6,7dB et un rendement en puissance ajoutée de 12,7 % pour un niveau de puissance d'entrée de 23 dBm. La densité de puissance est de 2,8 W/mm.

Il faut souligner que le transistor était polarisé à  $V_{ds} = 54 \text{ V}$ . Or, avec une tension de

claquage proche de 175V, la tension optimale de fonctionnement en  $V_{ds}$  serait de 80 V, ce qui en théorie augmenterait considérablement la puissance maximale fournie par le transistor. De plus, des éléments parasites liés à l'utilisation, entre autre, d'un substrat conducteur limite les performances en fréquence du transistor. La solution technologique envisagée a été de remplacer ces substrats conducteurs par des substrats semi-isolants. C'est dans cette optique que des études ont été lancées pour développer des substrats à haute résistivité, de l'ordre de 1500 à 2000  $\Omega.cm$ .

En juin 2004, H.George Henry [36] présente de très bons résultats à partir d'un MESFET SiC de 4.8mm de développement fonctionnant à 3 GHz. Ce MESFET se différencie d'un MESFET classique par l'ajout d'un « spacer » de 200Å en SiC non dopé entre le canal et la grille minimisant ainsi les pièges de surface. Une première série de mesures grand signal pulsé, Figure (2.16a) est effectuée avec une polarisation en classe AB avec  $V_{gs}$  pulsée et  $V_{ds}$  continue (durée de pulse=200 $\mu s$ , rapport cyclique= 10 %). Ce transistor MESFET SiC délivre alors une puissance de sortie égale à 21 W (soit environ 4.4 W/mm), avec un PAE de 62 % et un gain en puissance de 10.6 dB. Une deuxième série de mesures grand signal, figure (2.16 b), est effectuée avec les mêmes valeurs de tensions de polarisation mais en mode continu. Les performances de ce transistor MESFET SiC sont alors en retrait par rapport à celles obtenues en condition pulsée. Il délivre tout de même une puissance de sortie de 9.2 W (soit environ 2 W/mm), avec un PAE de 40% et un gain en puissance de 7 dB pour une fréquence de travail toujours égale à 3GHz.

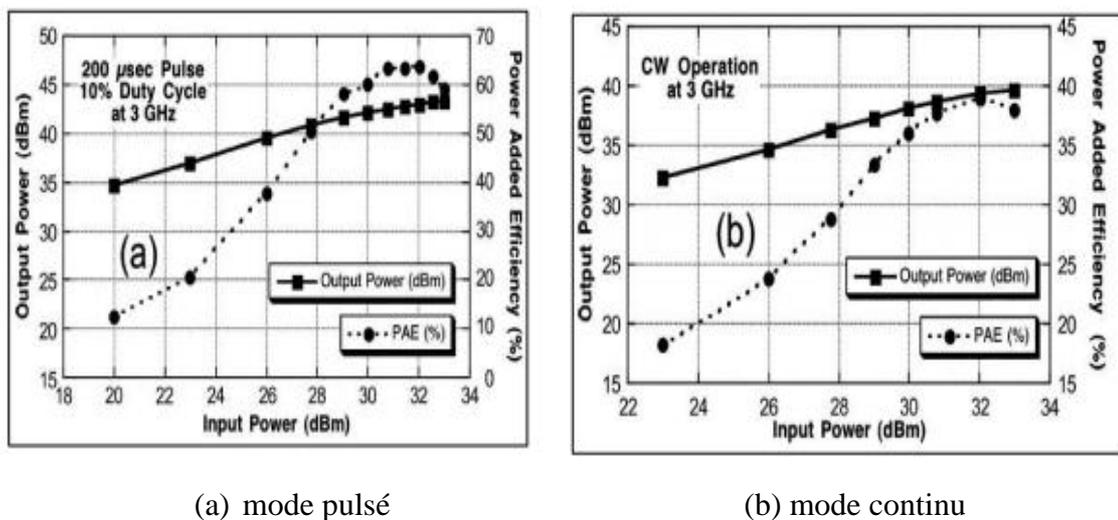


Figure 2.22: Mesures grand signal d'un transistor MESFET SiC de 4.8mm de développement de grille en condition pulsée (durée de l'impulsion=200 $\mu s$ , rapport cyclique= 10 %) à 3GHz [36]

Les premiers transistors MESFETs SiC mis au point par Cree Research ont été destinés à des applications en bande S (bande de fréquence qui s'étend de 2GHz à 4GHz), figure (2.23).

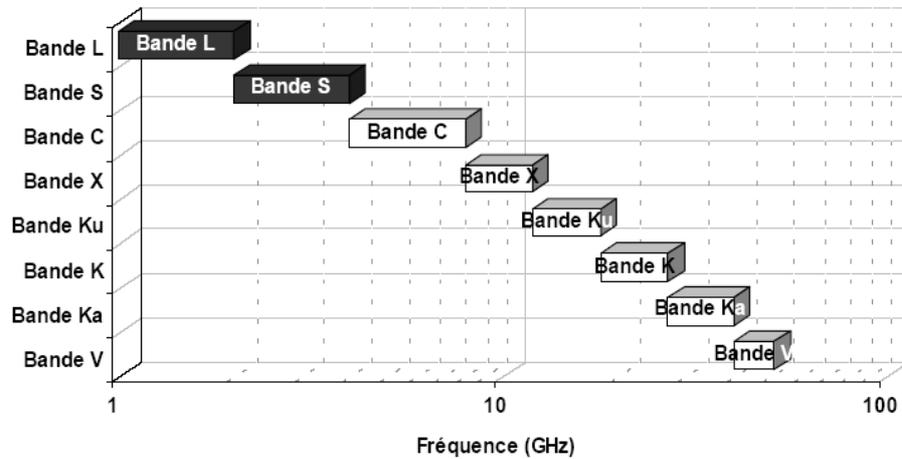


Figure 2. 23: Bandes de fréquences

En 2000 CREE a commencé la commercialisation des transistors MESFETs avec des performances inférieures à celles estimées au départ. Cette société était à l'époque la seule sur le marché. Le tableau (2.1) nous donne quelques caractéristiques de quatre SiC-MESFETs différents fabriqués et commercialisés par CREE.

Tableau 2.1 : Quelques paramètres de 4 types de MESFETs commercialisés par CREE.(cree.com)

Référence du Transistor	Gamme de fréquence (GHz)	Puissance de sortie (W)	Gain (dB)	Tension de fonctionnement (V)
CRF-5003	0.1-1	4	11	28-48
CRF-20010	Jusqu'à 4	12	12	28-48
CRF-27010	2.4-2.7	12	11	48
CRD-37010	3.4-3.7	12	10	48

## 2.2 Dispositifs de puissance sur Nitrure de Gallium

Il existe trois types de transistors en Nitrure de Gallium: le HFET GaN, le MODFET GaN et le HEMT GaN. Cependant, lors de cette thèse, nous allons juste nous intéresser au HEMT GaN parce qu'il est le composant le plus mature et le plus étudié dans

les différents laboratoires ainsi que chez les industriels.

### 2.2.1 Généralités

Les premiers transistors HEMTs sont apparus en 1980 [37]. Ce composant possède plusieurs dénominations dans la terminologie anglo-saxonne, TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor) mais également HFET (Heterojonction Field Effect Transistor). Ce dernier terme est toutefois généralement plutôt réservé à un autre composant à hétérostructure dans lequel le transport s'effectue dans un matériau dopé alors qu'il est non dopé pour le HEMT.

Le HEMT apparait comme une évolution majeure du transistor MESFET qui constitue la structure de base des transistors à effet de champ. Toutefois cette structure exige pour la réduction des dimensions nécessaires à la montée en fréquence de « surdoper » le canal conducteur, ce qui notamment incompatible avec de bonnes propriétés de transport en raison de l'influence néfaste des interactions coulombiennes sur les propriétés du transport.

La structure HEMT permet de contourner le problème en séparant les porteurs mobiles des charges fixes dont ils sont issus. Le transport électronique s'effectue au voisinage d'une interface entre un premier matériau fortement dopé ayant la plus petite affinité électronique et le plus grand gap et un second matériau non intentionnellement dopé (n.i.d) ayant la plus grande affinité électronique et le plus petit gap. Cette interface, qui constitue le canal du transistor, est une "hétérojonction". Par la suite, lorsque la discontinuité de bande de conduction entre les deux matériaux est suffisante, la présence de cette hétérojonction permet de confiner une importante densité de porteurs dans le matériau intrinsèque ou la mobilité et la vitesse électronique sont plus élevées. De plus la densité de ces porteurs est aisément contrôlable par un potentiel de commande approprié sur la couche dopée par l'intermédiaire d'une grille Schottky ce qui est à l'origine de l'effet de transistor recherché.

### 2.2.2 Fonctionnement des transistors HEMT

Le principe de fonctionnement du HEMT est identique à celui d'un transistor à effet de champ à grille Schottky de type MESFET. La variation de la conductance, donc celle du courant entre la source et le drain, peut être obtenue soit par celle de la section du canal dans le cas du MESFET soit par celle de la densité de porteurs libres dans le canal

dans le cas du HEMT.

La structure d'un HEMT est présentée sur la figure (2.24). Elle est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap dopé et un matériau à petit gap non dopé dans lequel va se trouver le canal. Une couche supplémentaire superficielle (appelée Cap Layer et qui n'existe pas sous la grille) est formée par un matériau de faible bande interdite pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès. En dessous, une seconde couche supplémentaire à grand gap non dopée supporte le contact Schottky de grille. Elle est initialement épaisse et creusée par la suite pour améliorer le facteur de forme (rapport de la longueur de grille sur l'épaisseur totale de couche à grand gap) et ainsi mieux contrôler la densité des porteurs du canal par le potentiel de grille. Cette technique permet aussi de réaliser une structure plus épaisse dans les zones d'accès qui seront ainsi moins résistives. En outre, le « recess » de la grille a pour but de réduire le phénomène de conduction parallèle connu sous le nom de MESFET parasite [38]. En effet, lorsque la couche dopée sous le contact Schottky n'est pas totalement dépeuplée de porteurs, il s'y crée un canal parallèle à celui de la couche non dopée à petit gap qui n'est autre que celui d'un transistor MESFET. Dans ce cas, le courant contrôlé par l'électrode de grille est plus ou moins partiellement associé à des porteurs à faible mobilité ce qui dégrade les performances. Notons que cet effet parasite, qui détériore la transconductance  $g_m$  du transistor, apparaît lorsque le creusement de grille est insuffisant vis-à-vis de l'épaisseur et du dopage de la couche dopée à grand gap ou que la grille n'est pas suffisamment polarisée en inverse. Cette couche de matériau à grand gap dopée a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure : c'est la couche donneuse. Son dopage, pouvant être volumique, est plus généralement réalisé par un plan de dopage silicium. Elle est séparée des électrons libres du canal par un espaceur (buffer) qui est une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (nid), permettant d'éloigner les atomes donneurs d'électrons des électrons du canal. Les interactions à distance entre électrons et impuretés ionisées sont ainsi réduites ce qui améliore les propriétés de transport. Plus cette couche est épaisse, meilleure est la mobilité des électrons dans le canal. A l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal est favorisé par un espaceur fin d'où la nécessité d'un compromis.

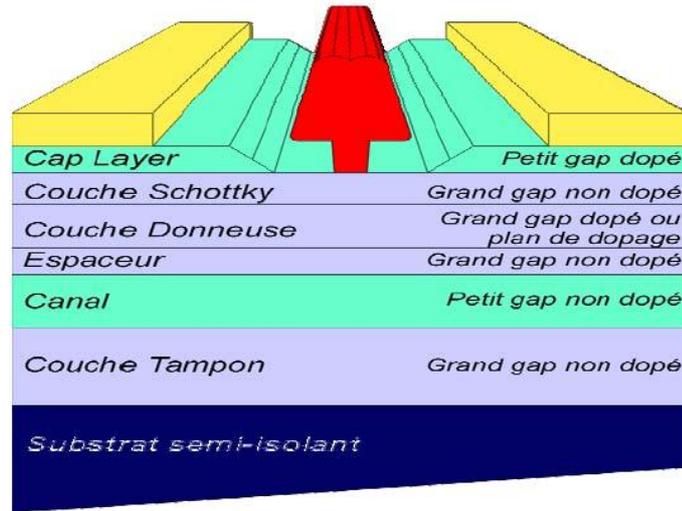


Figure 2. 24: Structure d'un transistor HEMT

Le canal est donc situé dans la couche de matériau à petit gap non intentionnellement dopée. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons qui constitue le canal, détermine les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons qui la composent. Elle est séparée du substrat par une couche tampon non intentionnellement dopée, communément appelée "buffer", qui permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également, en « effaçant » les imperfections du substrat, d'avoir un matériau de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des couches supérieures.

### 2.2.3 Etude des HEMTs AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>

Pour mieux comprendre son fonctionnement, nous allons étudier brièvement les structures de bande des matériaux mis en jeu dans un HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, figure (2.25). L'hétérojonction formée par la juxtaposition de deux matériaux dont les largeurs de bande interdite sont différentes, l'un présentant un large gap (AlGa<sub>N</sub> : 3,82eV) et l'autre un gap plus faible (Ga<sub>N</sub> : 3,4eV), entraîne la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface ( $E_c$ ). La figure (2.26) présente les niveaux d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact.

Source	Grille	Drain
GaN		
$\text{Al}_{0.25}\text{GaN}_{0.75}$		
GaN		
AlN/GaN		
AlN		
Si(111) Forte résistivité : 4000-10000 $\Omega\cdot\text{cm}$		

Figure 2. 25: Coupe schématique des HEMTs d'AlGaN/GaN sur substrat de silicium.

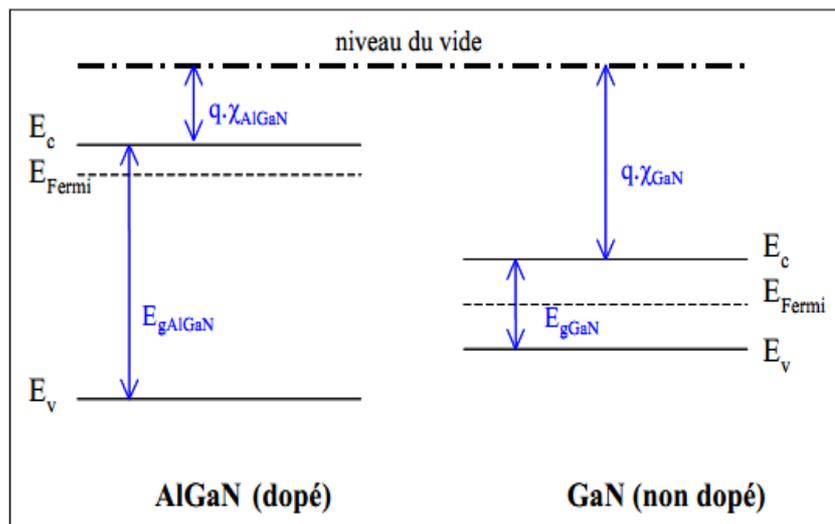


Figure 2. 26: niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction [40].

D'après les règles d'Anderson, lors de la jonction de deux matériaux, leur niveau de Fermi s'aligne. Le niveau du vide ne pouvant pas subir de discontinuités, il en résulte une discontinuité de la structure de bande d'énergie à l'interface. La Figure (2.27) montre les niveaux d'énergie à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

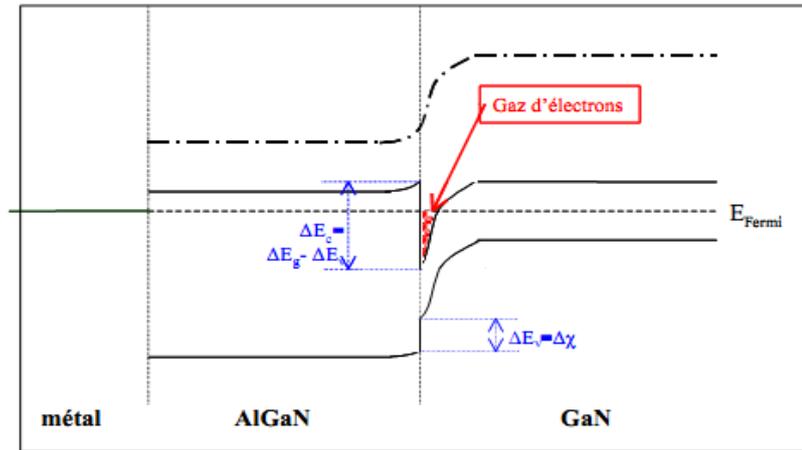


Figure 2. 27: Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

Nous pouvons observer la formation d'un puits quantique à l'interface, dans le matériau de plus faible largeur de bande interdite. Ce puits reste cantonné dans la partie supérieure du matériau à plus faible gap non dopé car, au-dessus, le matériau de plus grande largeur de bande interdite joue le rôle de barrière. C'est dans ce puits que se regroupent les charges libres entraînant le phénomène de conduction à l'origine de la formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions : c'est le canal. La densité de porteurs dans ce canal dépendra du niveau de Fermi dans la bande interdite du matériau (niveau de dopage), de la différence de largeur de cette bande entre les deux matériaux ( $E_g$ ) et du dopage considéré. Par exemple, la figure (2.28) montre les niveaux d'énergie mis en jeu à l'hétérojonction lorsqu'on applique une tension sur la grille du composant. On voit en effet une modulation de ce gaz d'électrons et donc de la concentration de porteurs dans le canal.

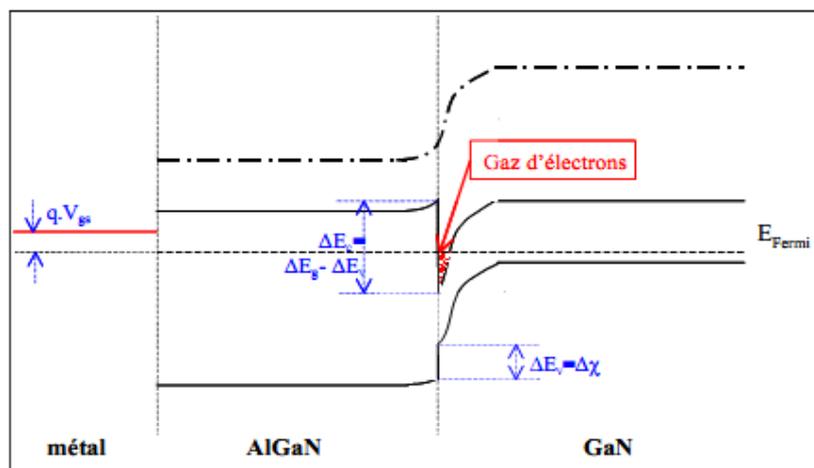


Figure 2. 28: niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée non nulle.

C'est pourquoi une tension appliquée sur la grille d'un HEMT permet le contrôle du courant qui circule entre drain et source.

Une saturation du courant s'observe en raison de la vitesse de saturation des électrons pour des fortes valeurs de tension entre drain et source. Si l'on compare une fois encore le HEMT au MESFET, la mobilité des électrons étant plus élevée dans un gaz que dans un matériau dopé, il est plus rapide que ce dernier, permettant des applications à plus haute fréquence.

L'autre particularité du fonctionnement d'un HEMT, outre l'existence d'un gaz d'électrons, est la jonction Schottky créée par la jonction métal de grille et semi-conducteur du substrat.

### 2.3 Les effets thermiques dans les transistors HEMTs GaN

Comme pour le MESFET 4H-SiC, l'auto-échauffement du transistor HEMT GaN se traduit par une puissance dissipée dépendant de la classe de fonctionnement et des performances RF de celui-ci vis-à-vis du signal injecté.

Ainsi, lorsque la puissance dissipée augmente, la température de jonction notée  $T_j$  augmente, faisant diminuer la mobilité des porteurs. Cela se traduit par une chute de la puissance de sortie du dispositif ainsi que par une baisse des fréquences de transition et maximales d'oscillation. En clair, une forte élévation de température altère de façon importante les performances du HEMT. Pour montrer cet effet, la figure (2.29) simule en puissance un modèle de transistor GaN, qui prend en compte cet effet thermique, pour deux températures différentes :  $T_j=300\text{K}$  et  $T_j=400\text{K}$ .

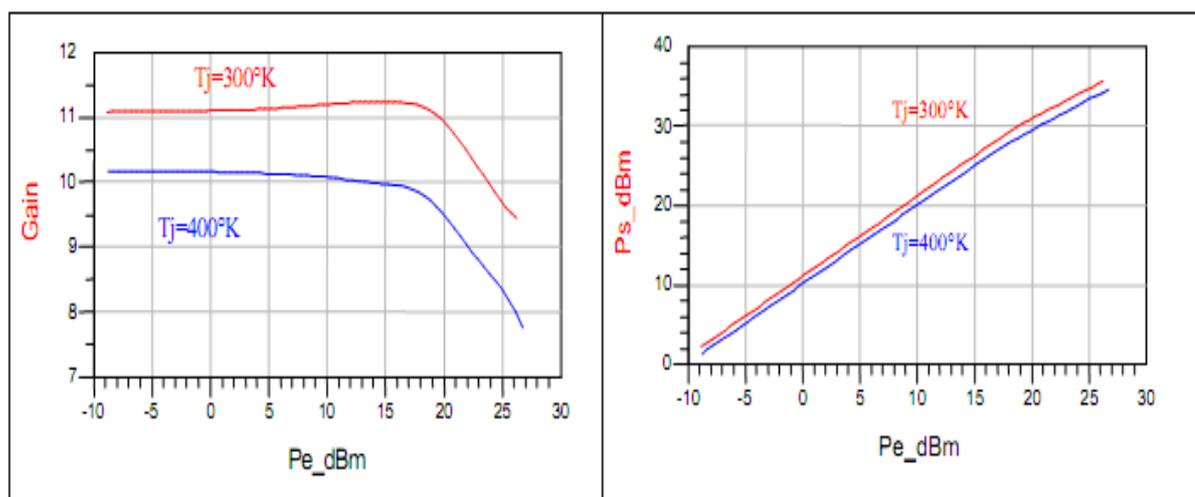


Figure 2. 29: Comparaisons de simulations en puissance d'un transistor GaN pour deux températures de socles différentes [41]

La figure (2.30) illustre un exemple de l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques  $I(V)$  d'un transistor HEMT GaN. Un réseau  $I(V)$  quasi-isotherme ( $T_j=300K$ ) mesuré en impulsions est comparé aux mesures en continu du même transistor. On peut observer une forte décroissance du courant de drain lorsque la tension  $V_{DS}$  augmente. Ceci est lié à une décroissance de la mobilité des électrons lorsque la température augmente.

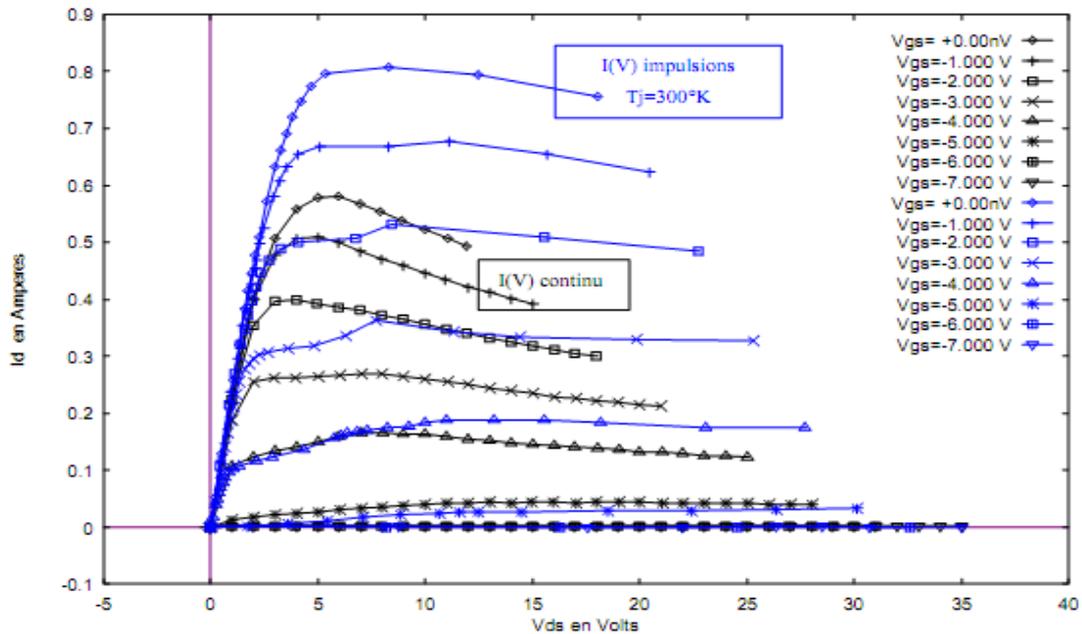


Figure 2. 30: Exemple d'auto-échauffement d'un transistor GaN [41]

### 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une description technologique des composants de puissance à grand gap a été effectuée. L'étude a été plus détaillée pour le Transistor 4H-SiC MESFET en carbure de silicium puisque nous avons choisi ce dernier pour modéliser son auto-échauffement dans le chapitre cinq. C'est la raison pour laquelle nous avons réalisé une étude concernant les effets thermiques qui peuvent diminuer les performances statiques et hyperfréquences de ce transistor.

## Bibliographie

- [1]- **Y. SUGAWARA, K. ASANO, R.SAITO**, “3.6 kV 4H-SiC JBS Diodes with Low Rons” Materials Science Forum, Vols 338-342, pp 1183-1186, 2000.
- [2]- **Y. SUGAWARA, K. ASANO, R. SINGH, J. PALMOUR, D. TAKAYAMA**, “ 4.5 kV Novel High Voltage High Performance SiC-FET SIAFET”, Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices & Ics, Toulouse, pp. 271-275, 2000
- [3]- **M. BHATNAGAR, P. K. MCLARTY, B.J. BALIGA**, “Silicon carbide high voltage (400 V) Schottky barrier diodes” IEEE, Electron Device Letters, Vol.13, pp. 501-503, 1992
- [4]- **R.SINGH, J. A. COOPER JR, T.P. CHOW AND J.W. PALMOUR**, “SiC Power Schottky and PiN diodes” IEEE transaction On Electronics Devices, Vol. 49 n°4, pp. 665-672, 2002
- [5] **R.SINGH, S. H. RYU, J.W. PALMOUR**, “High Temperature, High Current, P-channel UMOS 4H-SiC IGBT”, 57th IEEE Annual Device Research Conf. Santa Barbara, pp. 46-47, 1999
- [6]- **J. BALIGA**, “Modern Power Devices”, Malabar : Krieger, 1992, ISBN 0-89464-799-7
- [7]- **A. FAZAL, A.GUPTA**, “HEMTs and HBTs : Devices, Fabrication, and Circuits” Editors Artech House, Boston London, 1991.
- [8]- **J.PANKOVE, S.S. CHANG, H.C.LEE, R.J. MOUSTAKAS, V. ZEGHBROECK**, “GaN/SiC HBT”, Int. Electron Devices Meet Tech. Dig. ,1994.
- [9]- **Y.TANG, J.B. FEDISON, T.P. CHOW**, “High-Voltage Implanted-Emitter 4H-SiC BJTs”, IEEE Electron Device Letters, , Vol. 22, N°1, pp. 16-18, 2002
- [10]- **S.H. RYU, A.K. AGARWALL, R.SINGH , J.W. PALMOUR**, “1800 V NPN Bipolar Junction Transistors in 4H-SiC”, IEEE Electron Device Letters , Vol. 22 N°3, pp. 124-126, 2001
- [11] **S.H. RYU, SINGH, R., J.W. PALMOUR**, “High-Power P-Channel UMOS IGBT’s in 6H-SiC for High Temperature Operation”Materials Science Forum, Vols 338-342, pp. 1427-1430, 2000
- [12]- **R.SINGH, S.H. RYU, J.W. PALMOUR**, “High Temperature, High Current, P-channel UMOS 4H-SiC IGBT”, 57th IEEE Annual Device Research Conf. Santa Barbara, pp. 46-47, 1999
- [13]- **R. PERRET**, « Interrupteurs électronique de puissance » Paris : Hermès, 326 p, 2003, ISBN : 9782746206717
- [14]- **J.SPITZ, R. MELLOCH, J.COOPER, M.A. CAPANO**, “2.6 kV 4H-SiC Lateral DIMOSFET’s “ IEEE Electron Device Letters, vol. 19 N°4 pp.100-102 , 1998

- [15]- **K.FUKUDA, M.KATO, J.SENZAKI, K. KOJIMA AND T.SUZUKI**, “4H-SiC MOSFET on C(000-,1) face with inversion channel mobility of  $127 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ”, Material Science Forum, vols. 457-460 pp. 1417-1421, 2004
- [16]- **S.H. RYU, A. AGARWALL, S.KRISHNASWAMI, J. RICHMOND, J. PALMOUR** “Development of 10 kV 4H-SiC Power DIMOSFETs” Materials Science Forum, Vols 457-460 pp. 1385-1388, 2004
- [17]- **D. SIRIEX**, “Modélisation non linéaire des MESFETs sur Carbure de Silicium pour l’amplification de puissance micro-ondes”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2000.
- [18]- **M. SOCHACKI**, “Silicon dioxide and silicon nitride as a passivation and edge termination for 4H-SiC Schottky diodes”, Diamond & Related Materials vol.14, pp.1138–1141, 2005.
- [19] - **N. ACHTZIGER, J. GRILLENBERG, W. WITTHUHN**, “Radiotracer identification of Ti, V and Cr band gap states in 4H- and 6H-SiC “ ,Materials Sciences Forum, Vols.264-268, pp. 541-544. , 1998.
- [20]- **N. ACHTZIGER, W.WITTHUHN**, “Band gap states of Ti, V, and Cr in 4H-silicon carbide” Appl. Phys. Lett., vol. 71, n°1 pp. 110-112, 1997
- [21]- **W. SHOCKLEY**, “Unipolar Field Effect Transistor”, Proc. of the Institute of Radio Engineers, Vol. 41, Août 1953, pp. 970-979.
- [22] – **S.M. SZE** , “Physics of Semiconductor Devices” John Wiley & Sons, 2<sup>nd</sup> Edition, New York, 1985, ISBN: 0-471-87424-8
- [23] – **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 microondes”, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1999
- [24] – **N.DUBUC**, “Modélisation électrothermique des transistors SiC- MESFET et optimisation d’une architecture doherthy pour l’amplification de puissance a haut rendement ”, Thèse de doctorat, Université de Limoges , 2003
- [25] – **D. SCHULMAN, L. YOUNG**, “a.c. Sidegating in GaAs MESFETs”, Solid-State Electronics, Vol. 34, No 11, pp. 1281-1287, 1991.
- [26] – **P.GEORGE, K. HUI, P.K. KO , C. HU**, ”The Reduction of Backgating in GaAs MESFETs by Impact Ionisation”, IEEE Electron Devices Letters, Vol. 11, No 10, pp. 434-462, 1990.
- [27] – **H.L. KWOK**, ”Modelling of the Sidegating and the Backgating Effets in GaAs MESFETs”, IEE Proceedings, Vol. 137, No 6, pp. 459-462, 1990
- [28 ]- **X.DENG, B.ZHANG AND Z.LI**, “Electro-thermal analytical model and simulation of the self-heating effects in multi-finger 4H-SiC power MESFETs”, Semicond. Sci. Technol. 22, pp.1339–1343 ,2007.

- [29] - **J.P. TEYSSIER, M. CAMPOVECCHIO, C. SOMET, J. PORTILLA ET R. QUERE**, “A Pulsed S-parameters Measurement Setup for Nonlinear characterization of FETs and Bipolar Power Transistors”, EMC Digest Madrid, pp. 489-494, 1993
- [30] - **K. FRICHE, H. HARTNAGEL, R. SCHUTZ ET AL**, “A New GaAs Technology for stable FETs at 300°C”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, No 12, pp. 577, 1989.
- [31] - **J.F. WAGER ET A.J. MCCAMANT**, “GaAS MESFETs interface considerations”, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 34, No 5, , pp. 1001-1007, 1987.
- [32]- **J.MAZEAU**, “Modélisation électrothermique comportementale dynamique d’amplificateurs de puissance microondes pour les applications radars ”, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2007
- [33] – **J. W. PALMOUR, J. A. EDMOND, H. S. KONG, C. H. CARTER** , “Silicon Carbide power devices for aerospace applications”, in Proc. 28 th Intersociety Energy Conversion conf. Amer. Chem. Soc., pp 1249-1254, 1993.
- [34] – **C. E. WEITZEL, J. W. PALMOUR, C. H. CARTER, K. J. NORDQUIST**, "4H-SiC MESFET with 2.8 w/mm power density at 1.8 GHz," IEEE Electron Device Letters, vol. 15, n°10, pp. 406-408, 1994
- [35] –**K.E. MOORE, C.E WEITZEL, K.J. NORDQUIST, L.L. POND, J.W. PALMOUR** , “4H-SiC MESFET with 65.7% Power Added Efficiency at 850 MHz”, IEEE, Electron Device Letters, Vol. 18, n°2, pp. 69-70, 1997
- [36] – **H.G.HENRY, G.AUGUSTINE**, “S-Band Operation of SiC Power MESFET With 20 W (4.4 W/mm) Output Power and 60% PAE”, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 51, No. 6, 2004
- [37] – **M.BON, A.SCAVENNEC** , “Transistors et circuits intégrés à hétérostructures III-V ” Techniques de l’Ingénieur, traité d’électronique, E 2 450, 1999.
- [38] – **MARSO, M. WOLTER, M. JAVORKA, P. KORDOS, P. H. LÜTH**, “Investigation of buffer traps in an AlGaN/GaN/Si high electron mobility transistor by backgating current deep level transient spectroscopy”, Appl. Phys. Lett. 82, 633. 2003
- [39] – **B. ALLARD, G. COQUERY**, “ Composants à semi-conducteur de puissance pour des applications à haute température de fonctionnement”, Journées de la section électrotechnique EEA, Sergie-Pantoise ,2004
- [40] – **MALEK GASSOUMI**, “ Etude des défauts électriquement actifs dans les composants hyperfréquences de puissance dans les filières SiC et GaN ”, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2006.
- [41] – **C. LAGARDE** , “ Modélisation de transistor de puissance en technologie gan : conception d’un amplificateur de type doherthy pour les émetteurs a puissance adaptative ”, Thèse de Doctorat, université de Limoges, 2006.

### Chapitre III : Transfert de chaleur

#### 3.1 Introduction

La prise en compte des effets thermiques dans les composants de puissance est essentielle pour prédire avec précision les grandeurs électriques aux accès du composant. La connaissance de la distribution de température dans le composant devient incontournable pour la conception de circuits de puissance performants et robustes. Par ailleurs, la valeur de la température dite de jonction d'un composant est une donnée fondamentale dans la prévision du vieillissement des composants, et donc, dans l'estimation de sa durée de vie. Dans certains cas critiques, la température est nécessaire pour le dimensionnement des dispositifs thermiques et pour l'établissement du compromis performance - fiabilité.

Ce chapitre aborde les aspects théoriques du transfert de la chaleur. Nous présentons les lois fondamentales du transfert de la chaleur au sein d'un dispositif. Ces considérations couplées au principe de conservation de l'énergie aboutissent à l'équation de la chaleur qui régit le comportement thermique d'un système.

#### 3.2 Les effets thermiques

##### 3.2.1. Les lois fondamentales du transfert de chaleur

Dans un milieu matériel, 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 est dirigé de la température la plus élevée vers la plus basse. On distingue 3 modes de transfert de chaleur [12]:

- 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 aussi par convection et rayonnement sur les parties supérieures ou latérales.

##### 3.2.1.1 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 d'une substance les plus énergétiques aux particules les moins énergétiques.

### • Cas des gaz

En un point du volume d'un gaz, la température  $T$  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 brownien, d'un mouvement de vibration et de rotation interne. L'ensemble de ces mouvements forme le phénomène d'agitation thermique à laquelle est associée 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 un transfert de chaleur, on parle de diffusion d'énergie.

### • 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.

### • Cas des solides

Dans ce cas, la conduction est attribuée à un transfert d'énergie sous la forme de vibrations du réseau cristallin. Le flux de chaleur  $q$  (mesuré en  $W.m^{-2}$ ) traversant perpendiculairement une surface unitaire est proportionnel au gradient de température dans la direction normale à la surface et de signe opposé selon la loi de Fourier qui date de 1807[12] :

$$q = -k_t(\nabla T) \quad 3.1$$

Le terme  $\nabla T$  représente le gradient de température dans la direction normale à la surface unitaire. Le terme  $k_t$  représente la conductivité thermique du matériau en  $W.K^{-1}.m^{-1}$

### 3.2.1.2 Transfert de chaleur par convection

Le transfert de chaleur par convection intervient à la limite de séparation de deux phases de nature différente (air/liquide, air/solide, liquide/solide). La convection résulte de la combinaison d'un transfert de chaleur par conduction (diffusion) et du transport d'énergie par l'écoulement des particules fluides (advection). 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  $h$ , ou par des éléments finis spécifiques. Dans le cas d'une interface solide/fluide, la quantité de chaleur évacuée par convection est proportionnelle à l'aire  $A$  de l'interface et à la différence de température  $\Delta T = T_i - T_f$ . Ce transfert d'énergie obéit à la loi de Newton [2] :

$$\frac{q}{A} = h \cdot \Delta T \quad 3.2$$

$q/A$  : représente la quantité de chaleur échangée par unité de temps et de surface en  $W \cdot m^{-2}$ .

$h$  : représente le coefficient d'échange en  $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ , ce dernier est disponible sous forme tabulé suivant les propriétés du fluide et des caractéristiques physiques du matériau, du type d'écoulement et de la géométrie du problème, tableau (3.1). En convection naturelle, la valeur du coefficient d'échange varie de 5 à 30  $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ .

**Tableau. 3.1** – Exemples de coefficient de convection [12].

Type de convection	$h [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
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

### 3.2.1.3 Transfert de chaleur par rayonnement

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. 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. Néanmoins, on peut définir une longueur d'onde d'émission  $\lambda$  du rayonnement. Pour les radiations d'origine thermique,  $\lambda$  s'étend sur une plage de 0.1  $\mu m$  à 100  $\mu m$ , figure (3.1).

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  $E_\lambda$ . [16]

$$E_e = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda$$

3.3

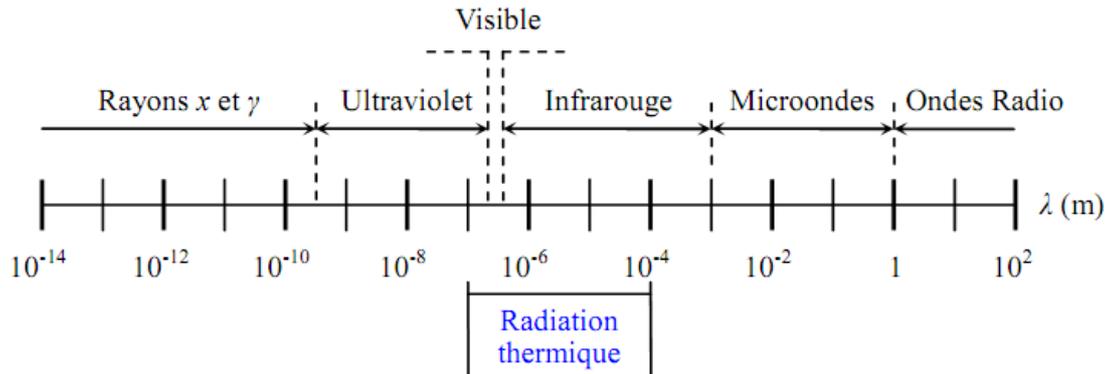


Figure 3.1: Subdivisions du spectre électromagnétique[16]

**a- Le corps noir**

Lorsque l'on décrit les caractéristiques radiatives des corps réels, il est nécessaire d'introduire le concept de corps noir qui permet de servir de référence par rapport à d'autres surfaces réelles. 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
- L'énergie émise par un corps noir obéit à la loi de Stephan-Boltzmann:

$$E_e = K \cdot T^4 \tag{3.4}$$

Avec :

K : est la constante de Stephan-Boltzmann. ( $K = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ )

T : est la température absolue en Kelvin.

**b- 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 entre l'énergie émise par une surface réelle et celle émise par la surface d'un corps noir. Le flux d'énergie pour une surface d'émissivité  $\epsilon$  vaut :

$$E_e = k. \epsilon. T^4 \tag{3.5}$$

La quantité de chaleur ( $W.m^{-2}$ ) 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 :

$$\frac{q}{A} = k. \epsilon. (T_e^4 - T^4) \tag{3.6}$$

Ce type de transfert est un processus important dans les systèmes électroniques embarqués dans des engins spatiaux, car le vide ne permet pas de transfert thermique par conduction ou convection.

**3.3 Equation de diffusion de la chaleur**

Considérons un volume infinitésimal de matière de côté  $dx$ ,  $dy$  et  $dz$ , établissons le bilan énergétique de la figure (3.2). 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  $E_g$  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.  $g(x,y,z,t)$  s'exprime en  $W.m^{-3}$  et représente la densité volumique de puissance générée par les sources placées à l'intérieur du volume.

$$H_g = g(x, y, z, t). dx. dy. dz \tag{3.7}$$

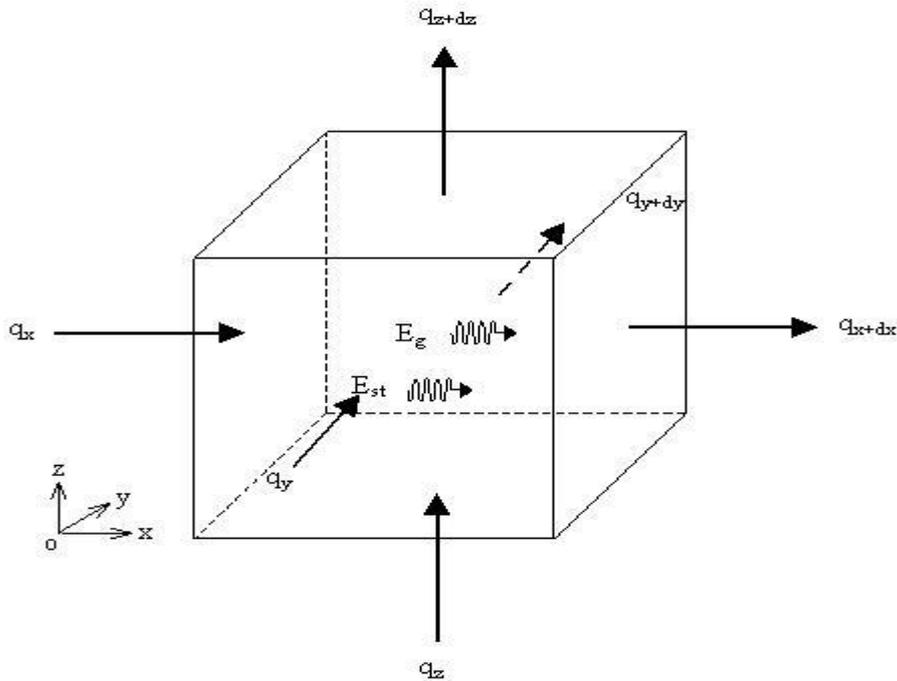
On note  $E_{st}$  la variation d'énergie interne dans le volume, elle s'exprime par la relation (3.8) dans laquelle  $C_p$  en  $J.kg^{-1}.K^{-1}$  représente la chaleur spécifique et  $\rho$  en  $kg.m^{-3}$  la masse volumique du matériau.

$$E_{st} = \rho C_p. \frac{\partial T}{\partial t} dx. dy. dz \tag{3.8}$$

Appliquons le principe de conservation de l'énergie au volume infinitésimal, on obtient la

relation suivante :

$$E_{st} = \sum \Phi + H_g \quad 3.9$$



**Figure 3.2:** Bilan énergétique au sein d'un volume élémentaire

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 reliés par la relation suivante :

$$\Phi = q \cdot S \quad 3.10$$

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

$$\begin{aligned} q_{x+dx} &= q_x + \frac{\partial q}{\partial x} dx \\ q_{y+dy} &= q_y + \frac{\partial q}{\partial y} dy \\ q_{z+dz} &= q_z + \frac{\partial q}{\partial z} dz \end{aligned} \quad 3.11$$

Des relations (3.10) et (3.11), on exprime le bilan des flux :

$$\Sigma \Phi = (q_x - q_{x+dx})dy \cdot dz + (q_y - q_{y+dy})dx \cdot dz + (q_z - q_{z+dz})dx \cdot dy \quad 3.12$$

Soit

$$\Sigma \Phi = - \left( \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial z} \right) dx \cdot dy \cdot dz \quad 3.13$$

Des relations (3.7), (3.8) et (3.13), la loi de conservation de l'énergie donnée par la relation (3.8) devient :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial q}{\partial y} - \frac{\partial q}{\partial z} + g(x, y, z, t) \quad 3.14$$

En appliquant la relation de Fourier (3.1), on obtient alors :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k_t \nabla T) + g(x, y, z, t) = k_t \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + g(x, y, z, t)$$

3.15

Ou encore :

$$\frac{\rho C_p}{k_t} \frac{\partial T}{\partial t} = \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + g(x, y, z, t)$$

3.16

Dans le cas où il n'y a aucune source de génération de chaleur interne l'équation se réduit à :

$$\frac{\rho C_p}{k_t} \frac{\partial T}{\partial t} = \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad 3.17$$

Pour un milieu bidimensionnelle l'équation (3.17) se réduit à :

$$\frac{\rho C_p}{k_t} \frac{\partial T}{\partial t} = \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad 3.18$$

Pour un milieu uni dimensionnelle l'équation 3.18 se réduit à

$$\frac{\rho C_p}{k_t} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad 3.19$$

### 3.4 Auto échauffement des transistors de puissance

L'architecture des transistors de puissance fait qu'il existe au sein de ces structures des zones de fortes densités de puissances où une grande quantité de chaleur est dissipée. Les températures mises en jeu peuvent être élevées selon le type de signaux appliqués. Cela peut détériorer les performances électriques du composant et accélérer son vieillissement.

L'augmentation de la température implique une décroissance de la conductivité thermique qui limite la capacité d'évacuation de la chaleur. De plus, les transistors multi-doigts, généralement utilisés dans le domaine des microondes, sont sensibles à l'emballement thermique à l'origine d'une chute brutale du gain en courant statique [9]. La répartition thermique au sein du transistor doit donc être évaluée et maîtrisée dès les phases de conception. Pour un transistor de puissance, l'augmentation de la température à l'intérieur du composant est liée à la taille de la zone de dissipation (zone de chauffe). La surface de cette zone est d'autant plus petite que la fréquence est élevée. Ceci devient problématique pour les applications submicroniques.

#### 3.4.1 Zone de génération de la chaleur

Un des points cruciaux de l'analyse thermique d'un transistor est la répartition de la densité de puissance. Il s'agit donc de déterminer avec précision la localisation de la puissance dissipée ainsi que le volume dans lequel celle-ci est injectée. En effet, la génération de chaleur dans un composant semi-conducteur est la conséquence de phénomènes physiques tels que l'effet Joule. Les nombreuses études menées permettent d'isoler les mécanismes physiques qui mènent à l'auto échauffement [8],[9].

Pour un transistor à effet de champs, en appliquant les tensions ( $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ ) aux accès du composant, le champ électrique induit entre la source et le drain est tel que les électrons sont fortement accélérés, il s'en suit alors des collisions électroniques. De cette agitation, des phénomènes naissent (génération / recombinaison, collisions d'électrons...) des quanta d'énergie sont alors émis sous forme de phonons. Deux types de phonons se distinguent, les phonons «optiques» et les phonons «acoustiques». Cette émission de phonons se caractérise sous forme de génération de chaleur dans le semi-conducteur.

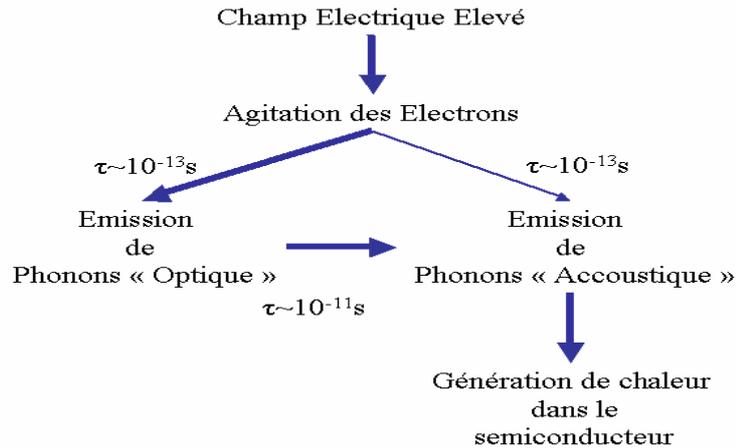


Figure 3. 3 : Mécanismes physiques de génération de la chaleur [9]

Dans l'équation de diffusion de la chaleur décrite ci-dessus (eq 3.15) ces phénomènes d'émission de phonons se matérialisent par le terme  $H_g = g(x,y,z)$ . Ce terme traduit la modélisation de la source de génération de la chaleur. Plusieurs types de modélisation de la source de chaleur ont été proposés pour traduire tout ou une partie de ces phénomènes : effet Joule, Effet Thomson, génération-recombinaison des électrons et des trous ... Un modèle simplifié pour obtenir le taux de génération calorifique pour un volume donné est couramment admis :

$$H = J \cdot E + U E_g \quad 3.20$$

Où :

J : densité du courant

E : champ électrique induit par les tensions appliquées au transistor.

U : taux de recombinaison.

$E_g$  : la bande d'énergie du semi-conducteur considéré.

Le premier terme est l'effet Joule dû à la résistance électrique du semi-conducteur. Le second terme est dû à la recombinaison des porteurs. Dans la majorité des technologies des transistors, l'échauffement dû aux recombinaisons des porteurs est très faible comparé à l'effet Joule.

La puissance dissipée est généralement localisée dans le canal à l'endroit où le champ électrique est le plus important, figure (3.4) En effet, en notant P la puissance dissipée par Effet Joule dans le transistor, nous pouvons écrire :

$$P = \iiint \rho \cdot dv = \iiint E \cdot J \cdot dv \quad 3.21$$

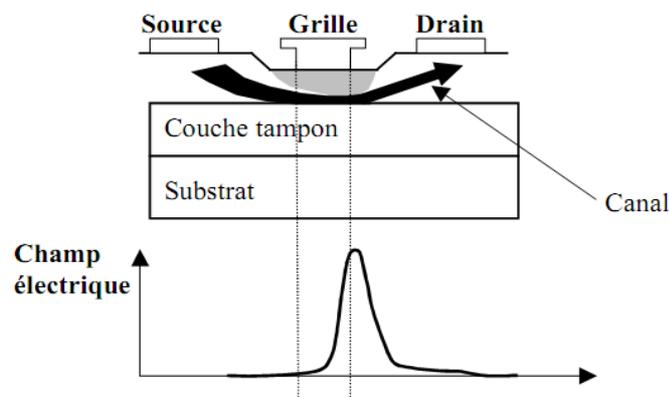
Avec :

$P$  : densité volumique de puissance ( $\text{W}/\text{cm}^3$ )

$E$  : champ électrique ( $\text{V}/\text{cm}$ )

$J$  : densité de courant ( $\text{A}/\text{cm}^2$ )

En polarisation normale de fonctionnement, les électrons sont confinés dans le canal situé entre la couche tampon et la zone de charge espace. La densité de courant  $J$  circule par conséquent en majeure partie dans cette zone. De plus, l'énergie des porteurs, image du champ électrique, est maximale dans la zone située à la sortie de la grille. La représentation des phénomènes électriques dans le canal, figure (3.4), permet alors d'expliquer la localisation de la puissance qui va être considérée lors des simulations.



*Figure 3. 4:* Représentation des phénomènes électriques dans le canal [ 11]

Il est admis donc que le lieu où la génération de chaleur est maximum est situé sous la grille côté drain où le champ électrique et la densité de courant sont maximaux, figure (3.5). La densité maximale est due au fait qu'à cet endroit, il subsiste un passage restreint pour le courant en raison de la zone de déplétion. L'implant LDD (Lightly Doped Drain) est conçu pour diminuer cet échauffement localisé en dopant légèrement la région entre la grille et le drain, la tension est alors répartie à travers une surface plus importante.[9] .

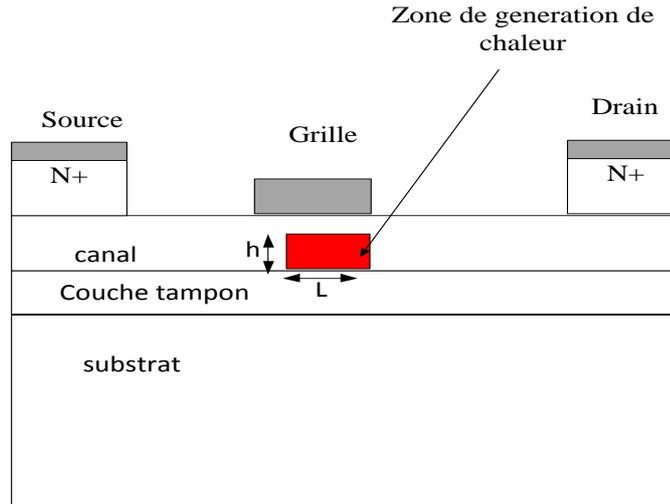


Figure 3. 5: Zone de dissipation de puissance dans un transistor SiC MESFET

### 3.4.2 Différentes méthodes utilisées

Un calcul rigoureux de la chaleur en tout point du composant est donc fastidieux et difficilement réalisable d'où l'utilisation. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour accéder aux températures du système : les mesures optiques, les mesures électriques et les modèles physiques. Les mesures thermiques optiques (photoréflexance, microscopie infrarouge etc...[17],[18],[19]) ont une résolution insuffisante car du même ordre de grandeur que les dimensions de la zone de dissipation, la température déduite de ces mesures est peu précise. De plus, pour certains transistors, ces difficultés sont accrues car le point de chauffe n'est pas en surface. Les mesures électriques sont beaucoup plus employées de par leur simplicité d'exécution. En effet ces méthodes ne nécessitent que des mesures CW (Continuous Wave) [3] et impulsives [4] afin de recueillir les courbes isothermes I/V et de déduire la résistance thermique. Cependant, ces mesures ne fournissent pas de cartographie de température. Aucune méthode de mesure n'est assez précise pour réaliser un modèle décrivant finement les effets thermiques transitoires. Cependant la méthode TLM (Transmission Line Matrix) est bien adaptée à la modélisation de la diffusion thermique dans les semi-conducteurs, elle permet d'accéder à la température en tout point du composant, il suffit de connaître les propriétés physiques des matériaux et de décrire géométriquement la structure étudiée. La véracité de la réponse dépend principalement de deux critères :

- La finesse du maillage, il est nécessaire de faire un compromis entre le nombre de

mailles (pas trop élevé pour être simulé correctement dans un temps imparti) et la précision. Il est entendu qu'un nombre important de maille fournira un meilleur résultat mais un trop grand nombre augmentera le taux d'erreur. Une étude préalable sur la densité du maillage est donc nécessaire.

- Les volumes de génération de la chaleur : prévoir d'une manière approximative les zones de génération de chaleur.

### 3.5 Conclusion

La résolution de l'équation de diffusion de chaleur décrite dans le paragraphe 3.3 permet de déterminer la température instantanée en tout point du matériau considéré. Dans le cas d'un simple cube, ou barreau, de semi-conducteur les calculs seront relativement simples à effectuer. Mais dans le cas de structures plus complexes tel que les transistors dont il faut bien d'abord déterminer les zones de sources de chaleur, les phénomènes de couplage thermique compliquent grandement les calculs et les méthodes numériques deviennent une alternative incontournable. Dans le prochain chapitre, nous décrivons en détail la méthode TLM.

### Bibliographie

- [1]-**J.MAZEAU**, « Modélisation électrothermique comportementale dynamique d'amplificateurs de puissance microondes pour les applications radars », Thèse de doctorat, université de Limoges, 2007
- [2] - **C.CHANG**, « 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 de doctorat, université de Limoges, 2004
- [3] - **THOMSON-CSF**, « Etude thermique paramétrée », DSC/ELA/AMT,97/4087/COM, 1997
- [4] - **V.KADAMBI et B.DORRI**, "Solution of thermal Problems with nonlinear material properties by the Boundary Integral Method", BETECH, 1985
- [5] - **C.M. SNOWDEN**, "Modeling of Thermal Effects in Semiconductor Structures", VLSI DESIGN, Vol.8, pp. 53-58, 1998.
- [6]- **P.MARTY**, « Cours de transfert thermiques » Université Joseph Fourier, Grenoble, 2013
- [7] - **G.K.WACHUTKA**, " Rigorous Thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling ", IEEE transactions on computer-aided design, vol. 9, no. 11,1990.
- [8] - **A. RAMAN, D.G. WALKER, T.S. FISHER** , " Simulation of non equilibrium thermal effects in power LDMOS transistors ", Solid-state electronics letter, 2003.
- [9] - **M.GUYONNET**, "Modélisation Electrothermique Non Linéaire de Transistors de Puissance LDMOS: Application à la Détermination de Règles d'Echelle " Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005
- [10] - **J.P. NOWAKOWSKI**, "Development of a new electro-thermal simulation tool for RF circuits", Thèse de doctorat, université de Naples, 2008.
- [11] - **E.BYK**, " Méthodes d'analyses couplées pour la modélisation globale de composants et modules millimétriques de forte puissance", Thèse de doctorat, université de Limoges, 2002
- [12] - **J.TAINE** " Transferts thermiques , cours et données de base", Dunod, 2014, EAN : 9782100710140
- [13] - **J.F.SACADURA** , "Transferts thermiques : Initiation et approfondissement" Lavoisier 2015, ISBN : 9782743019938 274301993X
- [14] - **J.GOSSE**, « Guide technique de thermique », Dunod, 1981. ISBN : 2040114777 9782040114770

- [15] - **J.C. CHEVRIER**, « Transfert de chaleur par conduction », Ecole des Mines, Nancy, 1979.
- [16] - **J.C. CHEVRIER** , « Transfert de chaleur par rayonnement », Ecole des Mines, Nancy, 1979.
- [17] - **D. POGANY**, « Local thermal and current imaging in power devices » Institute for Solid state electronics, Vienna University of technology, Proceedings Gme Forum ,2003.
- [18] - **C.S YUN, P. MALBERTI, M. CIAPPA** , « Thermal component model for electro-thermal analysis of IGBT module systems » Integrated systems laboratory, Swiss Federal Institute of technology, Zurich, Switzerland, 2001
- [19] **C.S.YUN, P. REGLI, J. WALDMEYER** , « Static and dynamic thermal characteristics of IGBT power modules» Integrated systems laboratory, Swiss Federal Institute of technology, Zurich, Switzerland, 2001
- [20] **D.POGANY, V. DUBEC, S.BYCHIKHIN**, « Single-shot Nanosecond thermal imaging of semiconductor devices using absorption measurements » IEEE transactions on device and materials reliability, vol. 3, no. 3, 2003.

## Chapitre IV : La method TLM

### 4.1. Introduction

L'idée de la modélisation par la TLM (Transmission Line Modelling) fût introduite pour la première fois en 1971 par Peter Johns [1]. Le développement de cette méthode fût exclusivement orienté vers les problèmes d'électromagnétisme jusqu'en 1977 où pour la première fois la méthode fût introduite par Peter Johns [2] pour la résolution des problèmes de diffusion. La méthode TLM repose essentiellement sur l'analogie entre un problème physique caractérisé par une dépendance spatiotemporelle et un réseau électrique composé de lignes de transmission. Cette méthode est une alternative aux méthodes de différences finies, elle est explicite, inconditionnellement stable et par conséquent économique en temps et en espace mémoire. Il est évident que le problème de stabilité ne se pose pas car le modèle électrique de la ligne de transmission est un circuit passif où toute oscillation est rapidement amortie. Ceci est d'autant plus vrai dans le cas de la diffusion de la température, des porteurs de charge libres, des particules etc.. Contrairement aux autres méthodes numériques où la précision dépend de la puissance de l'algorithme utilisé, la précision de la solution dans la méthode TLM ne dépend que du modèle choisi pour adapter le problème physique.

Afin de permettre une description succincte de rapproche analogique de la méthode TLM, il est indispensable de rappeler les principes fondamentaux des lignes de transmissions et le phénomène de la propagation des ondes électromagnétiques.

### 2.2 Ondes électromagnétiques

Dans une ligne de transmission comme dans l'atmosphère, l'énergie circule et rayonne sous forme d'ondes électromagnétiques. Une onde électromagnétique est formée comme son nom l'indique d'un champ  $\vec{E}$  électrique et d'un champ  $\vec{H}$  magnétique. Ces deux champs sont perpendiculaires entre eux (x-y) et progressent suivant l'axe oz. Le champ magnétique est dû au courant tandis que le champ électrique est dû à la tension, figure (4.1).

Aux fréquences très basses, le champ électrique et le champ magnétique sont considérés séparément. Aux fréquences élevées, le champ électrique et le champ magnétique sont indissociables et sont repris soit sous le terme global « onde électromagnétique » soit sous l'appellation « champ électromagnétique ».

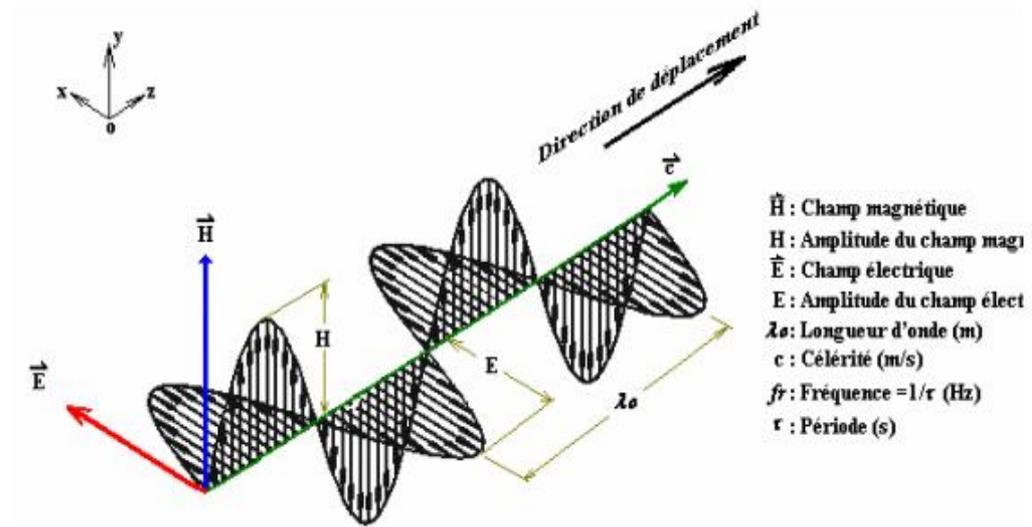


Figure 4.1: Propagation d'une onde électromagnétique dans le vide [3]

La loi de comportement d'une onde électromagnétique est régie par les équations de J.C. Maxwell, énoncées vers la fin du dix-neuvième siècle suivantes :

$$ROT \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} + \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad 4.1$$

$$ROT \vec{E} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad 4.2$$

Où  $\epsilon$  représente la permittivité du milieu,  $\mu$  est sa perméabilité et  $\sigma$  exprime l'atténuation de l'onde s'effectuant dans un milieu de conductivité  $\sigma$ .

La combinaison des équations (4.1) et (4.2) en coordonnées cartésiennes conduit à l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu quelconque :

$$\nabla^2 H = \mu\sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad 4.3$$

Si le milieu est unidimensionnel, alors l'équation (2.3) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \mu\sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad 4.4$$

Les éléments  $\sigma$ ,  $\epsilon$  et  $\mu$  peuvent être choisis de telle manière qu'un seul terme du second membre de l'équation (4.4) subsiste soit:

$$\mu\sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \ll \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

Et l'équation (4.4) se réduit à :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad 4.5$$

Ou bien

$$\mu\sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \gg \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

Et l'équation (4.4) se réduit à :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \mu\sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \quad 4.6$$

Dans le premier cas on retrouve l'équation de propagation d'une onde dans un milieu sans pertes (le vide) alors que dans le deuxième cas on tombe sur l'équation de propagation d'une onde dans un milieu fortement absorbant. Dans ce cas, l'équation 4.6 est équivalente à l'équation de diffusion donnée par la loi de FICK suivante [10] :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = D \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \quad 4.7$$

Où N est la concentration en éléments diffusants (chaleur, électrons, particules, etc..) et D est le coefficient de diffusion qui est lié au milieu de diffusion.

### 4.3 Equivalent électrique d'une ligne de transmission

Une ligne de transmission, qu'elle soit composée de deux fils parallèles ou deux câbles coaxiaux est un milieu qui permet de transporter de l'énergie électrique d'un point à un autre. Cette énergie est définie par la tension présente aux bornes de la source ou de la charge et par l'intensité fournie par la source ou qui traverse la charge.

Une ligne de transmission réelle formée par deux fils parallèles ou deux conducteurs coaxiaux peut être représenté par une succession d'éléments de longueur dx repartis sur la longueur l de la ligne. Dans la mesure où les pertes entre les deux conducteurs sont négligeables (le milieu séparant les deux fils est pratiquement isolant), alors chaque élément est équivalent électriquement à une résistance R en série avec une self inductance L pour chaque conducteur et une capacité C entre les deux fils conducteurs. Bien entendu, les éléments R, L, C ne sont pas localisées mais réparties sur toute la ligne, figure.(4.2) et figure (4.3) où :

- $R=R_d \cdot l$ : caractérise les pertes par effet Joule a la surface des parois du fil.

- $C=C_d.l$ : Caractérise la densité d'énergie électrique stockée dans le milieu
- $L=L_d.l$ : Caractérise la densité d'énergie magnétique stockée dans le milieu

$R_d$ ,  $C_d$  et  $L_d$  représentent respectivement la résistance, la capacité et l'inductance par unité de longueur, et  $l$  représente la longueur totale de la ligne.

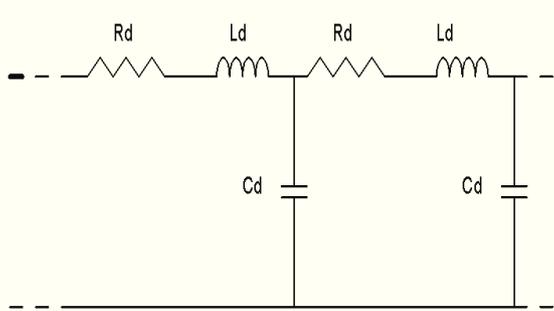


Figure 4.2: Equivalent électrique d'une ligne de transmission coaxiale

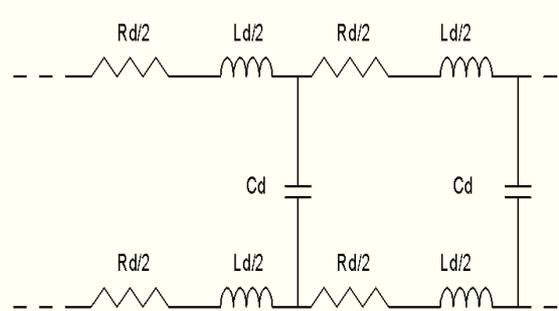
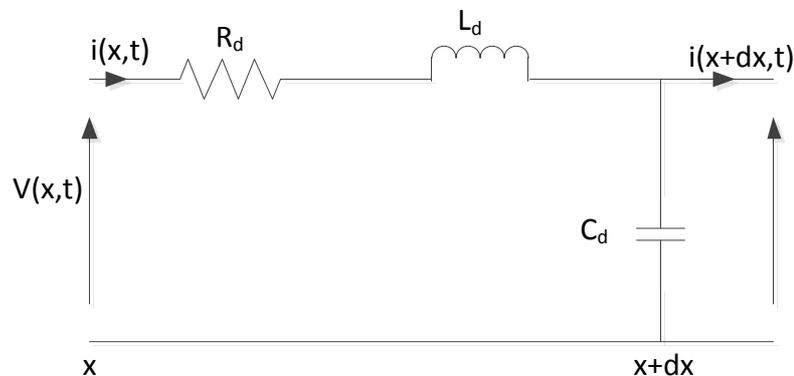


Figure 4.3: Equivalent électrique d'une ligne de transmission bifilaire

#### 4.4 Equation électrique d'une ligne de transmission

Soit une ligne de transmission électrique homogène de longueur  $l$ . Désignons par  $R_d$ ,  $C_d$  et  $L_d$  respectivement la résistance, la conductance, la capacité et la self par unité de longueur de cette ligne. Supposons que l'isolement de cette ligne est parfait ( $G_d=0$ ) et appliquons à une extrémité de cette ligne une tension  $V(t)$ . Considérons un élément situé entre les points d'abscisses  $x$  et  $(x+dx)$  par rapport à l'origine et désignons par  $V$  le potentiel entre le point  $x$  et la masse et par  $i$  l'intensité du courant qui circule en ce point, figure (4. 4).



*Figure 4.4* : Elément d'une ligne de transmission

Conformément aux lois fondamentales de l'électricité , la variation de tension ( $\delta V/\delta x$ ), quand on se déplace d'une unité de longueur , est égale à la somme de la chute de tension  $-R_d \cdot i$  aux bornes de  $R_d$  et la variation de tension  $-L_d(di/dt)$  due à la self induction. Soit :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -R_d \cdot i - L_d \cdot \frac{\partial i}{\partial t}$$

4.8

Aussi la variation de l'intensité du courant ( $\delta i/\delta x$ ), quand on se déplace d'une unité de longueur est égale au courant s'écoulant à travers la capacité et la conductance ( $-C(\delta V/\delta t)$ ),. Soit :

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \quad 4.9$$

Si on élimine la fonction  $i$  entre les équations (4.8) et (4. 9), on trouve l'équation différentielle qui donne la fonction  $V$  dans une ligne de transmission :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t} + L_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \quad 4.10$$

Cette équation est appelée équation des télégraphistes, elle est à l'origine de la méthode TLM. En considérant la similarité entre les équations (4.10) et (4.4) en 1D de la propagation d'une onde électromagnétique, cette dernière peut être modélisée par une ligne de transmission. Cependant deux situations peuvent se présenter sous certaines conditions particulières. La première consiste en la propagation de l'onde dans un milieu sans pertes ; elle est à l'origine de la méthode TLM sans pertes (lossless TLM ). La deuxième consiste en la propagation de l'onde dans un milieu fortement résistif ; elle est à l'origine de la méthode TLM avec pertes (lossy TLM ). Nous nous détaillons dans cette thèse que la méthode TLM avec pertes

## 4.5 Modèles TLM

### 4.5.1 TLM sans pertes

Si la ligne de transmission est sans pertes alors la résistance distribuée  $R_d$  est nulle et l'équation (4.10) se réduit à:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = L_d C_d \cdot \frac{\partial V^2}{\partial t^2} \quad 4.11$$

Cette équation est équivalente à l'équation (4.5), où  $L_d C_d$  représente le carré de la vitesse de propagation de l'onde. Ainsi une impulsion injectée à l'intérieur de la ligne se propage à la vitesse:

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \sqrt{\frac{1}{L_d C_d}} \quad 4.12$$

D'après les principes de bases de l'électricité, on peut montrer facilement que l'impédance caractéristique d'une telle ligne s'écrit sous la forme

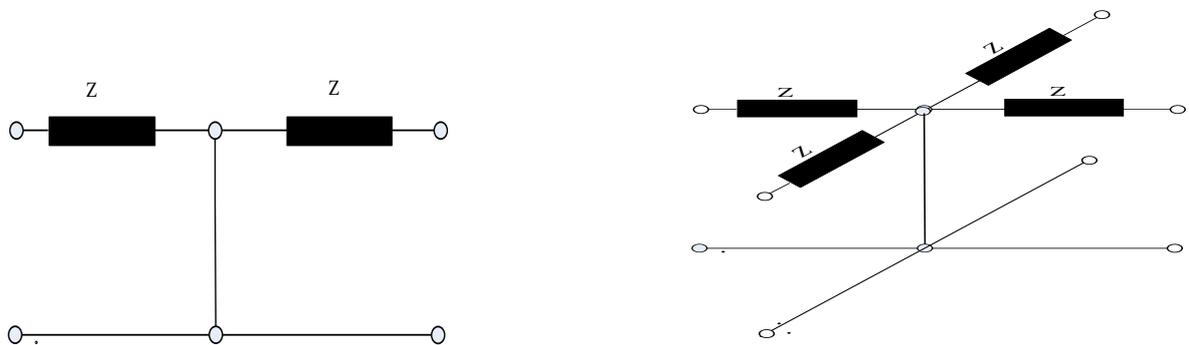
$$Z = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} \quad 4.13$$

$L_d$  est exprimée en Henry,  $C_d$  est en Farad et  $Z$  est en Ohms

La combinaison des équations (4.12) et (4.13) donne la relation de l'impédance caractéristique en fonction du temps et des éléments de la ligne de transmission  $L$  et  $C$ .

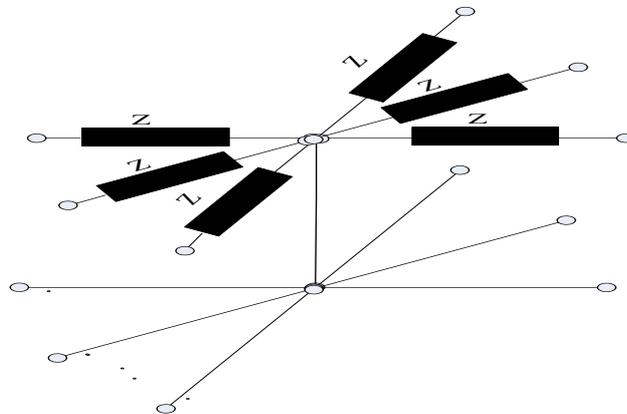
$$Z = \frac{\Delta t}{C} = \frac{L}{\Delta t} \quad 4.14$$

Cette relation est fondamentale pour la méthode TLM.



(a)

(b)



(c)

**Figure 4. 5:** Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission sans pertes.  
 (a) nœud à 1D (b) : nœud à 2D (c) : nœud à 3D

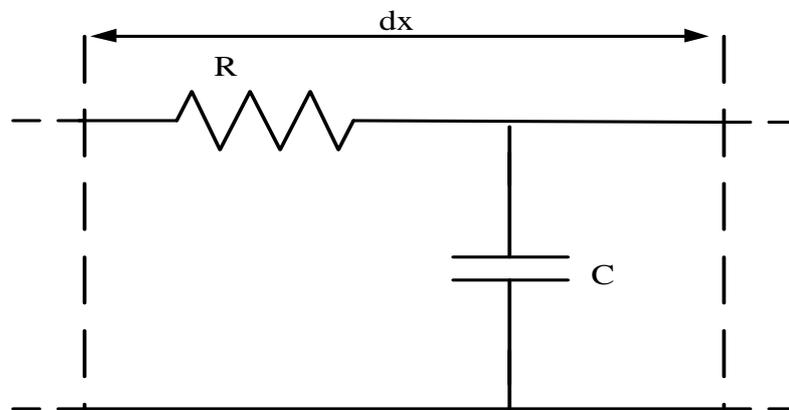
L'impédance caractéristique  $Z$  de la ligne reste constante si ses dimensions physiques ou le matériau de fabrication ne changent pas. Par contre toute variation de la forme ou toute variation de l'espace qui sépare les deux conducteurs fait varier cette impédance caractéristique. La figure (4.5) représente l'équivalent TLM en une, deux et trois dimensions d'un nœud d'une ligne de transmission sans pertes.

#### 4.5.2 TLM avec pertes

Quand le terme  $R_d.C_d$  n'est pas négligeable, l'équation (4.10) représente la propagation d'une onde atténuée le long de la ligne. Il existe certaines conditions sur  $L_d.C_d$  et le temps  $t$  pour lesquels le terme d'atténuation domine. C'est le cas lorsque le produit  $R_d.C_d$  est plus grand que la vitesse de propagation de l'onde. On peut toujours s'arranger pour que cette condition soit remplie. Dans ce cas l'équation (4.10) se réduit à:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \quad 4.15$$

Cette équation est équivalente à l'équation de diffusion de la chaleur (eq 3.19) décrite dans le chapitre précédent. il est ainsi possible de résoudre cette dernière par similitude en faisant appel aux analogies qui existent entre les phénomènes électriques et thermiques. La ligne de transmission sera alors discrétisée par des nœuds caractérisés par des longueurs élémentaires  $dx$  de la ligne regroupant les résistances linéique élémentaires  $R=R_d dx$  et les capacités linéiques élémentaires  $C=C_d dx$  comme le montre la figure.(4.6) suivante.



**Figure 4. 6:** Discrétisation d'une ligne de transmission coaxiale avec pertes en éléments distribués R.C

**4.5.2.1 Modèles unidimensionnels**

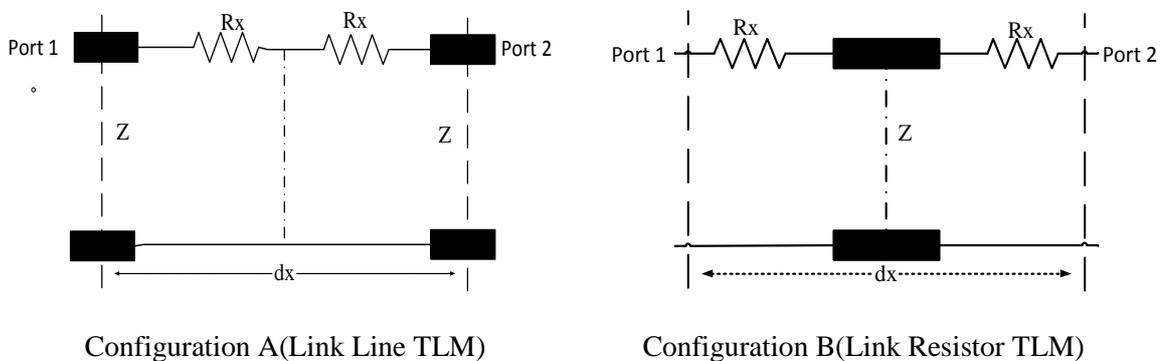
La spécificité de la discrétisation TLM du milieu consiste à remplacer la capacité entre les lignes par une ligne de transmission sans pertes d'impédance caractéristique  $Z$ . En effet nous avons d'après les principes de bases de l'électricité :

$$C = Q/V \quad , \quad Q = I \cdot dt \quad \text{et} \quad Z=V/I$$

La combinaison de ces trois équations donne :

$$Z = dt/C \tag{4.16}$$

Cependant, deux types de discrétisations spatiales sont possibles, figure (4.7). La première configuration consiste à discrétiser le milieu spatial en  $\pi$  où la résistance de la ligne élémentaire est caractérisée par une résistance  $R$  concentrée au milieu de la maille et l'interconnexion entre les différentes mailles est assurée par les lignes de transmission sans pertes. Cette dernière formulation connue en langue anglaise sous le nom de «*link-line TLM*» ou configuration A qui est considérée comme étant la technique TLM classique où standard. La deuxième discrétisation consiste en un maillage du milieu physique dit en T où le point nodal est choisi à mi-chemin de la ligne de transmission pendant que la résistance, discrétisant les pertes, sert d'interconnexion entre les différentes mailles d'où l'appellation de cette configuration en langue anglaise par «*Link-resistor formulation* » ou configuration B.



**Figure 4.7:** Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission unidimensionnelle

4.5.2.2 Modèles bidimensionnels

Pour une ligne homogène à deux dimensions, il existe deux équations du type (4.15) :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

Leur addition conduit à :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 2 \cdot R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \tag{4.17}$$

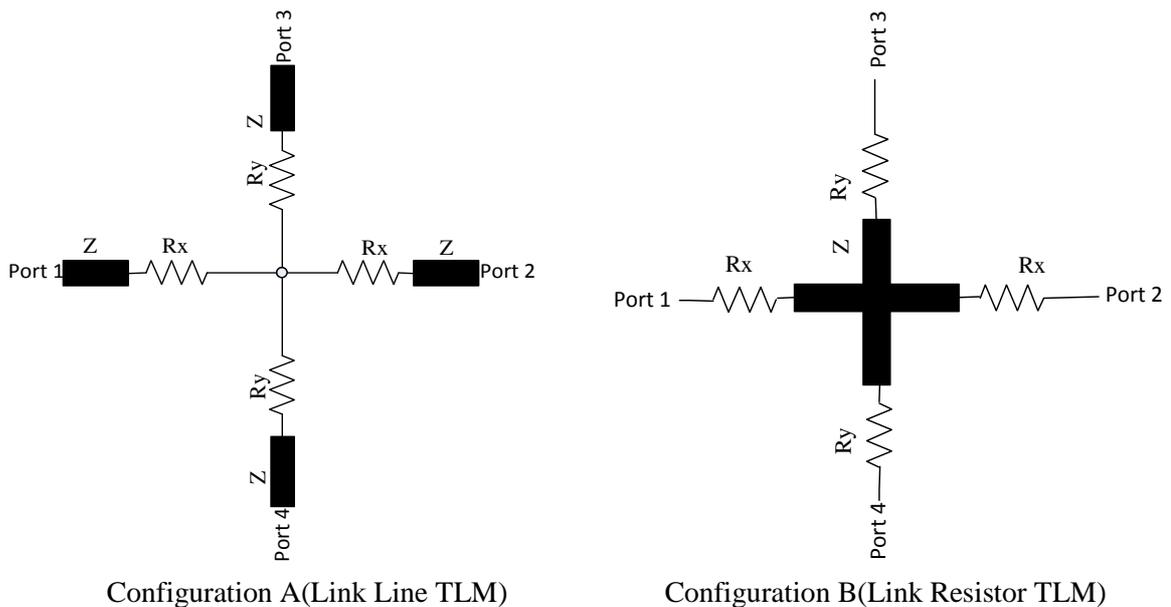
Cette équation est analogue à l'équation de diffusion à deux dimensions donnée par loi de FICK :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} = D \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \tag{4.18}$$

Et en particulier elle est équivalente à l'équation de diffusion de la chaleur 3.18 décrite dans le chapitre trois comme suit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\rho C_p}{k_t} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Comme pour le cas unidimensionnel, on peut envisager deux configurations, figure (4.8)



*Figure 4. 8:* Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission bidimensionnelle

#### 4.5.2.3 Modèles tridimensionnels

Pour une ligne homogène à trois dimensions, il existe trois équations du type (4.15) :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

Leur addition conduit à :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 3 \cdot R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

4.19

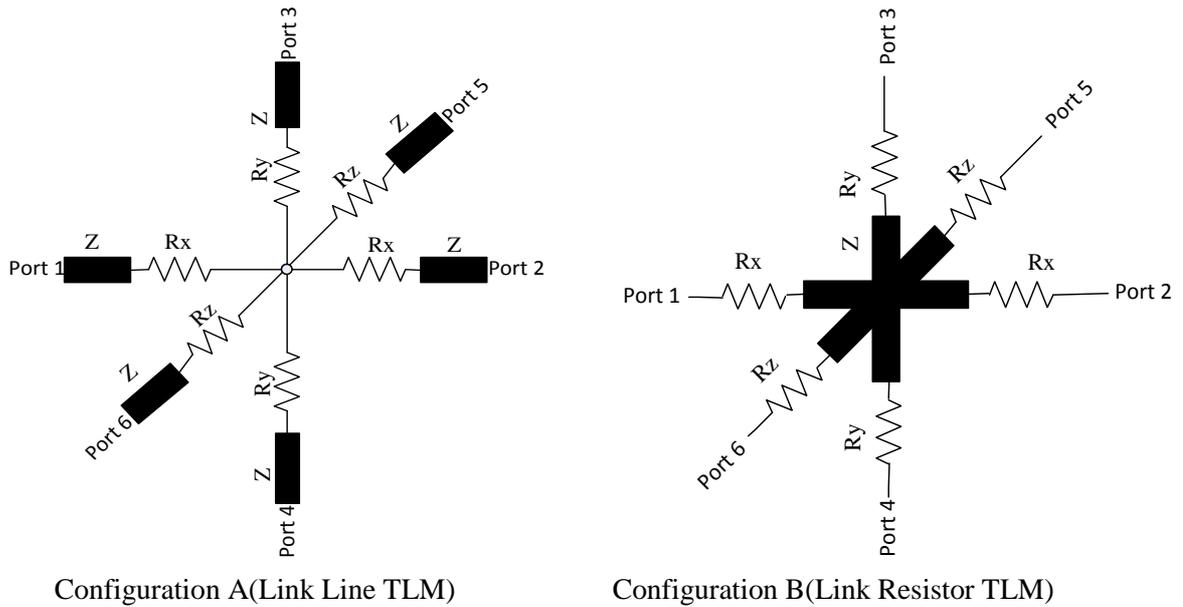
Cette équation est analogue à l'équation de diffusion à deux dimensions donnée par loi de FICK :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} = D \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \quad 4.20$$

Et en particulier l'équation 4.21 est équivalente à l'équation de diffusion de la chaleur 3.17 décrite dans le chapitre trois comme suit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\rho C_p}{k_t} \frac{\partial T}{\partial t}$$

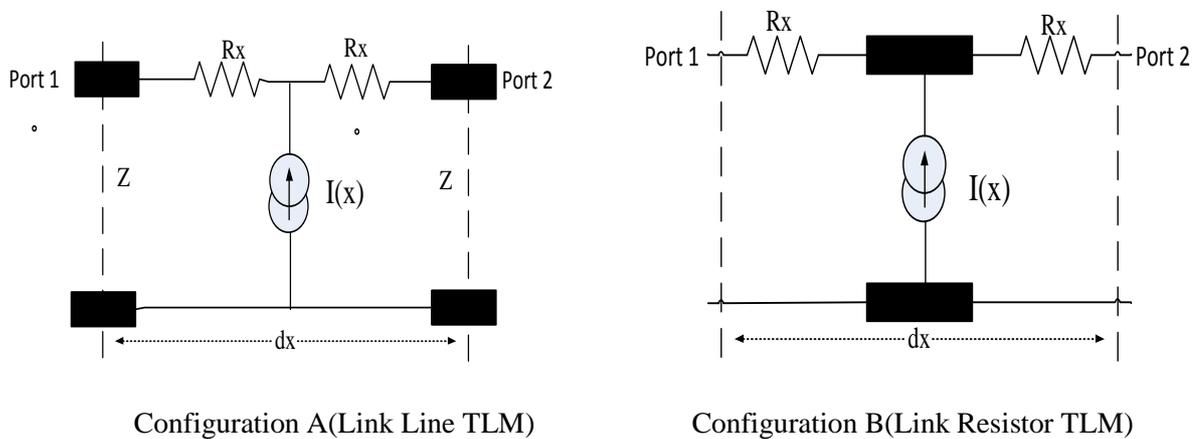
Dans ce cas aussi on peut envisager deux configurations, figures (4.9)



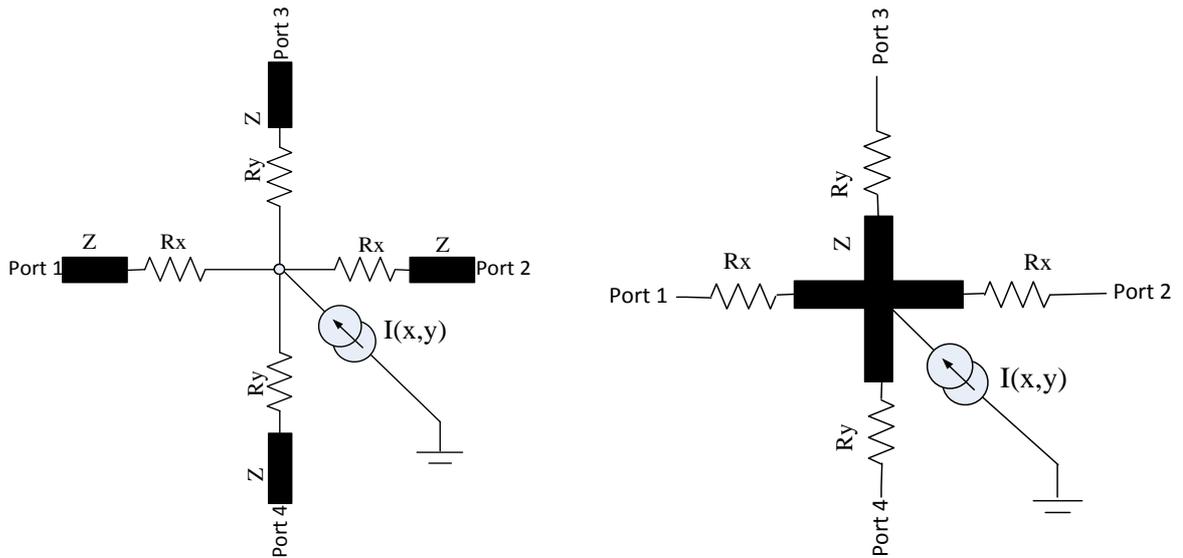
**Figure 4. 9:** Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission tridimensionnelle

**4.5.2.4 Modèles TLM dans le cas de sources internes**

Dans le cas de la diffusion thermique, si le milieu étudié présente une source de chaleur interne, alors cette dernière sera modélisé dans la méthode TLM par un générateur de courant placé au milieu du nœud comme le montre la figure (4.10) :



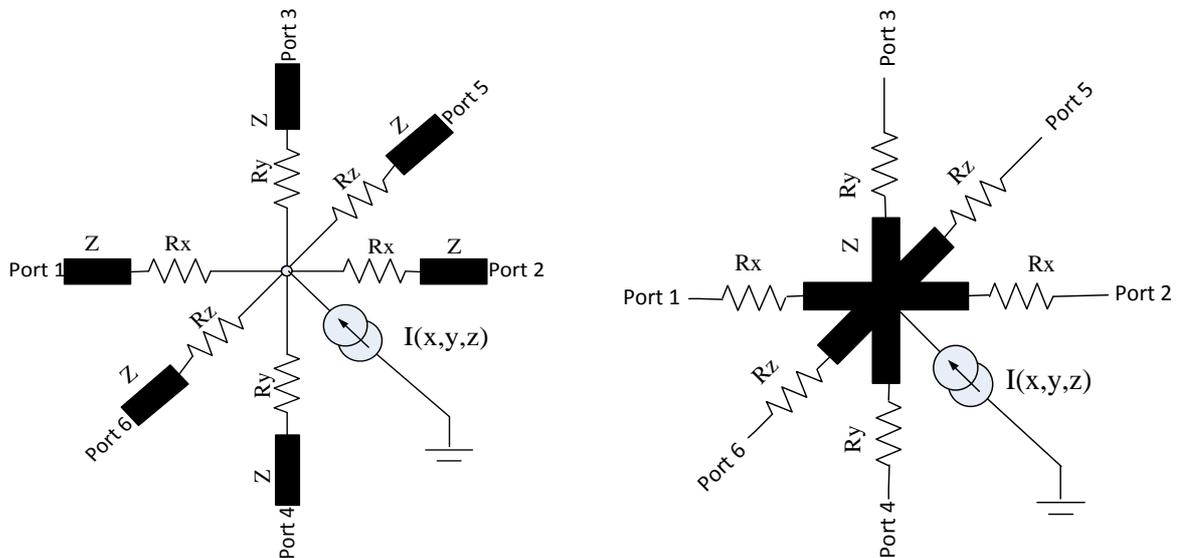
**Figure 4. 10a:** Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission unidimensionnelle avec source interne



Configuration A(Link Line TLM)

Configuration B(Link Resistor TLM)

**Figure 4.10b:** Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission bidimensionnelle avec source interne



(c)

Configuration A(Link Line TLM)

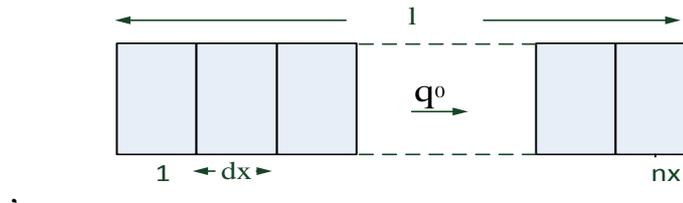
Configuration B(Link Resistor TLM)

**Figure 4.10c:** Equivalent TLM d'un nœud d'une ligne de transmission tridimensionnelle avec source interne :

### 4.6 Modélisation TLM unidimensionnelle

Afin de décrire les différentes équations nécessaires au développement de la technique

TLM pour les phénomènes de diffusion unidimensionnels, nous considérons une barre de semi-conducteur de longueur  $l$  et de section  $S$  et qui présente une source interne de génération de chaleur. On devise cette barre en petits éléments (nœuds) ayant chacun une longueur  $dx$  et on et à l'instant  $t$  on considère une impulsion de chaleur  $q$  à l'intérieur de la barre, figure (4.11).



**Figure 4.11:** Division de la barre du semi-conducteur en nœuds

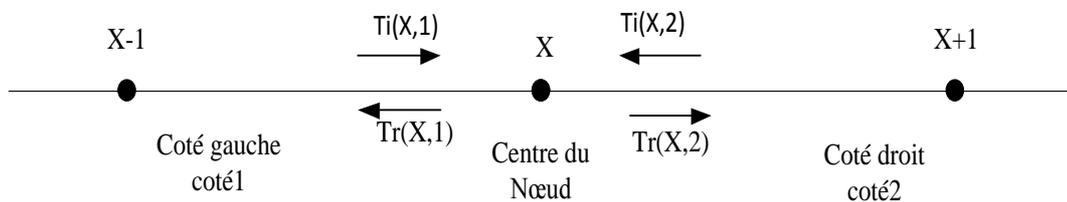
Cette impulsion va se propager le long de la barre jusqu'à ce qu'elle rencontre une discontinuité (nœud suivant) ou elle se disperse selon les lois de réflexion et de transmission classiques. Les impulsions transmises  $T_i(x,k)$  et réfléchies  $T_r(x,k)$  se propagent à leur tour jusqu'à la prochaine discontinuité (nœud) ou une nouvelle dispersion prend place et ainsi de suite. De cette manière la barre devient le lieu d'un ensemble d'impulsions se propageant d'un point à un autre, figure (4.12). La procédure numérique consiste à calculer, à chaque itération l'intensité des impulsions incidentes pour déterminer l'évolution de la température en un point donné et l'intensité des impulsions réfléchies en vue de préparer la prochaine itération.

$T_i$  : représente l'impulsion de température incidente

$T_r$  : représente l'impulsion de température réfléchie

$x$  : représente le nœud

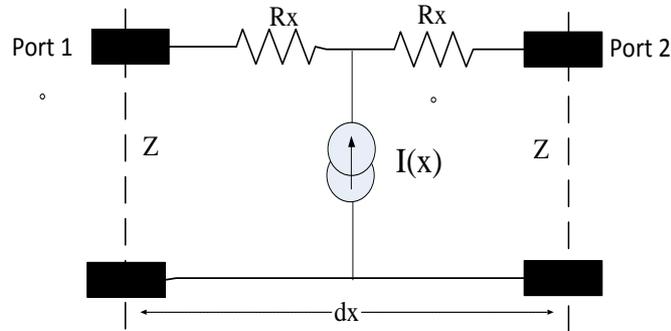
$k$  : représente le côté droit ou gauche



**Figure 4. 11:** Axes et numérotation pour le modèle unidimensionnel

L'analogie qui existe entre l'équation de diffusion de la chaleur dans un solide unidimensionnel (éq.3.19) et l'équation d'une ligne de transmission simplifiée (éq.4.17) permet de représenter nœud de la barre par un circuit électrique formé par une résistance

$R(x)$  et une capacité  $C(x)$ . Dans ce cas, la résistance distribuée  $R_d$  représentera la conductivité thermique et la capacité distribuée  $C_d$  représentera la chaleur spécifique du semi-conducteur pour chaque élément  $dx$  de la ligne. le modèle TLM selon la configuration A d'un nœud de ce circuit est donné par la figure (4.13) .



**Figure 4. 13:** Modèle électrique d'un nœud TLM selon la configuration A

#### 4.6.1 Expressions de $R(x)$ , $C(x)$ et $Z(x)$

Si on représente par  $R_T$  et  $C_T$  respectivement la résistance et la capacité thermique du nœud ( $x$ ) de la figure (4.13) , alors elles sont définies par les expressions suivantes :

$$R_T(x) = \frac{dx}{k_t \cdot S} \quad 4.21$$

$$C_T = C_p \cdot \rho \cdot dx \cdot S \quad 4.22$$

Où

$dx$  : la longueur du nœud

$S$  : la section du nœud

$K_t$  : la conductivité thermique du matériau

$C_p$  : la capacité calorifique ou chaleur spécifique du matériau

$\rho$  : la densité du matériau.

Comme  $R_d$  et  $C_d$  représentent respectivement la résistance et la capacité par unité de longueur, on a alors :

$$2 \cdot R(x) = R_d \cdot dx \quad \text{et} \quad C(x) = C_d \cdot dx$$

L'équivalence entre les équations (4.17) et (3.19) donne :

$$\frac{2 \cdot R(x) \cdot C(x)}{(dx)^2} = \frac{\rho \cdot C_p}{K_t}$$

En multipliant et divisant le deuxième membre par  $S$  on aura :

$$\frac{2R(x).C(x)}{dx^2} = \frac{S}{S} \cdot \frac{\rho C_p}{Kt}$$

Soit :  $2R(x).C(x) = \rho.C_p.dx.S \cdot \frac{dx}{Kt.S} = C_T.R_T$

D'où :

$$R(x) = \frac{R_T}{2} = \frac{dx}{2Kt.S} \tag{4.23}$$

$$Cx = C_T = \rho.C_p.dx.S \tag{4.24}$$

L'impédance caractéristique est donnée par

$$Z(x) = \sqrt{\frac{dt^2}{(C(x))^2}} = \frac{dt}{C(x)}$$

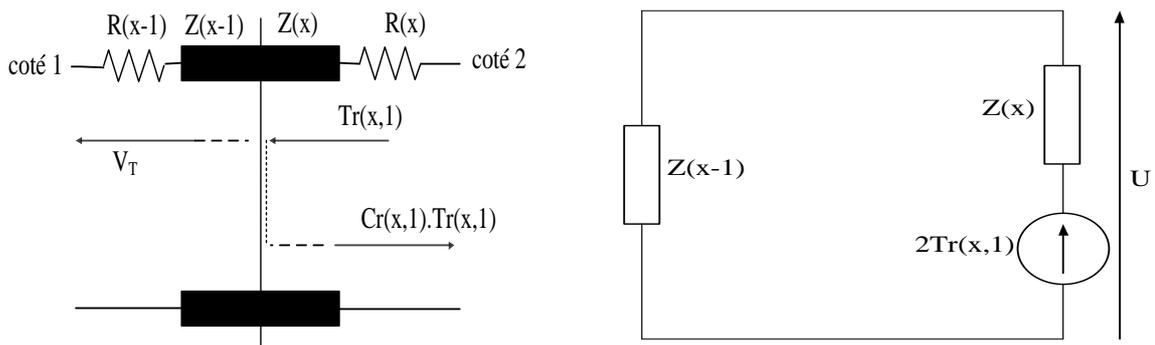
Ou encore :

$$Z(x) = \frac{dt}{Cx} = \frac{dt}{\rho.C_p.DX.S} \tag{4.25}$$

Il faut noter que la chaleur spécifique et la conductivité thermique peuvent changer avec la température, dans cet exemple, les valeurs de  $Kt$  et  $C_p$  sont constantes ; elles sont égales à leurs valeurs à la température ambiante (300°K) pour tous les nœuds.

#### 4.6.2 Expressions des coefficients de réflexion

La figure (4.14) montre la dispersion de l'impulsion  $Tr(x,1)$  réfléchi du côté gauche (coté 1) du nœud (x). Après dispersion à l'extrémité du nœud, l'impulsion  $[Cr(x,1).Tr(x,1)]$ , où  $Cr(x,1)$  représente le coefficient de réflexion du coté 1, retourne le long de la ligne de transmission dans le nœud (x) tandis que l'impulsion  $V_T$  est transmise à l'intérieur du nœud (x-1).



**Figure 4. 14:** Dispersion de l'impulsion  $Tr(x,1)$  à l'extrémité droite du nœud (x) dispersion

**Figure 4. 15:** Schéma équivalent de Thevenin de la figure (4.14) au moment de la dispersion

La figure (4.15) est la représentation de Thévenin équivalente au schéma de la figure (4.14) au moment de la dispersion OÙ :

$$U = Tr(x, 1) + Cr(X,1).Tr(x,1)$$

D'après la loi d'Ohm on a aussi :

$$U = i.Z(x - 1)$$

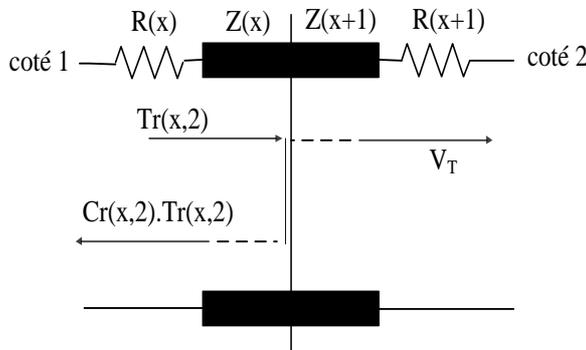
$$2.Tr(x, 1) + i.[Z(x) + Z(x - 1)]$$

En éliminant U et i des équations précédentes, on obtient l'expression du coefficient de réflexion du côté gauche du nœud (x) :

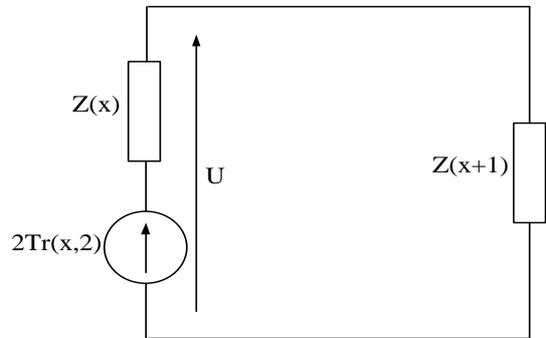
$$Cr(x, 1) = \frac{Z(x-1)-Z(x)}{Z(x-1)+Z(x)} \quad 4.26$$

Pour obtenir le coefficient de réflexion du côté droit du nœud (x) , on considère l'impulsion réfléchie  $Tr(x,2)$ . Les figure (4.16) et (4.17) sont considérées et le même raisonnement conduit à :

$$Cr(x, 2) = \frac{Z(x+1)-Z(x)}{Z(x+1)+Z(x)} \quad 4.27$$



**Figure 4. 16 :** Dispersion de l'impulsion  $Tr(x,2)$  à l'extrémité gauche du nœud (x)



**Figure 4. 17:** Schéma équivalent de Thevenin de la figure 4.21 au moment de la dispersion

### 4.6.3 Calcul de l'impulsion totale au nœud (x)

Si on considère l'instant où une impulsion isolée, comme par exemple,  $Ti(x,1)$  arrive au milieu du nœud (x) figure (4.18), le théorème de Thévenin appliqué en ce point donne le schéma équivalent de la figure (4.19).

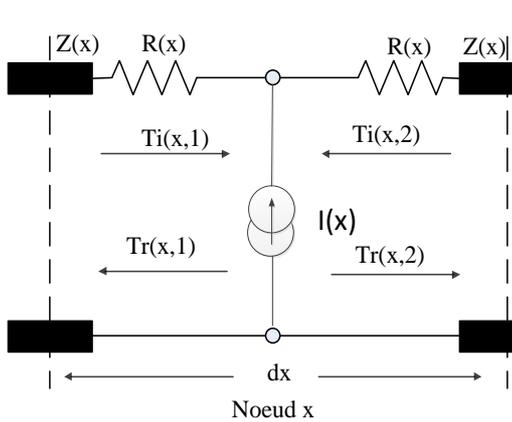


Figure 4.18: Représentation des impulsions incidentes et réfléchies

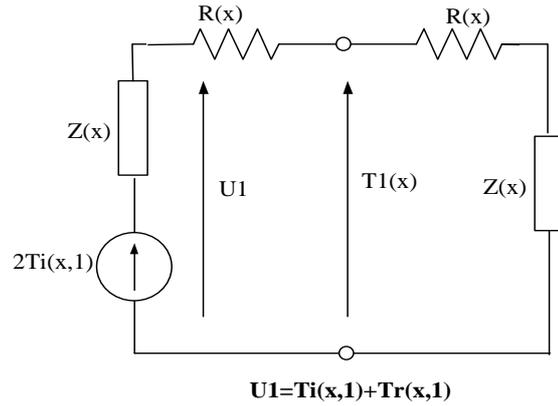


Figure 4.19: Schéma équivalent de Thévenin vu par l'impulsion  $Ti(x,1)$

Les lois d'Ohm et de Kirchoff appliquées à ce circuit donnent:

$$2.Ti(x, 1) - T1(x) = (R(x) + Z(x)).i$$

$$T1(x) = (R(x) + Z(x)).i$$

D'où  $T1(x) = Ti(x, 1)$

$T1(x)$  est la contribution de  $Ti(x,1)$  à l'élévation de la température au nœud (x).

D'une manière similaire, si on considère l'impulsion  $Ti(x, 2)$ , figure (4.20) on obtient:

$$2Ti(x, 2) - T(x) = (R(x) + Z(x)).i$$

$$T2(x) = (R(x) + Z(x)).i$$

D'où  $T2(x) = Ti(x, 2)$

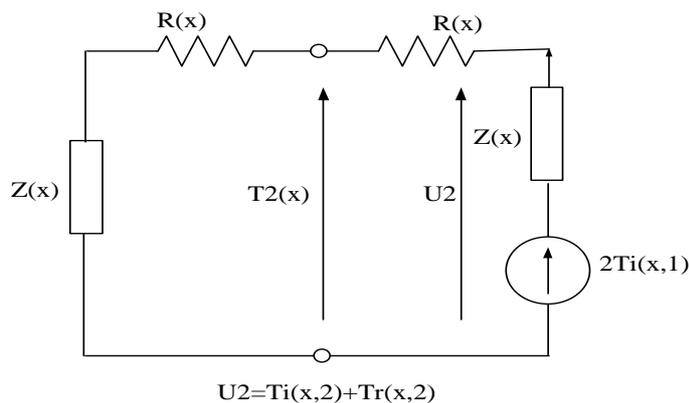


Figure 4. 20: Schéma, équivalent de Thévenin vu par l'impulsion  $Ti(x,2)$

$T2(x)$  représente la contribution de  $Ti(x,2)$  à l'impulsion totale au nœud (x)

Si on ne considère maintenant que le générateur de courant, le schéma équivalent de

Thévenin dans ce cas est donné par la figure (4.21)

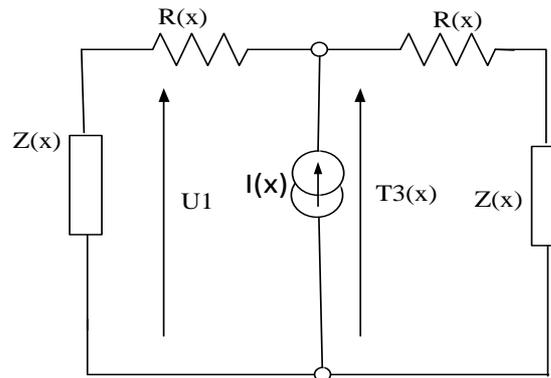


Figure 4. 21: Schéma équivalent de Thévenin vu par  $I(x)$

Si on applique la loi d'ohm au circuit de la figure (4.21) on obtient :

$$T3(x) = \frac{I(x)}{2} (R(x) + Z(x))$$

D'après le théorème de superposition, l'impulsion totale au nœud (x) est égale à la somme de  $T1(x)$ ,  $T2(x)$  et  $T3(x)$ , soit :

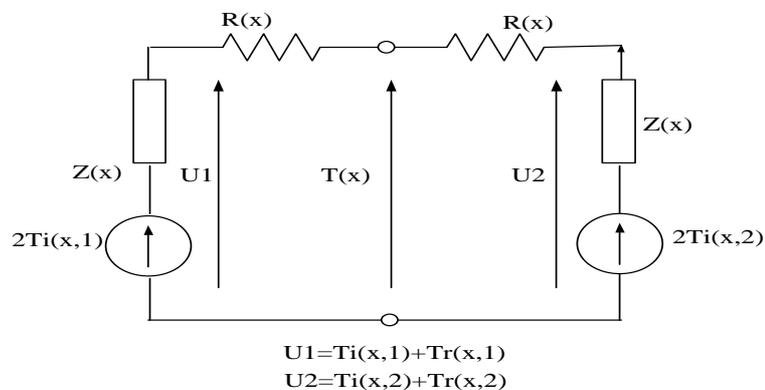
$$T(x) = T1(x) + T2(x) + T3(x)$$

ou encore :

$$T(x) = Ti(x,1) + Ti(x,2) + \frac{I(x)}{2} (R(x) + Z(x)) \quad 4.28$$

#### 4.6.4 Calcul des impulsions réfléchies

Considérons maintenant le schéma équivalent de Thévenin vu par les deux impulsions incidentes  $Ti(x,1)$  et  $Ti(x,2)$  figure (4.22).



**Figure 4. 22:** Schéma équivalent de Thévenin de la figure (4.18) pour le calcul des impulsions réfléchies

Nous avons :

$$U1 = Ti(x, 1) + Tr(x, 1)$$

$$2. Ti(x, 1) - U1 = Z(x). i$$

$$U1 - T(x) = R(x). i$$

En éliminant U1 et i des équations précédentes, on obtient l'expression de l'impulsion réfléchie du côté gauche du nœud (x).

$$Tr(x, 1) = \frac{Z(X).T(x) + ((R(x) - Z(x)).Ti(x,1))}{R(x) + Z(x)} \quad 4.29$$

De la même manière si on considère le côté droit du circuit on obtient l'expression de l'impulsion réfléchie du côté droit du nœud (x):

$$Tr(x, 2) = \frac{Z(X).T(x) + ((R(x) - Z(x)).Ti(x,2))}{R(x) + Z(x)} \quad 4.30$$

Les équations (4.29) et (4.30) donnent les impulsions réfléchies en fonction des impulsions incidentes et de l'impulsion totale au nœud.

#### 4.6.5 Calcul des impulsions incidentes

Les impulsions réfléchies ainsi calculées se propagent le long de la ligne de transmission jusqu'aux extrémités du nœud où elles se dispersent de nouveau. Multipliées par les coefficients de réflexion appropriés, donnent naissance aux impulsions  $Ti(x,1)$  et  $Ti(x,2)$  qui deviennent incidentes sur le nœud (x) pour la prochaine itération , figure (4.23).

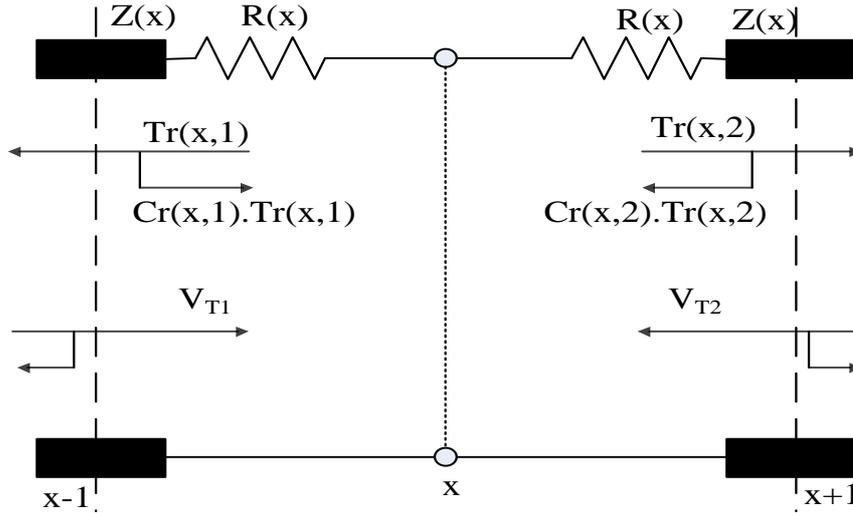


Figure 4. 23: Dispersion des impulsions réfléchies aux extrémités du nœud (x).

En se référant à la figure (4.23) , on peut écrire :

$$Ti(x, 1) = Cr(x, 1).Tr(x, 1) + V_{T1}$$

$$Ti(x, 2) = Cr(x, 2).Tr(x, 2) + V_{T2}$$

Où  $Cr(x,1).Tr(x,1)$  ,  $Cr(x,2).Tr(x,2)$  représentent les impulsions qui retournent dans le nœud (x), après la dispersion des impulsions réfléchies du nœud (x) et  $V_{T1}$  ,  $V_{T2}$  les impulsions transmises dans le nœud (x) après la dispersion des impulsions réfléchies des nœuds adjacents .

Sachant que le courant total avant la dispersion est égal à la somme des courants réfléchié et transmis après la dispersion alors :

$$\frac{Tr(x - 1,2)}{Z(x - 1)} = \frac{Cr(x - 1,2).Tr(x - 1,2)}{Z(x - 1)} + \frac{V_{T1}}{Z(x)}$$

$$D'où la relation : V_{T1} = (1 - Cr(x - 1,2)). \frac{Z(x)}{Z(x-1)}. Tr(x - 1,2)$$

Il en est de meme pour  $V_{T2}$  :

$$V_{T2} = (1 - Cr(x + 1,1)). \frac{Z(x)}{Z(x+1)}. Tr(x + 1,1)$$

On déduit les expressions des impulsions incidentes :

$$Ti(x, 1) = Cr(x, 1).Tr(x, 1) + (1 - Cr(x - 1,2)). \frac{Z(x)}{Z(x-1)}. Tr(x - 1,2) \quad 4.31$$

$$Ti(x, 2) = Cr(x, 2).Tr(x, 2) + (1 - Cr(x + 1,1)). \frac{Z(x)}{Z(x+1)}. Tr(x + 1,1) \quad 4.32$$

Pour un milieu homogène nous avons :

$$Cr(x,1)=Cr(x,2)= Cr(x-1,2)=Cr(x+1,1)=0 \text{ et } Z(x)=Z(x+1)$$

Ce qui donne pour les équations représentant les impulsions incidentes :

$$TI(x, 1) = Tr(x - 1,2)$$

$$TI(x, 2) = Tr(x + 1,1)$$

#### 4.6.6 Conditions aux limites

Dans le domaine du transfert de la chaleur trois conditions aux limites sont d'une importance capitale et y sont aisément simulées par la technique TLM. A savoir, la limite au flux nul ou limite à circuit ouvert, limite de perte totale ou limite à circuit fermé et limite à température imposée.

##### 4.6.6.1 Limite à flux nul

Une limite à flux nul représente en pratique une isolation thermique parfaite c'est-à-dire une limite adiabatique, elle est simulée par un circuit ouvert. En d'autres termes, l'impulsion transmise par un nœud (x) au temps t sera incidente sur la limite adiabatique au temps dt/2 et y sera entièrement réfléchi pour être de nouveau incidente sur ce même nœud (x) après un autre dt/2. Donc l'impulsion transmise par le nœud (x) au temps t y retourne égale à elle-même après un temps dt tel que spécifié par la figure (4.24)

On aura donc :

$${}_{j+1}Ti(x,k) = {}_jTr(x,k)$$

Dans ce cas l'impédance caractéristique du nœud (x+1) ou (x-1) est infinie. Le coefficient de réflexion est égal à 1

Dans notre exemple, la barre du semi-conducteur est supposée parfaitement isolée. Les deux extrémités sont alors considérées comme des circuits ouverts :

$$Ti(1,1) = Tr(1,1)$$

$$Ti(nx, 2) = Tr(nx, 2)$$

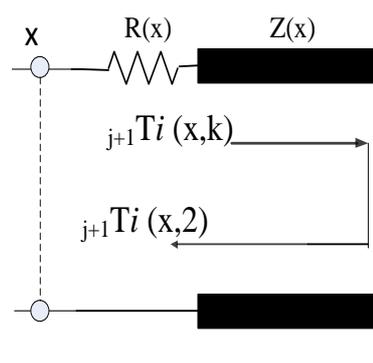


Figure 4. 24: Limite circuit ouvert

#### 4.6.6.2 Limite avec une perte totale

Une limite avec une perte totale d'énergie peut être utilisée pour simuler en pratique des puits de chaleur idéaux, en d'autre terme toute l'énergie incidente sur la limite est transmise à travers cette dernière au milieu avoisinant. Cette situation est bien modélisée avec un court circuit où les impulsions arrivant d'un nœud (x) sur cette limite retournent dans la prochaine itération comme des impulsions incidentes sur le même nœud avec la même amplitude mais avec un signe opposé :

$${}_{j+1}Ti(x,k) = - {}_jTr(x,k)$$

Dans ce cas l'impédance caractéristique du nœud (x+1) ou (x-1) est nulle. Le coefficient de réflexion est égal à -1

#### 4.6.6.3 Limite à température imposée

Cette condition qui est très importante en pratique et particulièrement dans les problèmes de la diffusion pour limiter parfois deux milieux de propriétés complètement différentes où le second peut être considéré avoir une température imposée qui est inafecté par les variations du premier. Cette limite est considérée par la technique TLM standard en supposant un nœud auxiliaire (x) souvent désigné par « *Ghost node* » en littérature anglaise [7]. Ce nœud « spectre » représente en vérité le milieu invariant ayant une température  $T_c$  inafectée par les variations du milieu voisinant.

#### 4.6.7 Organigramme

La figure (4.25) donne l'organigramme de la méthode TLM appliquée à la diffusion de chaleur à travers une barre de semi-conducteur en utilisant la configuration A

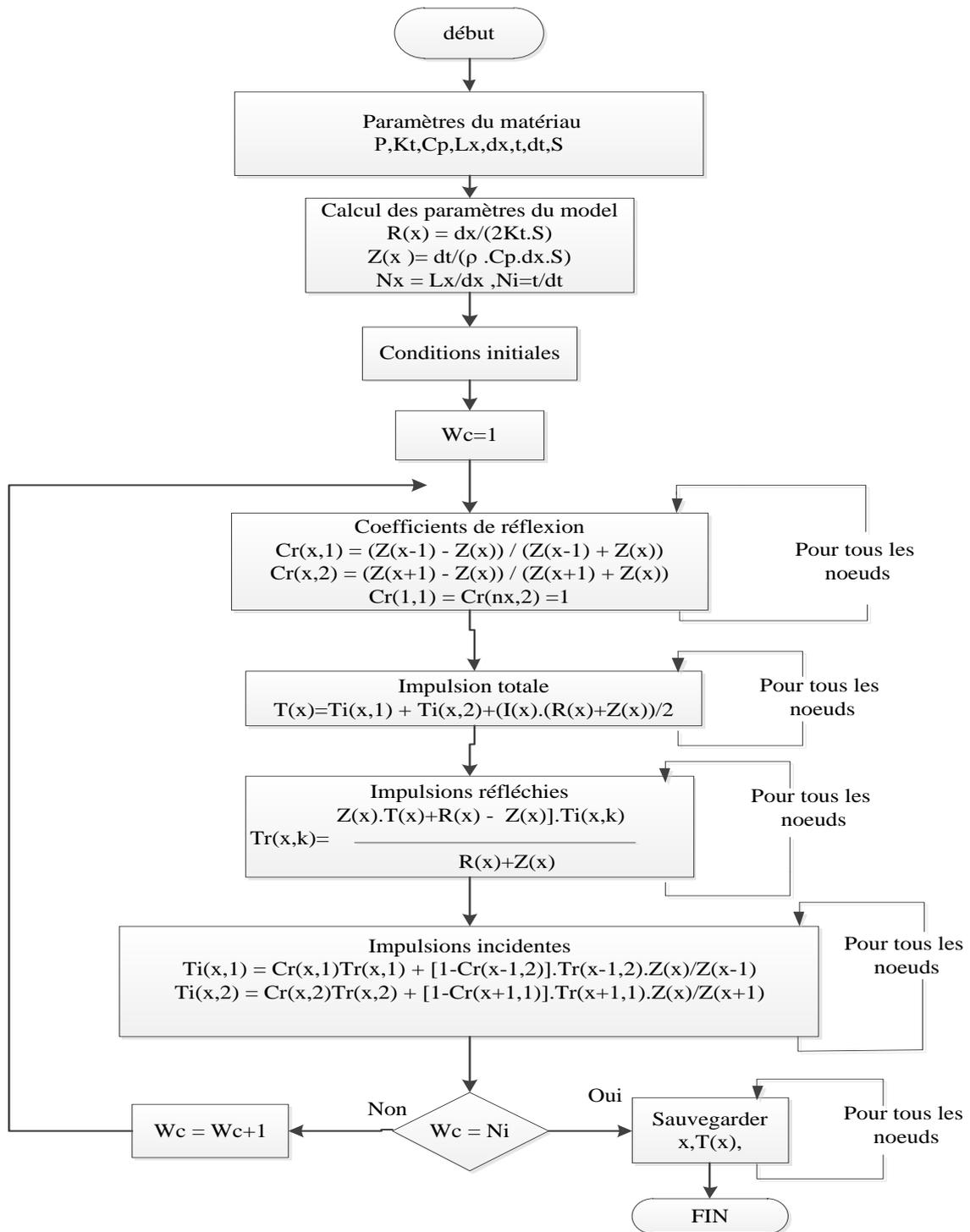


Figure 4. 12: Organigramme de la méthode TLM unidimensionnelle selon la configuration A

#### 4.6.8 Cas non linéaire

Lorsque les paramètres du silicium tels que la conductivité thermique  $K_t(x)$  et la

chaleur spécifique.  $C_p(x)$  ne sont plus constantes et varient en fonction de la température (méthode non linéaire), il est toujours possible d'en tenir compte dans la modélisation TLM. Pour déduire les valeurs de  $K_t(x)$  et  $C_p(x)$  correspondantes à chaque température, on utilise une interpolation linéaire à partir de certaines valeurs établies expérimentalement.

Les grandeurs  $R(x)$ ,  $C(x)$ ,  $Z(x)$ ,  $Cr(x, 1)$ ,  $Cr(x, 2)$  et  $I(x)$  d'un nœud sont données par les mêmes équations déduites dans les programmes précédents avec la différence que maintenant elles doivent être recalculées à chaque itération à partir des nouvelles valeurs de  $K_t(x)$  et  $C_p(x)$ .

Les valeurs de la conductivité thermique et la chaleur spécifique du matériau en fonction de la température sont déduites à partir des courbes expérimentales [11]. On définit les vecteurs  $K_{th}(j)$ ,  $C_{ph}(j)$  et  $T_h(j)$  contenant respectivement les valeurs de la conductivité thermique, la chaleur spécifique et les températures correspondantes.

Pour cette interpolation, on assume qu'entre deux valeurs successives connues de  $K_t$  (ou de  $C_p$ ) la variation en fonction de la température est linéaire, figures (4.26 et 4.27).

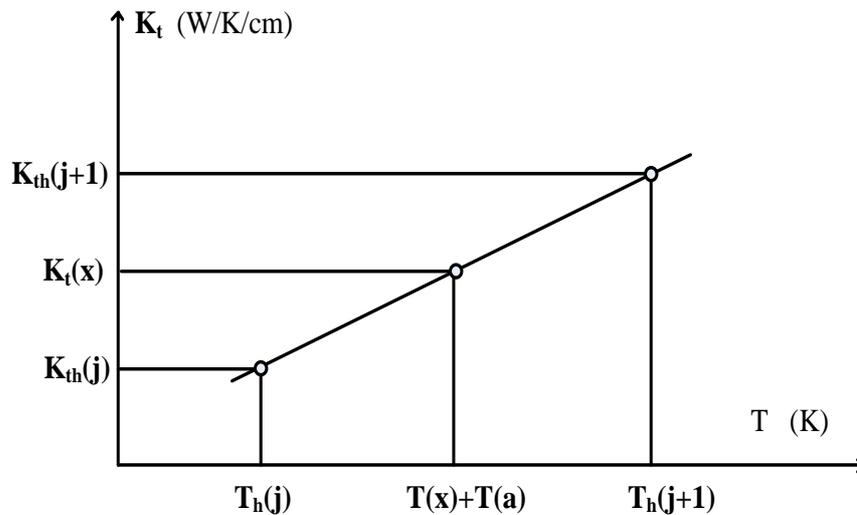


Figure 4. 26: variation de la conductivité thermique en fonction de la température

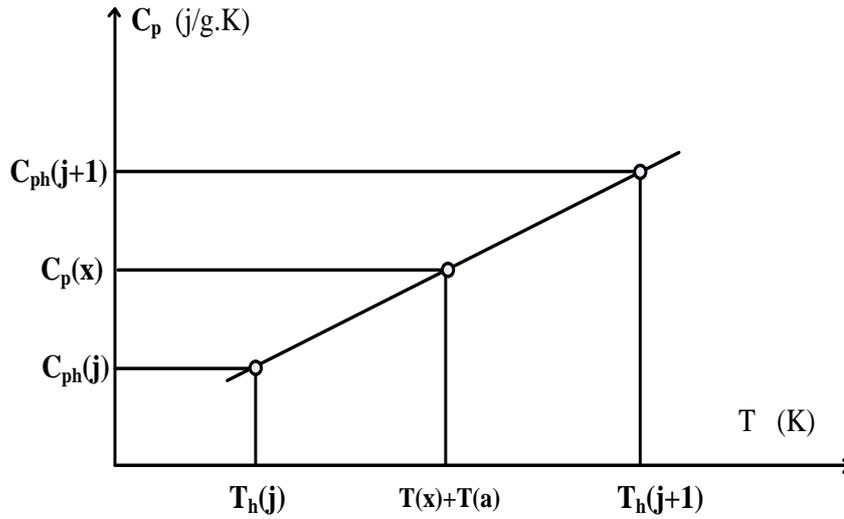


Figure 4.27: variation de la chaleur spécifique en fonction de la température

On déduit :

$$\frac{K_t(x) - K_{th}(j)}{K_{th}(j+1) - K_{th}(j)} = \frac{[T(x) + T(a)] - T_h(j)}{T_h(j+1) - T_h(j)}$$

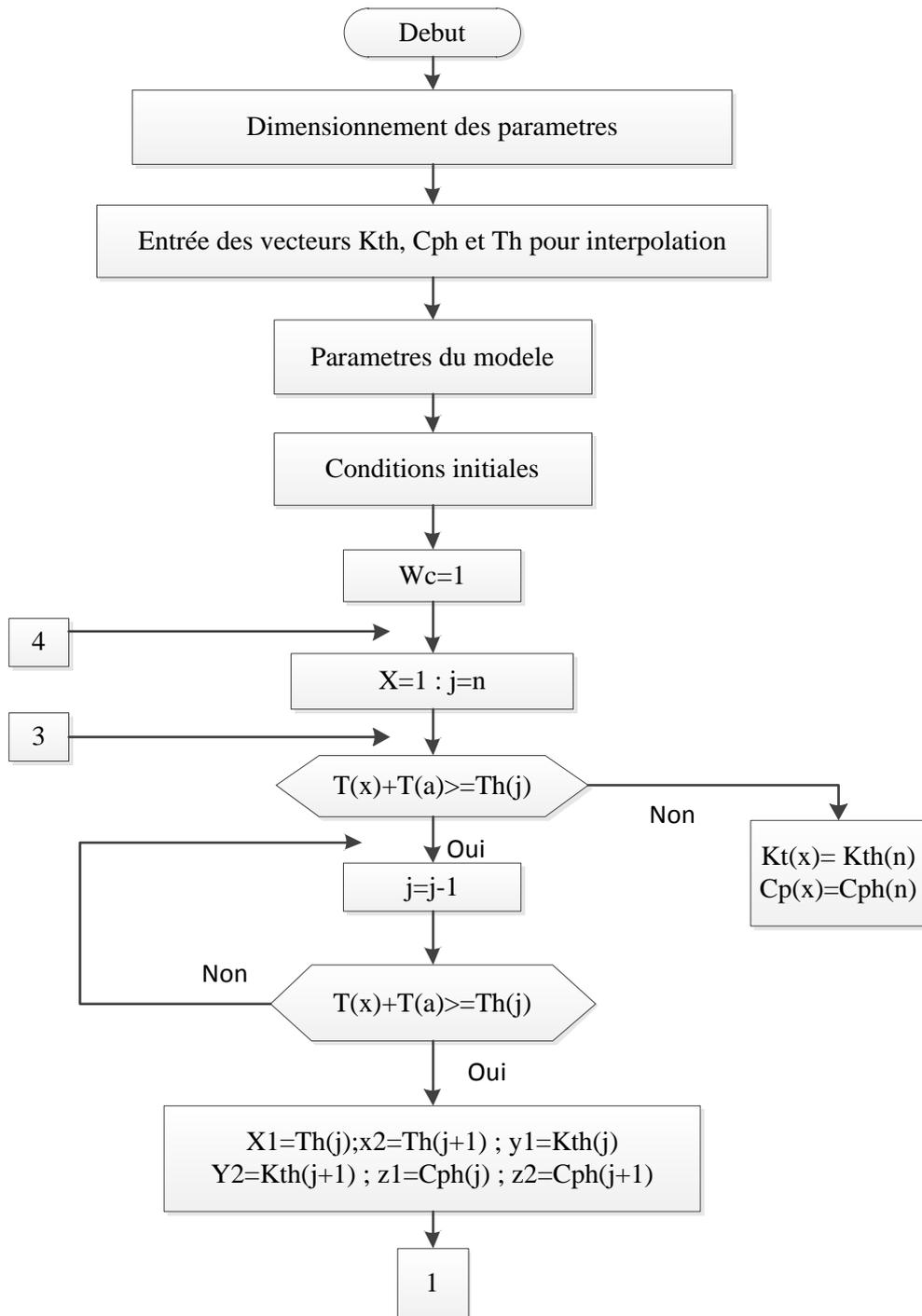
D'où on tire l'expression de  $K_t(x)$  :

$$K_t(x) = K_{th}(j) + [K_{th}(j+1) - K_{th}(j)] \cdot \frac{[T(x)+T(a)]-T_h(j)}{T_h(j+1)-T_h(j)} \quad 4.33$$

De la même façon on trouve pour la chaleur spécifique :

$$C_p(x) = C_{ph}(j) + [C_{ph}(j+1) - C_{ph}(j)] \cdot \frac{[T(x)+T(a)]-T_h(j)}{T_h(j+1)-T_h(j)} \quad 4.34$$

La figure (4.28) donne l'organigramme de la méthode TLM non linéaire appliquée à la diffusion de chaleur à travers une barre de semi-conducteur en utilisant la configuration A



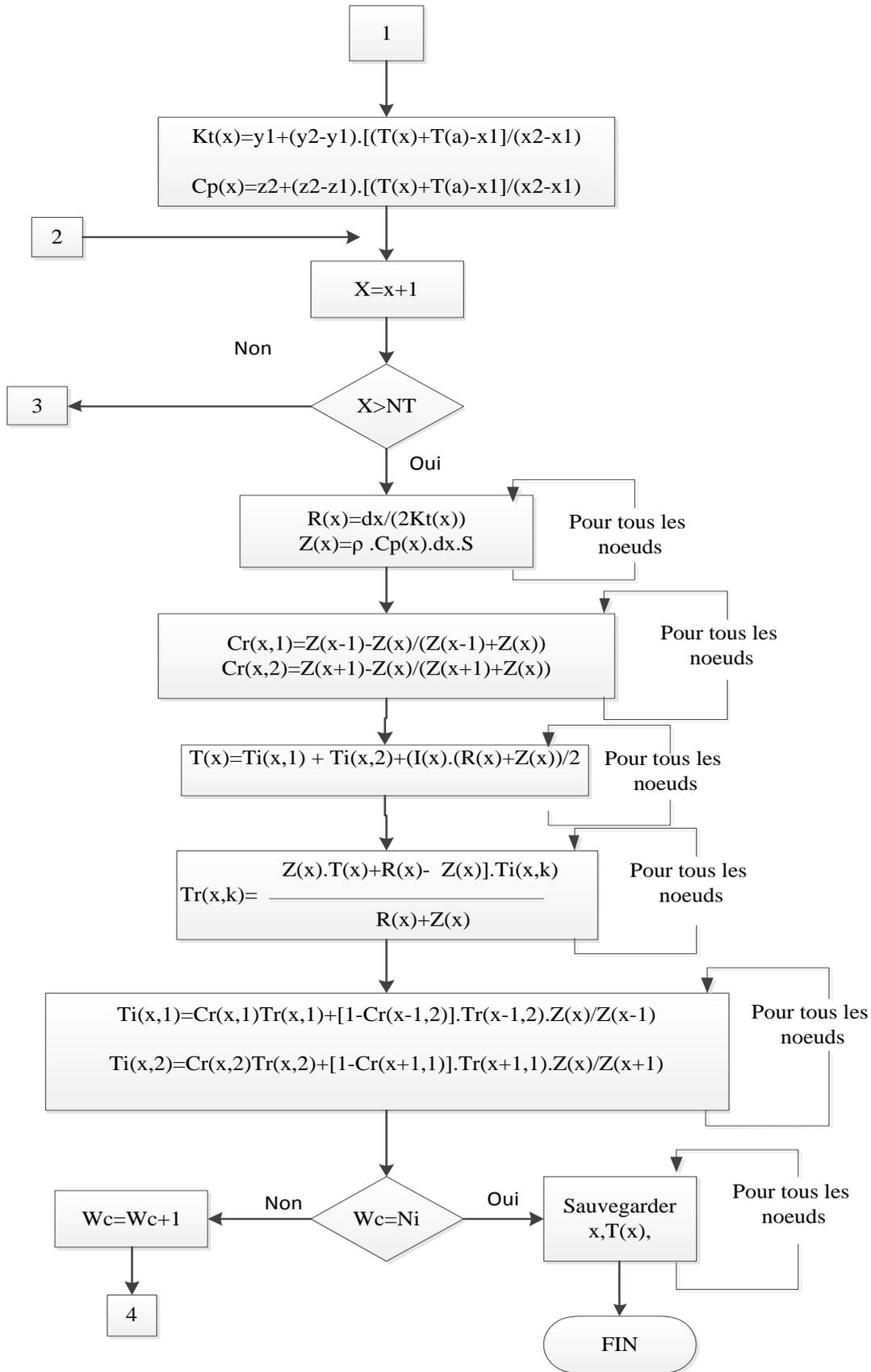


Figure 4. 28: Organigramme de la méthode TLM unidimensionnelle non linéaire selon la configuration A

### 4.7 Modélisation TLM tridimensionnelle

La figure 4.29 représente le modèle TLM Tridimensionnel simplifié d'un nœud (x,y,z) selon la Configuration A

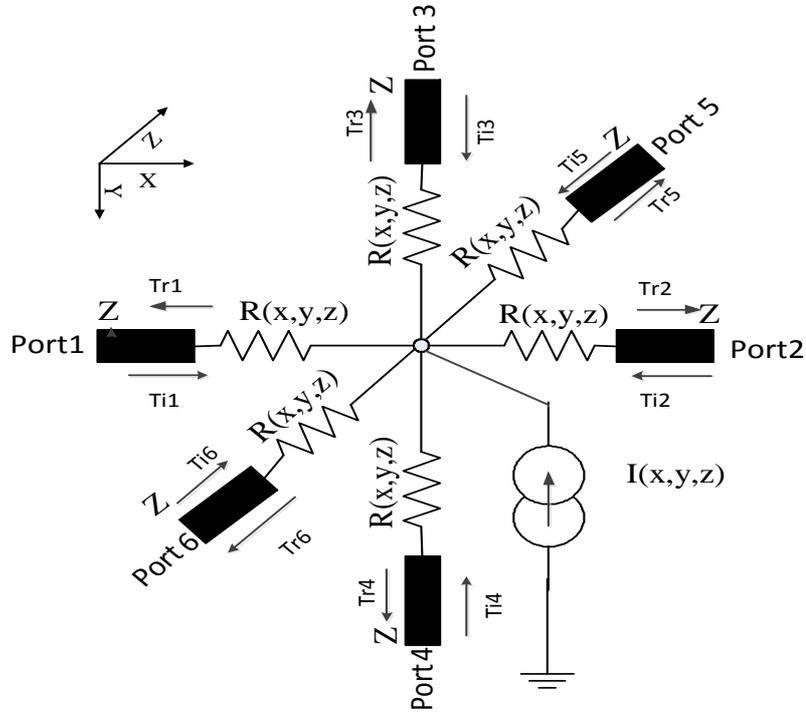


Figure 4.29: Modèle Tridimensionnel simplifié d'un nœud (x,y,z).( Configuration A)

#### 4.7.1 Résistances et impédance caractéristique

Si on considère l'équivalence entre l'équation de la chaleur tridimensionnelle (eq3.17) et l'équation d'une ligne de transmission tridimensionnelle simplifiée (eq 4.19 ) alors on aura :

$$3Rd.Cd = \frac{\rho.Cp}{Kt}$$

Avec :  $Rd.dx = 2R(x,y,z)$  et  $Cd.dx = C(x,y,z)$

D'où :

$$\frac{6.R(x,y,z).C(x,y,z)}{(dx)^2} = \frac{\rho.Cp}{Kt}$$

Soit :  $6R(x,y,z).C(x,y,z) = \rho.Cp.dx.\frac{dx}{Kt}$

Si on multiplie et on divise le deuxième membre par  $Sx$  ( $Sx$  étant la surface d'un nœud selon l'axe  $ox$ ) on obtient :

$$6R(x, y, z). C(x, y, z) = \frac{dx}{Kt.Sx} . \rho. Cp. dx. Sx$$

Avec

$$\frac{dx}{Kt.Sx} = Rt(x, y, z)_{ox}$$

$$\rho. Cp. dx. Sx = Ct(x, y, z)_{ox}.$$

Donc :

$$6R(x, y, z). C(x, y, z) = Rt(x, y, z)_{ox}. Ct(x, y, z)_{ox}$$

Où  $Rt(x, y, z)_{ox}$  représente la résistance thermique du nœud (x,y,z) selon l'axe ox et  $Ct(x, y, z)_{ox}$  représente la capacité thermique du nœud (x,y,z) selon l'axe ox.

Si on prend  $Sx=Sy=Sz$  alors on aura :

$$Rt(x, y, z)_{ox} = Rt(x, y, z)_{oy} = Rt(x, y, z)_{oz} = Rt(x, y, z)$$

$$Ct(x, y, z)_{ox} = Ct(x, y, z)_{oy} = Ct(x, y, z)_{oz} = Ct(x, y, z)$$

On peut écrire alors :

$$R(x, y, z) = \frac{1}{3} Rt(x, y, z) \quad 4.35$$

et

$$C(x, y, z) = \frac{1}{3} Ct(x, y, z) \quad 4.36$$

**Remarque :**

- pour que toutes les impulsions dans le modèle TLM soient en phase et qu'au moment du calcul de la température des nœuds toutes les impulsions seront arrivées aux centres de ces nœuds alors nous avons pris :  $dx=dy=dz=dl$  et donc  $Sx=Sy=Sz=S$

D'après les équations (4.35) et (4.36) on peut avoir :

$$R(x, y, z) = \frac{1}{3} Rt(x, y, z) = \frac{dl}{3.Kt.s} \quad 4.37$$

$$C(x, y, z) = \frac{1}{3} Ct(x, y, z) = \frac{1}{3} \rho. Cp. dl. S \quad 4.38$$

Comme :  $Z(x, y, z) = \frac{dt}{C(x,y,z)}$

Alors :

$$Z(x, y, z) = \frac{3.dt}{\rho.Cp.dl.S} \quad 4.39$$

### 4.7.2 Coefficients de réflexion

En utilisant le même raisonnement que celui du paragraphe (4.6.2) et en faisant référence au schéma de la figure (4.29) on aboutit aux équations (4.40) suivantes :

$$Cr(x, y, z, 1) = \frac{Z(x - 1, y, z) - Z(x, y, z)}{Z(x - 1, y, z) + Z(x, y, z)}$$

$$Cr(x, y, z, 2) = \frac{Z(x + 1, y, z) - Z(x, y, z)}{Z(x + 1, y, z) + Z(x, y, z)}$$

$$Cr(x, y, z, 3) = \frac{Z(x, y - 1, z) - Z(x, y, z)}{Z(x, y - 1, z) + Z(x, y, z)}$$

$$Cr(x, y, z, 4) = \frac{Z(x, y + 1, z) - Z(x, y, z)}{Z(x, y + 1, z) + Z(x, y, z)}$$

$$Cr(x, y, z, 5) = \frac{Z(x, y, z - 1) - Z(x, y, z)}{Z(x, y, z - 1) + Z(x, y, z)}$$

$$Cr(x, y, z, 6) = \frac{Z(x, y, z + 1) - Z(x, y, z)}{Z(x, y, z + 1) + Z(x, y, z)}$$

Remarque : si le milieu est homogène alors les coefficients de réflexion sont nuls.

### 4.7.3 Modélisation de la chaleur générée :

Cette chaleur est due au passage du courant à travers le composant, elle est modélisée par un générateur de courant thermique se trouvant au centre du nœud, figure (4.28). Dans ce cas, il représente la puissance dissipée dans le volume des nœuds de la zone de dissipation de chaleur. Comme cette zone doit être divisée en n nœuds, alors la puissance dissipée dans chacun d'eux est :

$$P(x, y, z) = \frac{V_{ds} I_{ds}}{n} \quad 4.41$$

Donc

$$\left. \begin{aligned} I(x, y, z) &= \frac{V_{ds} I_{ds}}{n} \quad \text{pour tous les nœuds de la zone de génération de chaleur} \\ I(x, y, z) &= 0 \quad \text{pour tous les autres nœuds} \end{aligned} \right\} \quad 4.42$$

### 4.7.4 Elévation de la température au nœud (x,y,z)

Pour calculer l'impulsion totale au centre d'un nœud (x,y,z), on considère son modèle simplifié, figure (4.29). A l'instant où les impulsions incidentes arrivent au centre du nœud, le circuit équivalent de Thévenin représentant cette situation est donné par la figure (4.30).

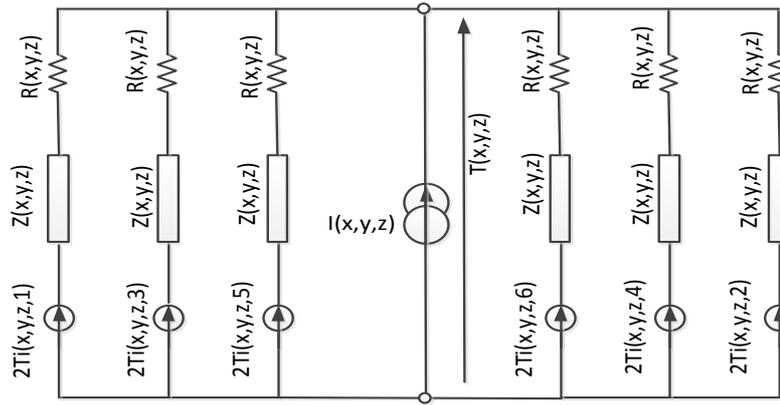


Figure 4.30: Schéma équivalent de Thévenin de la figure (4.28) pour le calcul de  $T(x,y,z)$

Grace au théorème de superposition, on détermine la contribution de chaque source à l'élévation totale de la température au nœud  $(x,y,z)$ .

Si on neutralise toutes les sources du schéma de la figure (4.30) à l'exception de  $2Ti(x,y,z,1)$  et on appelle l'élévation de température due à cette source  $T1(x,y,z)$ , figure (4.31), alors les lois d'ohm et de Kirchhoff donnent :

$$2Ti(x,y,z,1) - T1(x,y,z) = (R(x,y,z) + Z(x,y,z)) \cdot i$$

Et 
$$T1(x,y,z) = (R(x,y,z) + Z(x,y,z)) \frac{i}{5}$$

D'où 
$$T1(x,y,z) = \frac{1}{3} Ti(x,y,z,1)$$

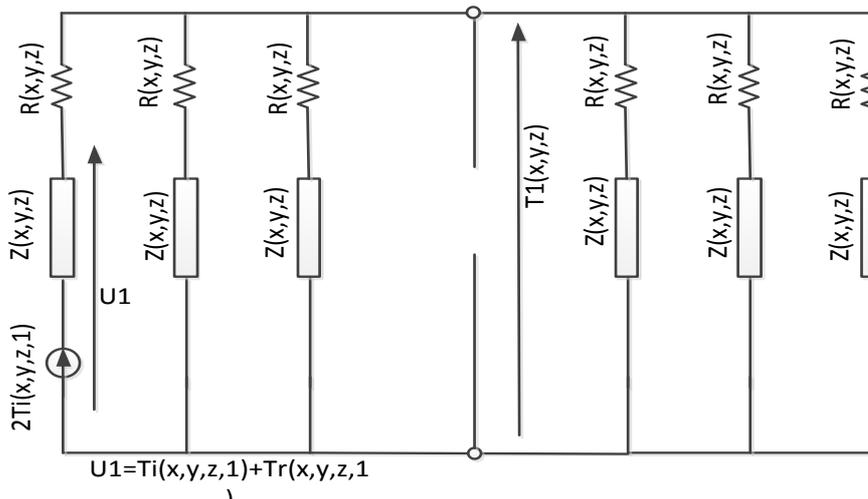


Figure 4.31: Schéma équivalent de Thévenin pour le calcul de la contribution de  $Ti(x,y,z,1)$

La même démarche, en gardant à chaque fois qu'une seule source, permet de déterminer la contributions des cinq autres impulsions incidentes à l'élévation de

température du nœud (x,y,z), soit :

$$T2(x, y, z) = \frac{1}{3} Ti(x, y, z, 2)$$

$$T3(x, y, z) = \frac{1}{3} Ti(x, y, z, 3)$$

$$T4(x, y, z) = \frac{1}{3} Ti(x, y, z, 4)$$

$$T5(x, y, z) = \frac{1}{3} Ti(x, y, z, 5)$$

$$T6(x, y, z) = \frac{1}{3} Ti(x, y, z, 6)$$

Pour déduire la contribution du générateur du courant thermique , on applique directement la loi de Kirchoff au circuit de la figure (4.30) quand toutes les sources dues au impulsions incidentes sont neutralisées, on obtient :

$$T7(x, y, z) = \frac{I(x, y, z)}{6} . (R(x, y, z) + Z(x, y, z))$$

En fin l'élévation totale de la température au nœud (x,y,z) est :

$$T(x, y, z) = \frac{1}{3} \sum_{k=1}^6 Ti(x, y, z, k) + \frac{I(x, y, z)}{6} (R(x, y, z) + Z(x, y, z)) \quad 4.43$$

#### 4.7.5 Impulsions réfléchies

Pour calculer les impulsions réfléchies, on considère le circuit de la figure (4.32). Le générateur de courant thermique n'apparaît pas puisqu'il n'influe pas sur le calcul de ces impulsions.

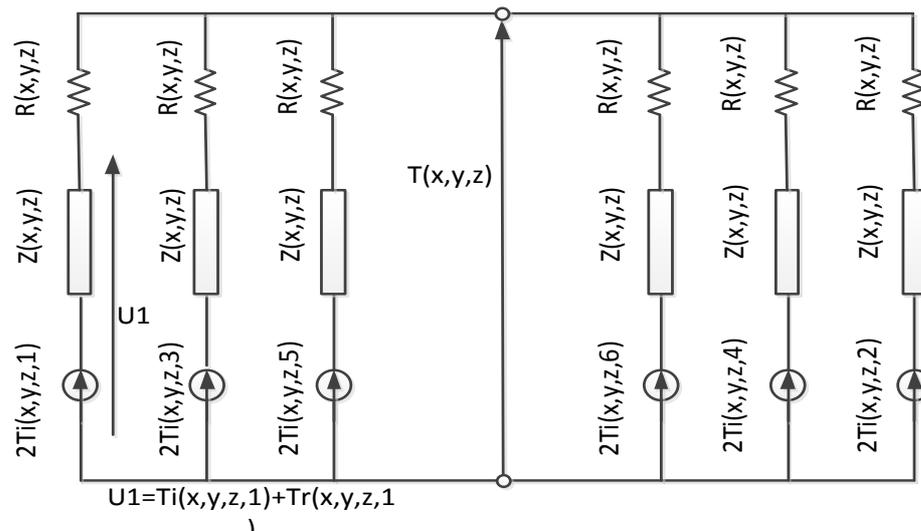


Figure 4.32: Schéma équivalent de Thévenin pour le calcul des impulsions réfléchies

Si on considère la première branche alors nous avons les trois équations suivantes :

$$U1 = Ti(x, y, z, 1) + Tr(x, y, z, 1)$$

$$2Ti(x, y, z, 1) - U1 = Z(x, y, z).i$$

$$U1 - T(x, y, z) = R(x, y, z).i$$

En éliminant U1 et i on trouve l'expression de Tr(x,y,z,1) :

$$Tr(x, y, z, 1) = \frac{Z(x, y, z).T(x, y, z) + (R(x, y, z) - Z(x, y, z)).Ti(x, y, z, 1)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)}$$

Les expressions des cinq autres impulsions sont déduites de la même façon quand on considère les autres branches du circuit, soit :

$$Tr(x, y, z, k) = \frac{Z(x, y, z).T(x, y, z) + (R(x, y, z) - Z(x, y, z)).Ti(x, y, z, k)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \quad 4.44$$

Où k =2,3,4,5,6

#### 4.7.6 Impulsions incidentes :

Les impulsions incidentes sont obtenues après la dispersion des impulsions réfléchies aux extrémités des nœuds, la figure (4.33) schématise cette situation.

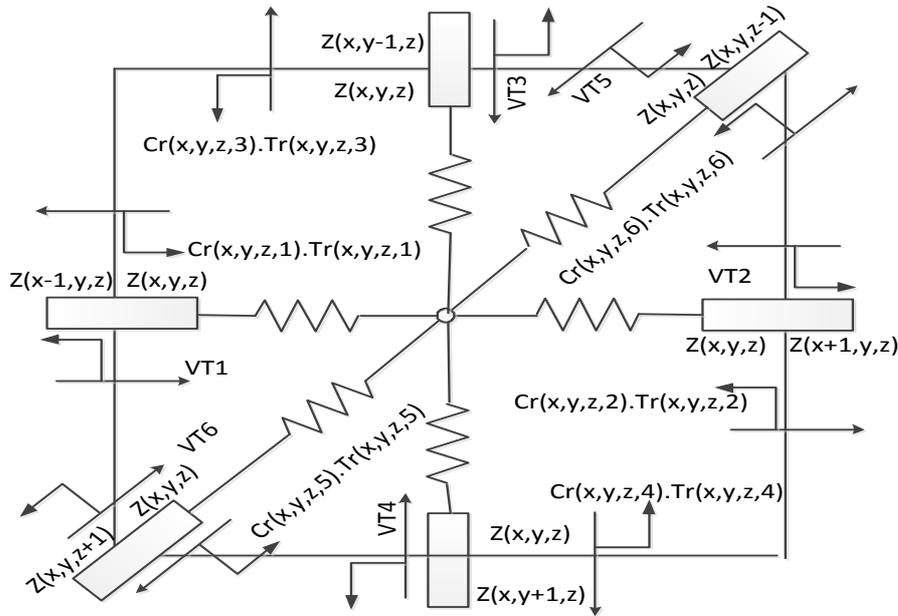


Figure 4.33: Dispersion des impulsions réfléchies aux extrémités du nœud (x,y,z)

Sachant que le courant total avant la dispersion est égal à la somme des courants réfléchies et transmis après la dispersion, alors les expressions des impulsions incidentes sont donc données par la relation suivante :

$$Ti \begin{Bmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{Bmatrix} = Cr \begin{Bmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{Bmatrix} \cdot Tr \begin{Bmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{Bmatrix} + \left[ 1 - cr \begin{Bmatrix} x-1, y, z, 2 \\ x+1, y, z, 1 \\ x, y-1, z, 4 \\ x, y+1, z, 3 \\ x, y, z-1, 6 \\ x, y, z+1, 5 \end{Bmatrix} \right] \cdot \frac{Z(x,y,z)}{Z} \cdot Tr \begin{Bmatrix} x-1, y, z, 2 \\ x+1, y, z, 1 \\ x, y-1, z, 4 \\ x, y+1, z, 3 \\ x, y, z-1, 6 \\ x, y, z+1, 5 \end{Bmatrix}$$

4.45

Dans le cas où le milieu est homogène c'et a dire l'impédance est la même pour tous les nœuds donc les coefficients de réflexion sont nuls alors l'expression précédente se réduit à :

$$Ti \begin{Bmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{Bmatrix} = Tr \begin{Bmatrix} x-1, y, z, 2 \\ x+1, y, z, 1 \\ x, y-1, z, 4 \\ x, y+1, z, 3 \\ x, y, z-1, 6 \\ x, y, z+1, 5 \end{Bmatrix} \quad 4.46$$

### 4.8 Avantages de la méthode TLM

1- La méthode TLM s'est révélé très efficace car un bon accord a été trouvé de manière cohérente avec les résultats obtenus par les analyses EF (éléments finis) et DF (différences finis) .

2- La méthode TLM est explicite, inconditionnellement stable. Cette dernière caractéristique vient du fait que le modèle se compose d'un circuit passif. Cette combinaison unique de propriétés signifie qu'une routine numérique basée sur la méthode TLM ne nécessite généralement qu'une partie des ressources informatiques requises pour les méthodes FEM (méthode des éléments finis) ou FDTD (différences finis dans le domaine du temps).

3- Il faut noter que la facilité d'incorporation de diverses conditions aux limites est

la force de la méthode TLM. Ces limites peuvent être une tension constante, un courant constant, un court-circuit, un circuit ouvert etc... En outre, même les structures les plus compliquées peuvent être analysées.

4- Une importance particulière pour l'utilisateur est sa signification physique, sa flexibilité et sa généralité transparentes. La grande flexibilité et la polyvalence de la méthode résident dans le fait que le réseau TLM intègre les propriétés des champs électromagnétiques et thermiques et leur interaction avec les limites et les matériaux. Par conséquent, le problème n'a pas besoin d'être reformulé pour chaque nouvelle structure. Ses paramètres sont simplement entrés dans un programme général sous la forme de codes pour les limites, les pertes, la perméabilité et la permittivité, et l'excitation des champs. De plus, en résolvant le problème grâce à la simulation de la propagation des ondes dans le domaine temporel, la solution d'un grand nombre d'équations simultanées est évitée. Il n'y a aucun problème avec la convergence, la stabilité ou les solutions parasites.

5- Un autre avantage de la méthode TLM réside dans la grande quantité d'informations générées dans un seul calcul.

6- L'algorithme TLM est simple, on ne fait intervenir que des opérations arithmétiques simples à chaque pas temporel. Aucune inversion matricielle n'est nécessaire. À chaque calcul d'une quantité physique d'un nœud, il faut communiquer avec les nœuds voisins immédiats. L'algorithme est idéal pour bénéficier de la mise en œuvre sur de nouvelles architectures informatiques parallèles.

### 4.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les fondements théoriques de la méthode TLM unidimensionnelle, bidimensionnelle et tridimensionnelle. Nous avons tout d'abord introduit l'historique, l'origine et le principe de cette méthode. Ensuite nous avons calculé tous les paramètres, les équations et les conditions aux limites qui seront injecté dans le modèle numérique pour la modélisation de l'auto échauffement des matériaux et composants semi-conducteurs à grand gap dans le chapitre suivant.

## Bibliographie

- [1] – **P.B. JOHNS, R.L BEURL**, “Numerical simulation of 2-dimensional scattering problems using a transmission line matrix”, Proc.IEE. Vol. 118, pp. 1203-1208, 1971.
- [2] – **P. B. JOHNS**, “A simple explicit and unconditionally stable numerical routine for the solution of the diffusion equation”. Int. J. Numer. Methods Eng., 11, 1307-1328, 1977.
- [3] – **M.ADJIM**, « Modélisation TLM du transfert thermique dans les microcanaux », Thèse de doctorat d'état, Université Abou Bakr Belkaid de Tlemcen ,2007.
- [4] – **A. J. LOWERY**, “A study of the static and multigigabit dynamic effects of gain spectra carrier dependence in semiconductor lasers using a transmission-line laser model”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 24, N° 12, pp. 2376-2385, 1988
- [5] – **D. DE COGAN, P. ENDERS**, “Microscopic effects in TLM heat flow, IEE Colloquium on Transmission Line Matrix Modelling – TLM” , Digest No.1991, pp.8/1-8/11, London, 1991.
- [6] – **A .AMRI**, “Numerical analysis of microwave sintering of ceramic materials using a 3D-TLM method ” Thèse de Doctorat , ENSET-ORAN, 2005.
- [7] – **S. H. PULKO, A. MALLIK, P. B. JOHNS** “Application of transmission line Modelling (TLM) to thermal diffusion to bodies of complex geometry”, Int. J. NUMERICAL. METHODS IN ENGINEERING 23 pp.2303-2313,1986
- [8] – **P. B. JOHNS** “ Application of the transmission-line matrix method to homogenous waveguides of arbitrary cross-section”, Proceedings of the IEE, 119 pp.1986-1991, 1972
- [9] – **J.R WHINNERY**, “Equivalent circuits for discontinuities in transmission lines”, IEEE Journal, Proceedings of the I.R.E, pp. 98-114, 1944.
- [10] –**W.R.RUNYAM**, “Silicon semiconductor technology”, edition MCGRAW HILL, 1965
- [11] –**H.WOLF**, “Silicon semiconductor data”, Oxford pergamon, 1976
- [12] – **SAIDANE, A.FERADJI, H.F.LOUKIL**,” Transmission line modelling of heat diffusion in materials and components” 2<sup>nd</sup> Int.conf.on compon. And Elect.Syst., Sidi Belabbes, Algeria 1993.
- [13] – **A.FERADJI, A.SAIDANE, H.F LOUKIL** «A novel technique for solving inhomogenous and non linear ordinary differential equations », Proceedings Inter. AMSE Conference on systems Analysis, Control and Design , LYON (France) July 4-6, Vol.2, pp 17-26, 1994

- [14] – **A.FERADJI, A.SAIDANE, H.F LOUKIL** « TLM modelling on thermal storage walls », Actes du 4éme Séminaire National de Mécanique, ENSET 25-26 Avril, pp146-151, 1995
- [15] – **S.MIMOUNI, A.SAIDANE , A.FERADJI**, « Résolution des équations aux dérivées partielles par la méthode TLM » SIDI BELABBES ALGERIE JUIN 1997 .
- [16] – **A.FERADJI, A.SAIDANE, A.MIMOUNI** « TLM model of heat transfer across a glass sheet » International Conference for Renewable Energies and Sustainable Development - ICRESO\_07 , Tlemcen 21-24 MAY 2007 .
- [17] – **S.MIMOUNI, A.SAIDANE, A.FERADJI**, “Transmission-line-matrix (TLM) modeling of self- heating in AlGaIn/GaN transistor” Microelectronics Journal Volume 39 , Issue 10 , pp.1167-1172, 2008
- [18] – **A.FERADJI, A.SAIDANE,S.H.PULKO**, “Self-heating study in 4H-SiC MESFETs power transistor” 2eme JIEMCEM 2010-ENSET-ORAN, ALGERIE , Mai 2010
- [19] – **S.MEDDAH , A.SAIDANE, M.HADJEL AND O. HIRECHE** , “Pollutant Dispersion Modeling in Natural Streams Using the Transmission Line Matrix Method”, Water, 7, pp. 4932-4950, 2015
- [20] – **T.SMY, D. WALKEY, S.K.DEW**, “Transient 3D heat flow analysis for integrated circuit devices using transmission line matrix method on a quad tree mesh” , Solid-State Electronics, Vol.45, pp.1137-1148, 2001.
- [21] – **A.C.L. CABEICERA, I. BARBA, A. GRANDE , J. REPRESA**, “TLM simulation of electromagnetic wave propagation in anisotropic moving media”, Int.J.Num.Mod: Electronic Networks, Devices and Fields , Vol.18, N°.3, PP.227-236, 2005.
- [22] – **X.GUI**, “Use of lossless transmission-line segments and shunt resistors for TLM diffusion modelling ”, Int.J.Num.Mod: Electronic Networks, Devices and Fields , Vol.16, pp. 465-478, 2003.
- [23] – **M. HENINI, D.DECOGAN**, “TLM modelling of solder voids in power semiconductors”, IEEE. Proc. Components. Hybrids. Manuf.Technol. Vol.CHMT-10. No.3, pp. 440-445, 1987.
- [24] – **X. GUI, P.W. WEBB, D.DECOGAN** , “An error parameter in TLM diffusion modelling”, Int. J. Num. Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields. Vol.5, pp.129-137. 1992.
- [25] – **X. GUI, G. GAO , H.MORKOC** , “The effect of surface Metallization the thermal behavior of GaAs Microwave Power Devices”, IEEE Trans. Microwave Th. Techniques, bf 42 (2) 9 pp.342-344, 1994
- [26] – **R.AIT-SADI, A. J. LOWERY, & B.TUCK**, “Combined fine-coarse mesh transmission line modelling method for diffusion problems,” International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, Vol. 3, pp. 111-126, 1990.

- [27] – **S.K. DEW. & X.GUI**, “Use of a dynamic network for the TLM solution of diffusion problems”, *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, Vol.11,No.5, pp. 259-271, 1998.
- [28] – **R. ALLEN , A .MALLIK, P.B.JOHNS**, “Numerical results for the symmetrical condensed TLM node”, *IEEE.Trans.MTT*, MTT-35(4), pp.378-382, 1987.
- [29] – **J. MLAKAR**, ”Circuit model for a symmetrical condensed TLM node” *Int.J;Num.Mod. Electronic” Networks. Devices and Fields*, No.6, pp.183-193, 1993.
- [30] – **R. AIT-SADI, & P.NAYLOR**, “Validity of TLM modelling of diffusion,” *Elec. Lett*, Vol. 27, No. 24, pp.2216-2217, 1991.
- [31] – **K.K. FUNG & S.Y.R.HUI**, “Duality of transmission line models for simulation of reactive circuit components” *Mathematics and computer in simulation* Vol.44, pp. 143-154, 1997.
- [32] – **C.KERNNY, R.W. HARVEY**, ”A comparison of the TLM and finite-difference schemes for diffusion and wave equations,” In *13th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics*, pp.1444-1448, 1997
- [33] – **C. FUVHS, G. KOPP, A. J.SCHWAB**, “An efficient algorithm for computing the transmission through highly conducting thin shields in TLM,” *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, Vol. 8, pp. 331-340, 1995.
- [34] – **Thi Quynh Van Hoang**, « Maillage cartésien non-conforme pour la méthode TLM. Application a la conception de rectennas compactes ». Thèse de doctorat,, Université de Nice-Sophia Antipolis ,2012.

## CHAPITRE V

### 5.1 Introduction

Afin de confirmer la validité et l'exactitude de la méthode TLM pour les phénomènes de diffusion, nous allons l'appliquer à un exemple simple de diffusion de la température dans un solide dont on connaît bien la solution analytique. Pour cela nous allons considérer une barre de semi-conducteur à grand gap semi infini, attaquée à l'une de ses extrémités par une impulsion de chaleur.

### 5.2 Application de la méthode TLM unidimensionnelle à la diffusion de chaleur dans une barre de semi-conducteur à grand gap.

#### 5.2.1 Solution analytique

Nous savons, d'après le chapitre 3, que lorsqu'on chauffe un matériau, l'élévation de la température dépend de deux paramètres : La capacité calorifique ou chaleur spécifique et la conductivité thermique du matériau. La capacité calorifique  $C_p$  est la quantité de chaleur qu'il faut fournir à l'unité de masse  $dm$  du matériau considéré pour élever sa température de un degré. Ainsi  $C_p$  n'est autre que le rapport entre la quantité de chaleur ( $dq$ ) absorbée par unité de masse ( $dm$ ) du matériau et l'élévation de température produite ( $dT$ ) .

$$C_p = \frac{dq}{dT.dm} \quad 5.1$$

Où :

- $dq$  est en Joules (J)
- $dT$  est en degrés celsius ( $^{\circ}C$ )
- $dm$  est en grammes (g)

On rappelle aussi que la conductivité thermique  $K_t$  indique la vitesse avec laquelle l'énergie thermique se propage à travers le matériau .

Si on considère une barre de semi-conducteur semi-infinie, homogène, parfaitement isolée, alors pour un élément de longueur  $dx$  , de section d'aire  $S$  , de volume  $dv$  ( $dv=S. dx$ ) et de masse  $dm$  ( $dm = \rho. dV$ ) , où  $\rho$  est la densité du matériau , la chaleur totale absorbée par l'élément  $dx$  est donnée par:

$$dq = \rho. C_p. S. dT. dx \quad 5.2$$

Quand il y a un gradient de température entre deux points de la barre, l'énergie thermique s'écoule du point chaud vers le point froid. La puissance  $P$  (WATTS) qui résulte de cette diffusion thermique à travers la barre s'écrit:

$$P = \frac{dq}{dt} \quad 5.3$$

La puissance P est aussi proportionnelle au gradient de la température (dT/dx), à la conductivité thermique  $K_t$  ainsi qu'à la section S :

$$P = -K_t \cdot S \cdot \frac{dT}{dx} \quad 5.4$$

Le signe moins indique que l'énergie thermique s'écoule dans la direction des températures décroissantes. Le gain net de chaleur par unité de temps (dq/dt) pour l'élément dx est donné par la différence entre la puissance au point x et celle au point (x + dx), d'où :

$$\frac{dq}{dt} = P(x) - P(x + dx) = -\frac{\partial P}{\partial x} \cdot dx \quad 5.5$$

En combinant les équations (5.2), (5.3) et (5.4) on retrouve l'équation de chaleur à une dimension déjà décrite dans le chapitre III (éq.3.19) :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\rho C_p}{k_t} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Si on suppose que les valeurs de  $C_p$  et  $K_t$  sont constantes, c'est à dire indépendantes de la température, alors cette équation devient une équation différentielle du second ordre à coefficients constants. Une telle équation possède plusieurs solutions selon les conditions initiales et les conditions aux limites.

Dans le cas où la quantité de chaleur injectée à l'extrémité est une impulsion instantanée, la solution est une distribution Gaussienne [1] donnée par:

$$T(x, t) = T_A + \frac{q}{(\pi \cdot a \cdot t)^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4 \cdot a \cdot t}\right) \quad 5.6$$

Avec  $a = \frac{K_t}{\rho C_p}$

Q : L'amplitude de l'impulsion de chaleur.

$T_A$ : La température ambiante.

### 5.2.2 Solution TLM

Supposons que la barre considérée a une longueur de 20 cm, une section de 1 cm<sup>2</sup> et elle est parfaitement isolée. On divise cette barre en 200 éléments (nœuds) ayant chacun une longueur dx égale à 0.1 cm, figure (5.1). On injecte à l'extrémité gauche une impulsion de chaleur d'intensité 100 Watts/cm.

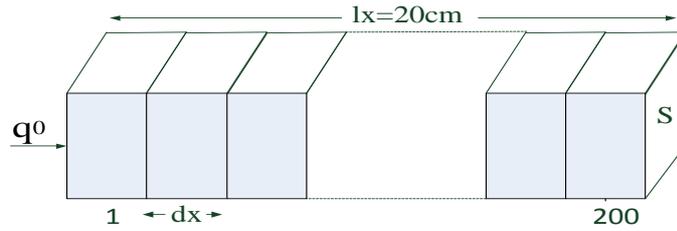


Figure 5. 1: Division de la barre de carbure de silicium en nœuds.

Les figure (5.2) compare les résultats obtenus par la méthode TLM aux résultats analytiques qui donnent la distribution de la température à travers la barre portée à 300K ,après avoir appliqué une impulsion de chaleur instantanée à son extrémité gauche pour des temps de 2, 5, 10 et 20s.

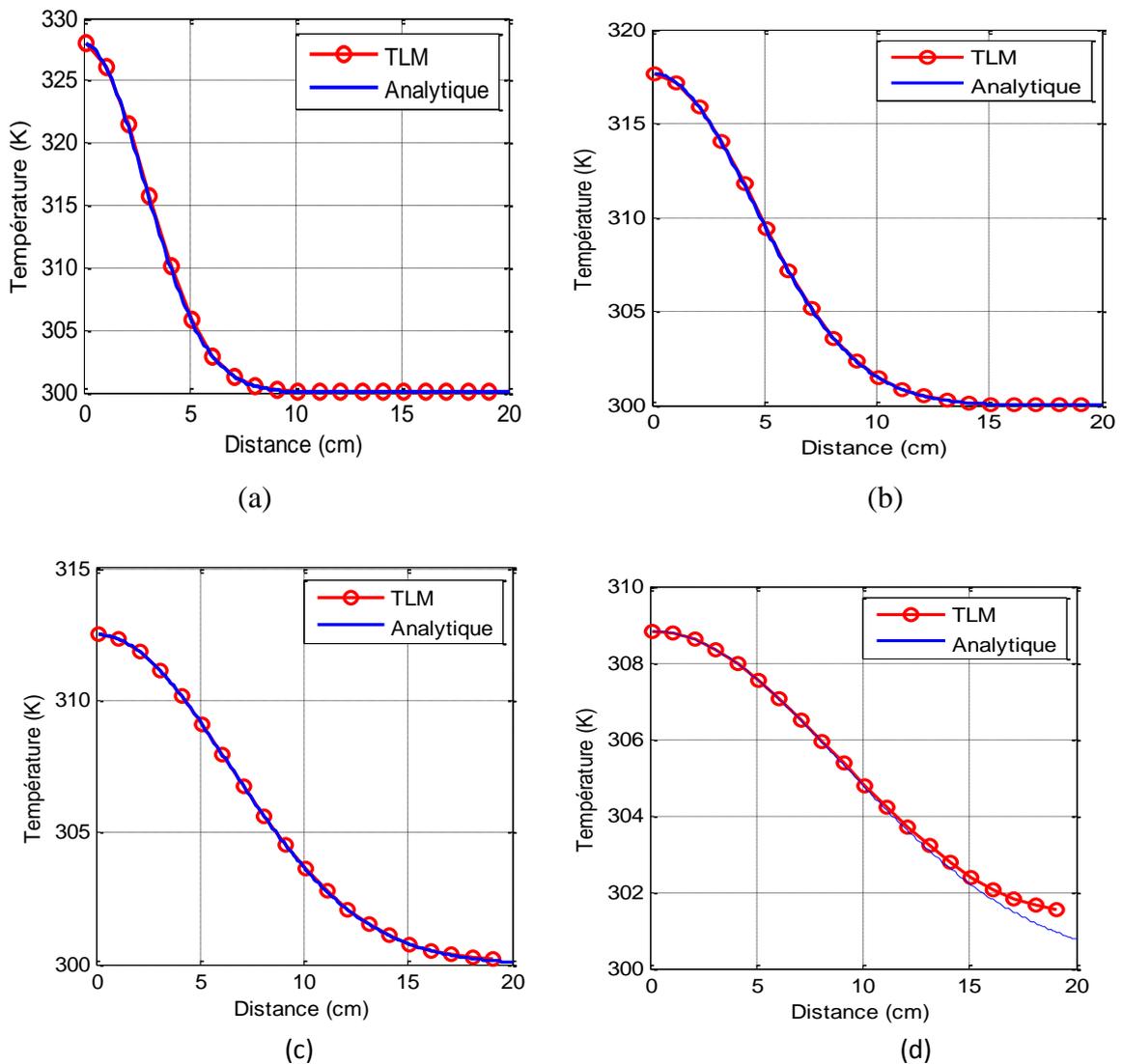


Figure 5. 2: Evolution de la température dans une barre de carbure de silicium attaquée à son extrémité gauche par une impulsion de chaleur de 100W/cm. (a)  $t=2\text{s}$  (b)  $t=5\text{s}$  (c)  $t=10\text{s}$  (d)  $t=20\text{s}$ .

Les pas spatial et temporel choisis sont respectivement  $dx=0.1\text{cm}$  et  $dt=0.001\text{s}$ . Les courbes en bleu représentent la solution analytique (équations 5.5) et les courbes en rouge représentent la solution donnée par la méthode TLM. On constate bien que les courbes analytiques et numériques sont identiques et pratiquement superposées. Une légère différence apparaît pour les derniers nœuds de la figure (d) et c'est tout à fait logique puisque la solution analytique suppose que la barre est semi infinie alors que dans la solution numérique nous avons considéré une barre finie de 20 cm parfaitement isolée. cela implique que les impulsions de chaleur qui arrive au dernier nœud retournent complètement dans la barre ce qui n'est pas le cas pour la solution analytique.

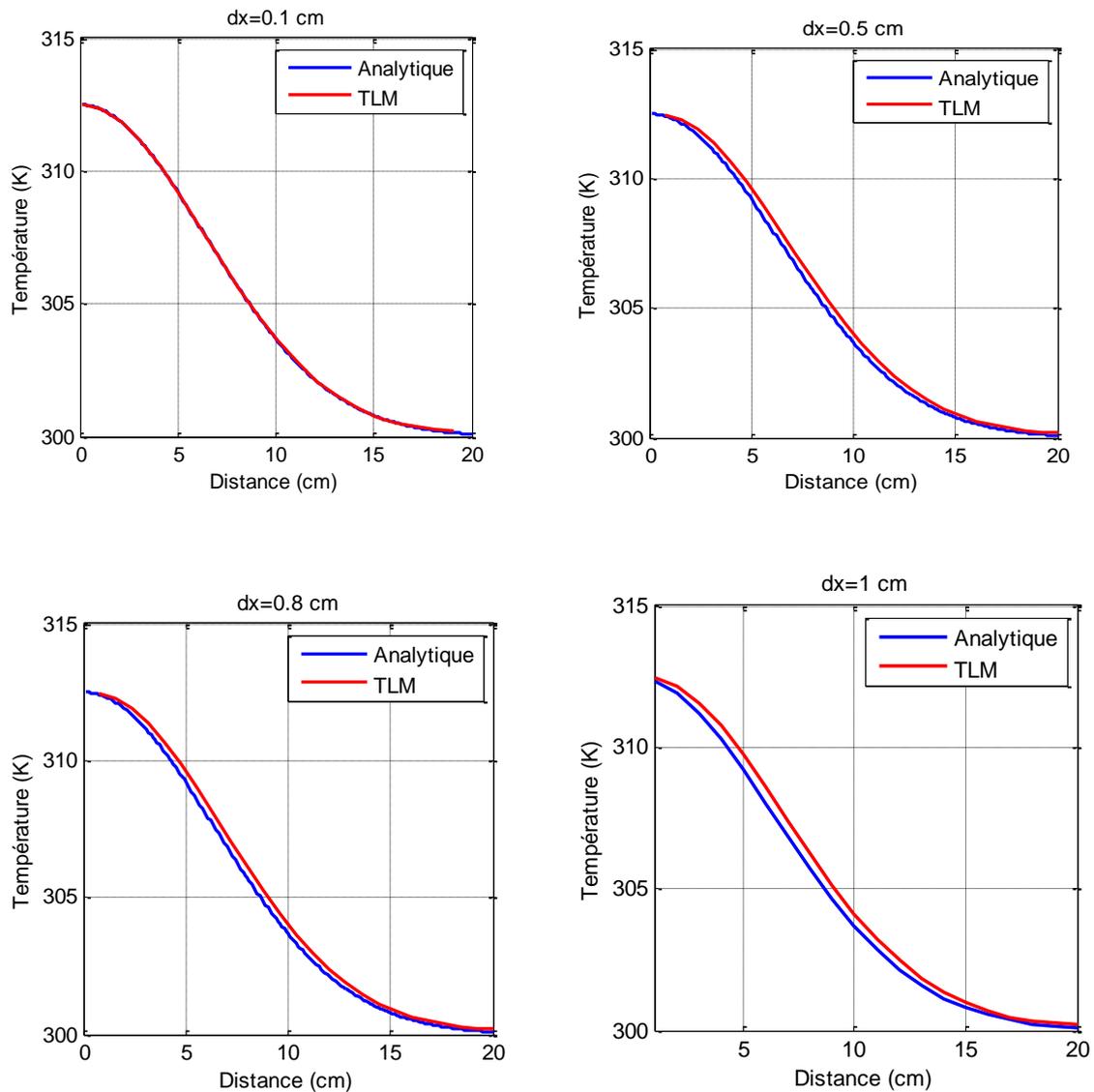
### 5.2.3 Choix des pas spatial et temporel :

Si on veut que l'équation différentielle de la conduction de chaleur soit modélisée par un circuit d'une ligne de transmission, deux conditions doivent être satisfaites :

- $dx \longrightarrow 0$
- $L_d C_d \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \ll R_d C_d \frac{\partial T}{\partial t}$

1- En théorie, la longueur du nœud  $dx$  doit être infiniment petite, chose qui n'est pas réalisable dans la pratique vu le temps important de la simulation. L'erreur due à l'utilisation d'un nombre de nœuds fini a été étudiée, figure (5.3).

En prenant  $dx$  égal à 0.1 cm divisant ainsi la barre de 20 cm en 200 nœuds et  $dt$  égal à 0.01s pour un temps de 10s ce qui donne un nombre d'itérations égal à 1000. Les résultats obtenus étaient très proches des résultats analytiques et l'erreur s'approche de 0%. Ensuite, nous avons augmenté le pas spatial  $dx$  progressivement jusqu'à 1cm, ce qui a réduit le nombre de nœuds à 20, les résultats sont restés pratiquement inchangés et l'erreur est de l'ordre de 2%. Nous pouvons ainsi avancé que la méthode TLM donne de bons résultats même si le pas spatial est un peu large. Il faut noter que pour toutes les valeurs de  $dx$  utilisées, le nombre d'itérations est pris supérieur au nombre total de nœuds pour permettre la distribution de la température à travers toute la barre.



**Figure 5. 3:** Influence du pas spatial sur les résultats TLM.

2- L'équation de diffusion de la chaleur est réellement modélisée par un circuit d'une ligne de transmission si et seulement si le deuxième terme différentiel du second membre de l'équation (4.10 du chapitre IV rappelée ci-dessous) est négligeable devant le premier terme différentiel.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = R_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t} + L_d \cdot C_d \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}$$

Autrement dit, il faut que :

$$\frac{L}{R} \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \ll 1$$

## Chapitre V: Application de la méthode TLM à la diffusion thermique dans les composants semi-conducteurs grand gap

---

Comme la résistance est constante pour un nœud choisit, si on arrive à diminuer l'inductance, la condition précédente sera respectée, En effet, la vitesse de propagation le long de la ligne est donnée par:

$$v = \frac{1}{(L_d C_d)^{1/2}} = \frac{dx}{dt} \quad 5.7$$

Donc :  $\frac{1}{L_d C_d} = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2$

Soit :  $L_d = \left(\frac{dt}{dx}\right)^2 \cdot \frac{1}{C_d}$

Comme  $L(x) = L_d \cdot dx$

et  $C(x) = C_d \cdot dx$

alors l'inductance totale au nœud (x) est donnée par :

$$L(x) = \frac{dt^2}{C(x)} \quad 5.8$$

En effet, pour une valeur fixe de la capacité  $C(x)$ , (un volume fixe du nœud), l'erreur due à l'inductance d'un nœud est proportionnelle au carré du pas temporel  $dt$  utilisé dans le programme TLM. Quoique la technique TLM soit inconditionnellement stable pour n'importe quel pas temporel, une limite supérieure de  $dt$  est imposée dans le cas de diffusion afin que l'erreur soit suffisamment petite et l'approximation donnée par l'équation (4.15 du chapitre IV) soit acceptable. Donc il suffit de choisir le pas temporel  $dt$  de telle manière que la valeur de l'inductance soit la plus petite possible tout en veillant à ce que le temps de calcul reste raisonnable.

Un exemple montrant l'importance de ce point est illustré sur la figure (5.4) qui représente la diffusion de la température à travers une barre de carbure de silicium, dix secondes après l'application de l'impulsion de chaleur à l'extrémité gauche de la barre,  $dx$  étant pris égal à 0.1cm

On remarque bien qu'avec un pas temporel important, l'erreur due au deuxième terme différentiel est significative. Quand  $dt$  diminue, l'erreur devient négligeable et la courbe obtenue par la méthode TLM devient confondue avec la courbe donnée par la méthode analytique.

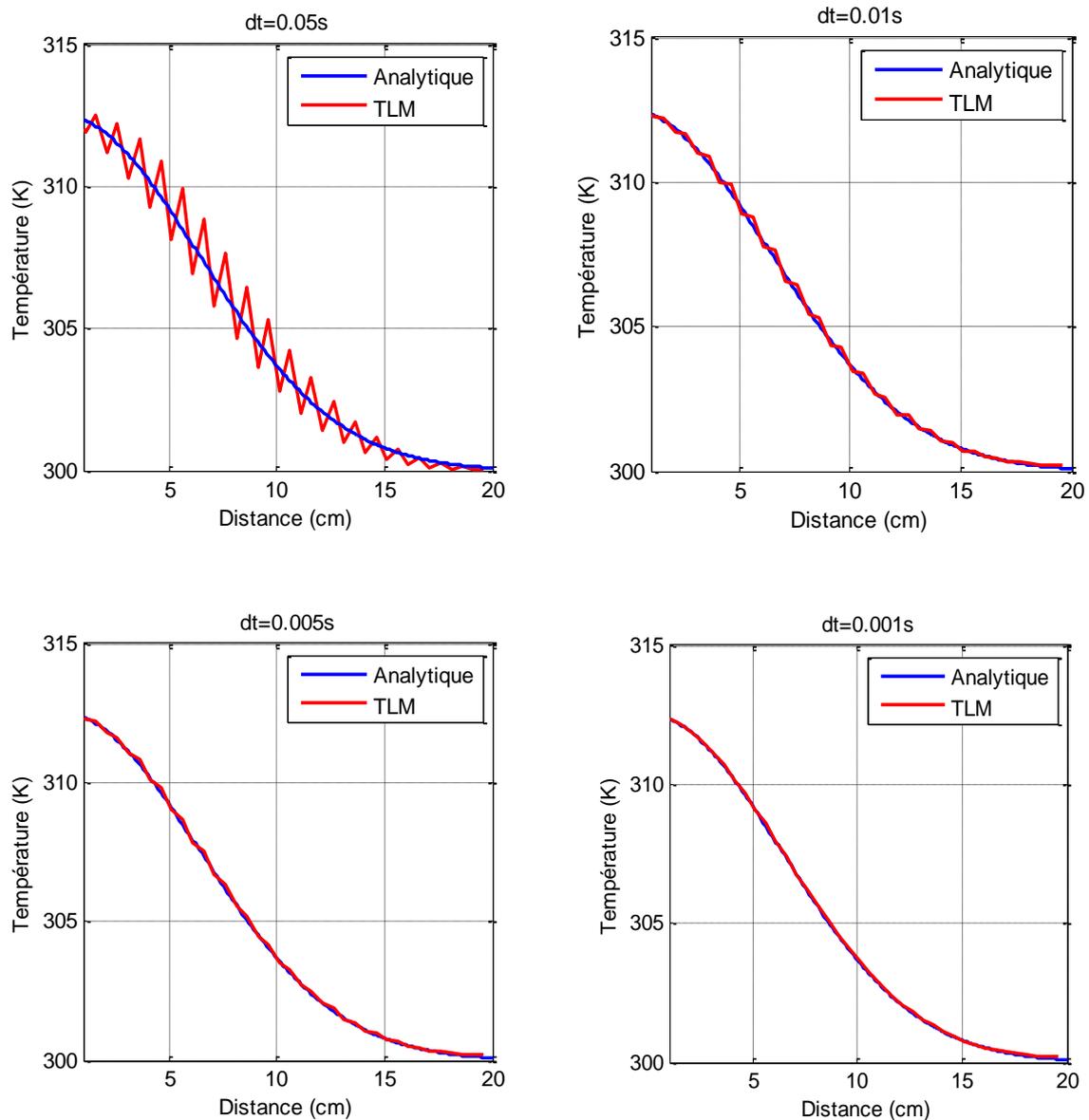


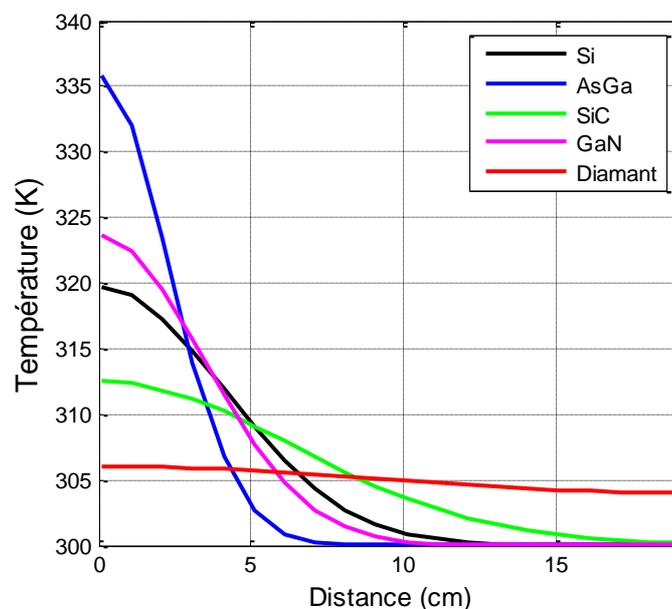
Figure 5.4: influence du pas temporel sur les résultats TLM

### 5.2.4 Diffusion thermique dans différents matériaux semi conducteurs

La figure (5.5) donne la diffusion de la température à travers une barre de semi-conducteur de 20 cm de longueur après 10 secondes après avoir injecté à son extrémité gauche une impulsion de chaleur de 100W. L'étude a été effectuée pour l'arséniure de Gallium, le carbure de silicium, le nitrure de gallium et le diamant. Les pas spatial et temporel choisis sont pris égaux respectivement à 0.1cm et 0.001s. Le tableau (5.1) regroupe les données physiques des matériaux utilisés dans le calcul numérique.

**Tableau 5.1** : Propriétés physiques des matériaux AsGa, SiC, GaN et Diamant

	Conductivité thermique $K_t$ (W/°C/cm)	Chaleur spécifique $C_p$ (J/°Cg )	Densité $\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
AsGa	0.46	0.35	5.32
4H-SiC	4.5	0.69	3.2
GaN	1.3	0.37	6.15
Diamant	20	0.62	3.52



**Figure 5. 5:** Diffusion de la température dans une barre de semi-conducteur pour différents matériaux après injection d'une impulsion de chaleur à son extrémité gauche.

La figure (5.5) montre bien que pour l'arséniure de galium la diffusion de la température ne dépasse pas le neuvième nœud (milieu de la barre) et reste importante au niveau du premier nœud. Sa valeur en ce point est de l'ordre de 335.9 K. Pour les semi conducteurs à grand gap et surtout pour le Carbure de silicium et le diamant, la chaleur injectée atteint les derniers nœuds de la barre et la température au niveau du premier nœud descend jusqu'à la valeur de 312.5 K pour le SiC et 306 K pour le diamant.

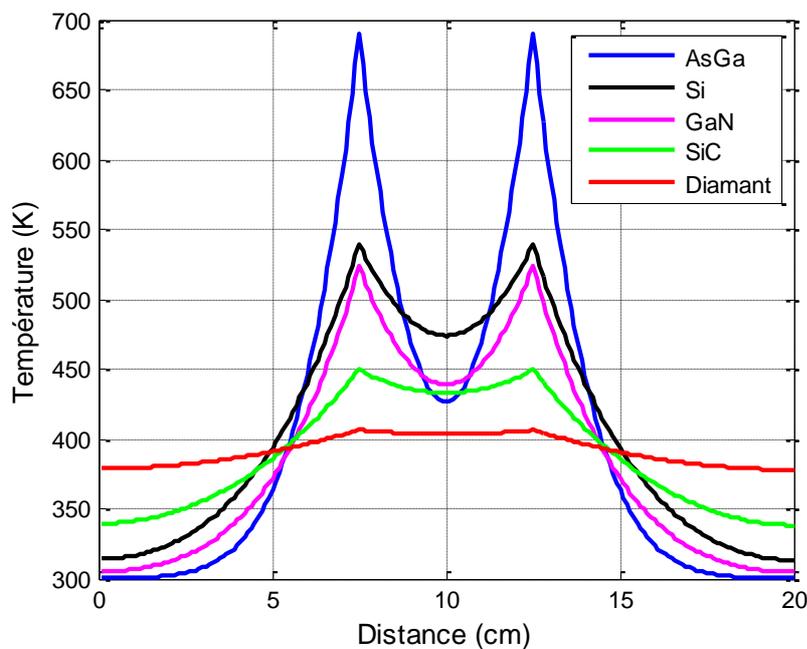
#### 5.2.4.1 Cas d'une barre avec sources de chaleur internes :

Nous considérons toujours la même barre et nous supposons qu'elle contient deux sources de génération de chaleur comme c'est le cas des composants électroniques. Nous avons considéré deux cas de figure :

- Sources éloignées
- Sources proches l'une de l'autre

**1<sup>er</sup> cas :** l'espacement entre les deux sources est de 5cm, chaque source génère une puissance égale à 2 W. Les résultats TLM sont représentés par la figure (5.6).

**2<sup>ème</sup> cas :** l'espacement entre les deux sources est de 1cm, chaque source génère une puissance égale à 2 W. Les résultats TLM sont représentés par la figure (5.7).



**Figure 5. 6:** distribution de la température à travers une barre de semi-conducteur contenant deux sources de chaleur espacées de 5 cm

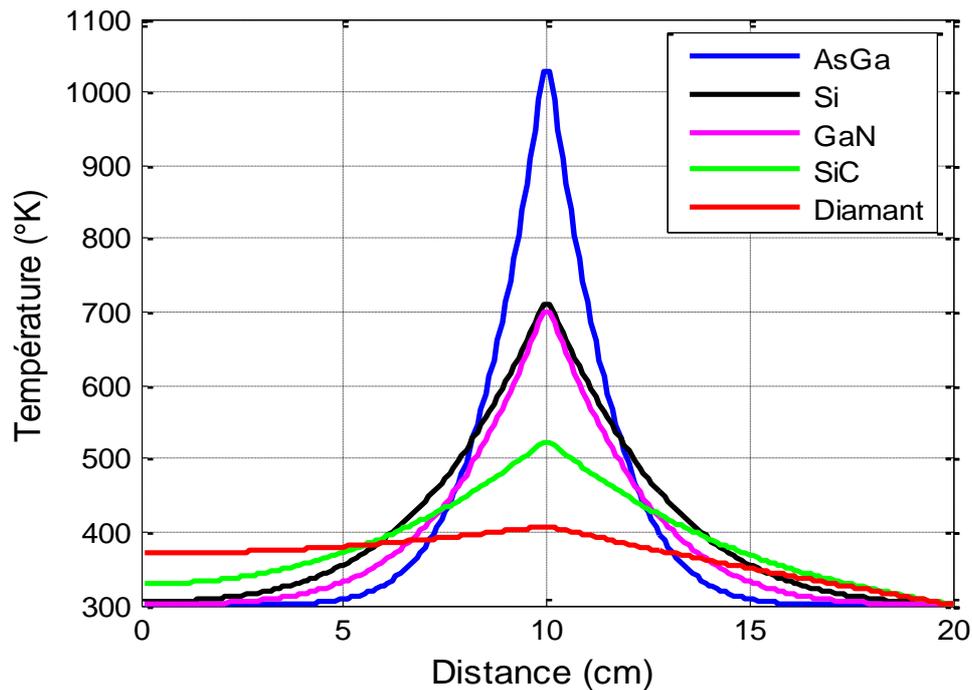


Figure 5. 7: distribution de la température à travers une barre de semi-conducteur contenant deux sources de chaleur pour un espacement de 1 cm

Le tableau (5.2) donne les températures maximales dans les deux cas précédents.

Tableau 5.2 : Valeurs maximales des températures le long de la barre pour les différents semi-conducteurs avec des espacements de 1 et 5 cm entre les sources génératrices de puissance

Matériau	AsGa	Si	GaN	4H-SiC	Diamant
Température maximale (K) Espacement 1cm	1029	709.7	698.8	522.3	424.2
Température maximale (K) Espacement 5cm	689.8	539	523.5	449.4	406.6

D'après le tableau (5.2), et pour une puissance qui reste faible (2W), on remarque que les températures des points chauds pour le silicium et le l'arséniure de galium sont soit au-dessus, soit très proches de leurs valeurs maximales acceptées (573K), alors que celles des semi-conducteurs à grand gap sont largement au-dessous de leurs valeurs maximales tolérées (tableau1.1).

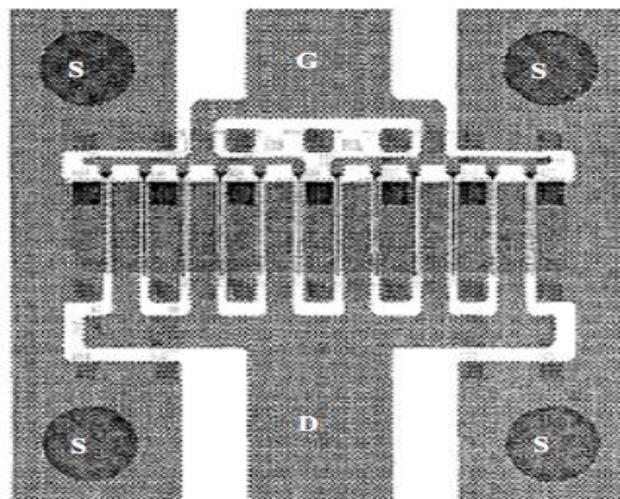
## 5.3 Modélisation TLM de l'auto-échauffement des transistors 4H-SiC MESFET multi-grilles

### 5.3.1. Introduction

La maturité actuelle des transistors à effet de champs permet aux concepteurs de

réaliser des circuits intégrés fortement optimisés. Toutefois, cette augmentation des critères d'optimisation (en gain, en puissance, en rendement,...) impose de considérer des modèles très précis, incluant les différents effets limitatifs existant au sein des transistors. Parmi eux, on retrouve les effets thermiques qui peuvent affecter les caractéristiques statiques du composant. Ils peuvent aussi induire des variations dynamiques lentes. L'état thermique du composant dépend de la température ambiante et de l'auto-échauffement.

Notre étude portera sur les transistors 4H-SiC MESFETs multi-doigts particulièrement dédiés aux applications en puissance, figure (5.8). La prise en compte des effets thermiques s'avère indispensable lors de la phase de conception. En effet, à fort niveau de puissance, l'auto-échauffement des transistors devient important. Ce phénomène entraîne une diminution de la mobilité des porteurs et donc une dégradation des performances du composant. Ceci se traduit par une décroissance du courant  $I_{ds}$  lorsque la tension  $V_{ds}$  augmente [17], ce qui a pour conséquence une chute de la transconductance de sortie et du gain.



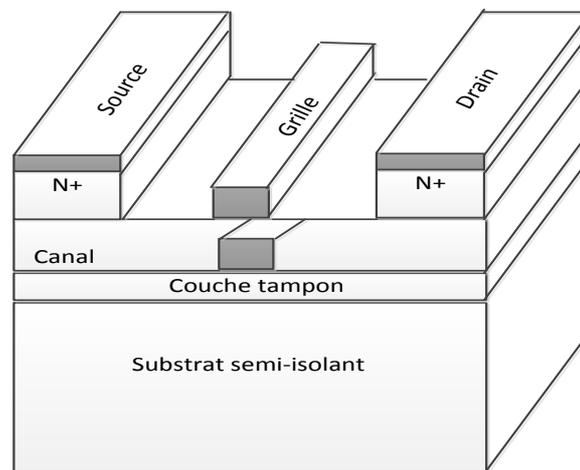
**Figure 5. 8:** Transistor 4H-SiC MESFET multi-doigts de grille [16]

Une théorie thermodynamique rigoureuse sur la génération de chaleur dans les composants à semi-conducteurs a été développée par Wachutka [19]. D'après cette théorie, la génération de chaleur dans les Transistors à effet de champs est due principalement à l'effet Joule et est égale à la puissance électrique dissipée.

Dans cette partie nous essayerons de déterminer l'élévation de la température due à l'auto-échauffement en tout point d'un transistor 4H-SiC MESFET multi-doigts tout en suggérant des moyens permettant de minimiser cet échauffement.

### 5.3.2 Description du dispositif

La structure schématique du MESFET étudié est illustrée par la figure (5.9). En partant du bas de la figure, il apparaît tout d'abord un substrat semi-isolant en Carbure de Silicium. Sur ce substrat, une fine couche active dopée N forme la région active (le canal). Une couche tampon faiblement dopée est insérée entre la couche active et le substrat afin d'éviter la migration d'ions du substrat vers le canal. Deux zones fortement dopées  $N^+$ , l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont rajoutées à la structure, elles permettent de réduire les résistances de contact. Pour fournir un accès au circuit externe, trois autres contacts sont réalisés, les deux extrêmes de nature ohmique et forment les électrodes de source et de drain, celui du milieu est de type Schottky et forme l'électrode de grille.



*Figure 5.9:* coupe d'un transistor 4H-SiC MESFET mono grille

### 5.3.3 Génération de chaleur dans le 4H-SiC MESFET

La figure (5.10) montre un schéma du mécanisme de génération de chaleur dans des MESFET 4H-SiC. Lorsqu'une tension est appliquée entre le drain et la source, les électrons sont accélérés par le champ électrique appliqué et peuvent devenir très énergétiques. La génération de chaleur dans ces dispositifs se produit en raison des collisions entre les électrons et le réseau dans une partie restreinte du canal sous la grille [15]. Ainsi, le réseau gagne de l'énergie à partir des électrons qui font augmenter la température du réseau dans le canal du transistor, ce qui peut considérablement aggraver les caractéristiques tension-courant en raison de la réduction des paramètres du dispositif. Notre objectif, est d'étudier les aspects de la conception physique du composant qui peuvent influencer sur l'élévation de la

température et le développement des points chauds causés par cette génération de chaleur interne.

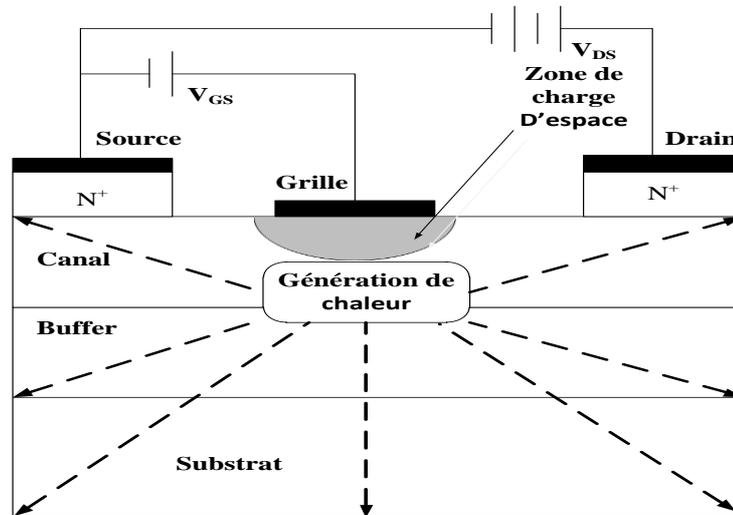


Figure 5. 10: schéma de principe pour la génération de chaleur dans un transistor 4H-SiC MESFET

## 5.4 Résultats et interprétations

### 5.4.1 Validation des résultats

Pour appliquer la méthode TLM, la figure (5.11) représentant un transistor 4H-SiC MESFET à double doigts de grille a été discrétisée en petits nœuds de dimensions  $dx, dy, dz$  ce qui a donné  $n_x$  nœuds selon la direction  $ox$ ,  $n_y$  nœuds selon la direction  $oy$  et  $n_z$  nœuds selon la direction  $oz$ . La surface basse du substrat a été considérée comme un court-circuit puisque elle est reliée à un radiateur. Toutes les autres surfaces sont considérées comme adiabatiques.

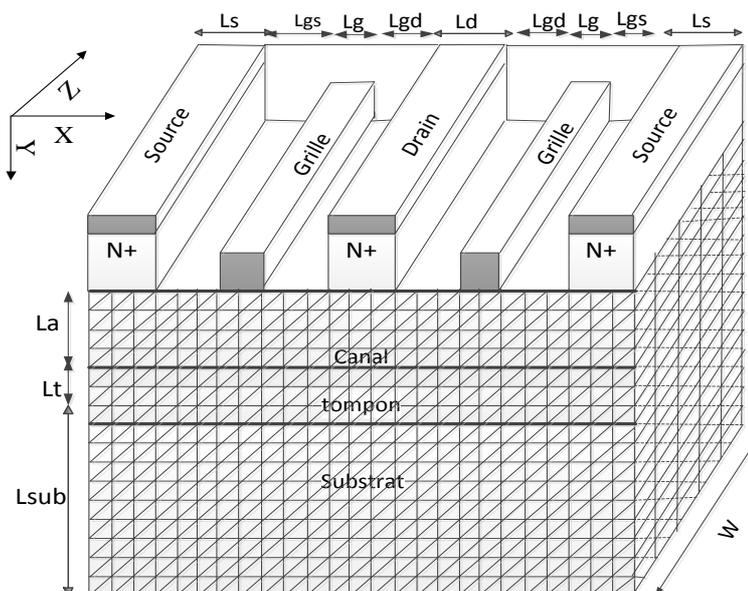
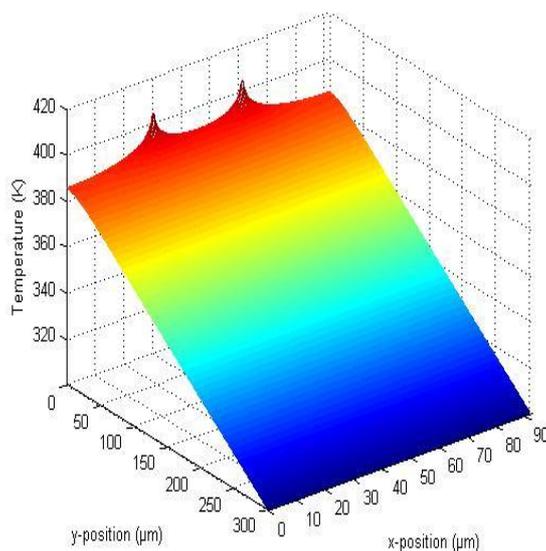


Figure 5. 11: maillage d'un transistor 4H-SiC MESFET double grille

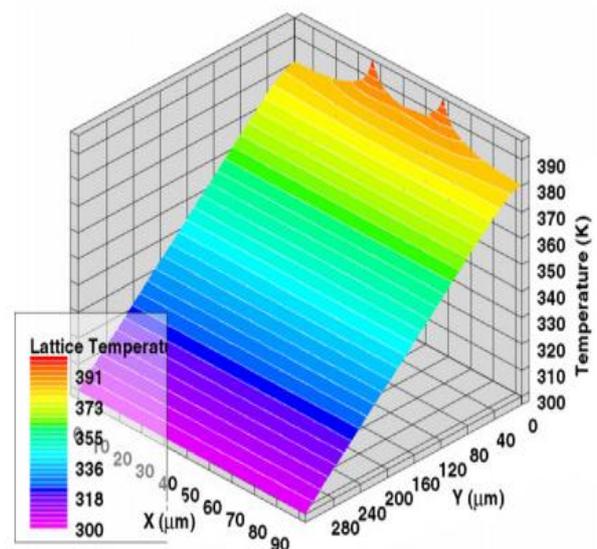
Les principales dimensions géométriques utilisées dans la simulation sont :

- $L_{\text{Sub}}$  : épaisseur du substrat =  $300\mu\text{m}$
- $L_t$  : épaisseur de la couche tampon  $0.5\mu\text{m}$
- $L_a$  : épaisseur de la couche active  $1\mu\text{m}$
- $L_s$  : épaisseur de la source  $5\mu\text{m}$
- $L_d$  : épaisseur du drain  $5\mu\text{m}$
- $L_{\text{gs}}$  : épaisseur entre la grille et la source  $25\mu\text{m}$
- $L_g$  : longueur de grille  $1.2\mu\text{m}$
- $L_{\text{gd}}$  : épaisseur entre la grille et le drain  $25\mu\text{m}$
- $W$  : largeur de la grille  $150\mu\text{m}$
- $dt$  : le pas temporel =  $10^{-8}\text{ s}$ .
- $dl$  : le pas spatial  $0.1\mu\text{m}$ . ( $dl=dx=dy=dz$ )

La figure (5.12) montre les résultats de la distribution de la température dans un transistor 4H-SiC MESFET double grille avec un espacement entre les grilles de  $30\mu\text{m}$  et pour un point de fonctionnement  $I_{\text{ds}} = 190\text{ mA mm}^{-1}$  et  $V_{\text{ds}} = 20\text{ V}$ , correspondant à une dissipation de puissance  $P=3,8\text{ W/mm}$ .



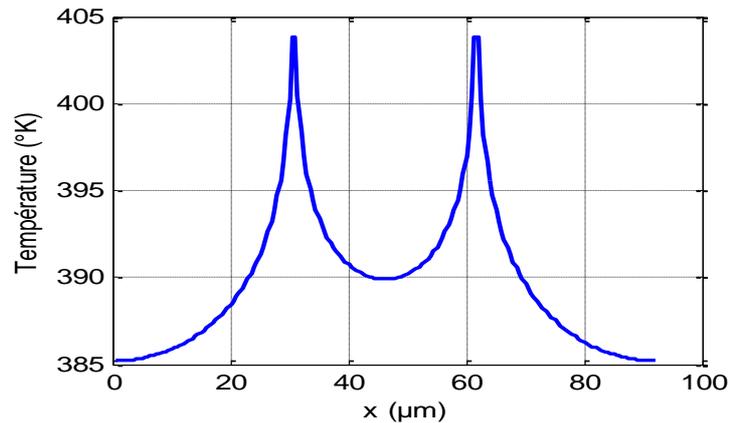
(a) TLM



(b) Atlas Silvaco [3]

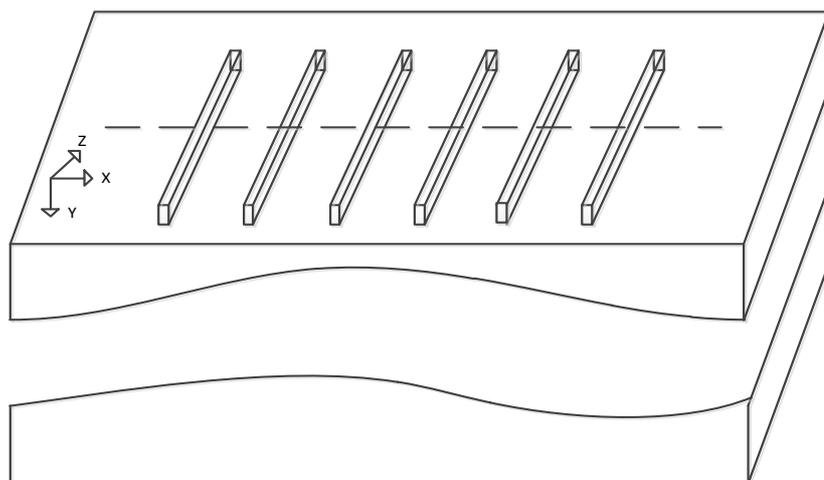
**Figure 5. 12:** Distribution de la température dans un transistor 4H-SiC MESFET pour une puissance dissipée de  $3.8\text{ W/mm}$

La figure (5.12.a) représente les résultats TLM tandis que la figure (5.12.b) représente les résultats donnés par le logiciel SILVACO ATLAS réalisé par X.DENG et al. [3]. On remarque bien que les résultats sont en bon accord. La température maximale obtenue pour le point chaud est de l'ordre de 404 K. La variation de la température dans la région active est d'environ 14K et les points chauds sont clairement visibles sous les grilles comme le montre la figure (5.13) :



**Figure 5. 13:** Distribution de la température le long de la surface supérieure d'un transistor 4H-SiC MESFET à deux doigts de grille.

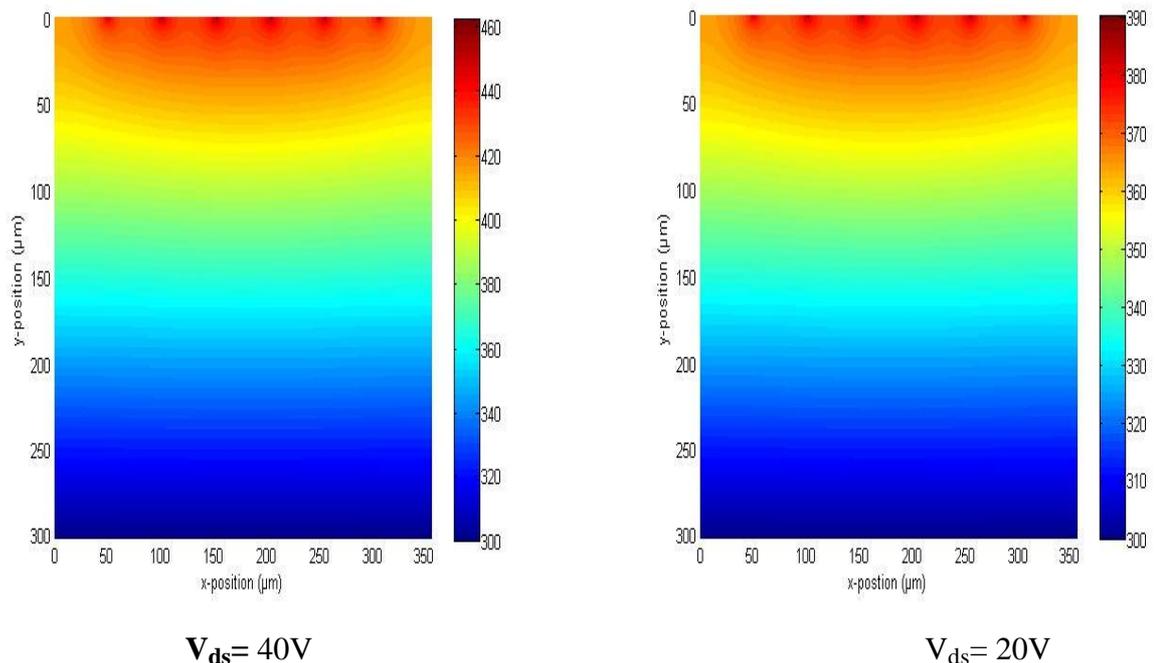
Nous avons ensuite réalisé une deuxième simulation, cette fois ci avec un transistor SiC-MESFET à six doigts de grille dont le diagramme schématique est illustré par la figure (5.14). L'espacement entre les doigts est de 50 μm et le substrat semi- isolant est de 300 μm d'épaisseur. Chaque doigt a une longueur de 1.2 μm et une largeur de 150 μm. Deux tensions Vds de 20 et 40V ont été appliquées pour un courant de 1.9 mA.



**Figure 5. 14:** Diagramme schématique d'un SiC MESFET à six doigts de grille

La figure (5.15) montre dans le plan xy les résultats de la simulation de la distribution de la température à travers ce transistor. Les températures maximales se produisent sous

chaque doigt de grille légèrement décentré et décalé légèrement vers le drain. Les températures se diffusent ensuite vers le dissipateur de chaleur placé à l'arrière du dispositif.



**Figure 5. 15:** Distribution de la température dans un MESFET 4H-SiC à six doigts de grille espacés de 50 $\mu$ m.

La figure (5.16) trace les températures, en régime permanent, de la ligne la plus haute des nœuds situés juste sous les grilles d'un MESFET 4H-SiC à 6 doigts. La différence de température entre chaque maximum et le minimum locale voisin entre les doigts est environ 17K pour  $V_{ds}=20V$  et de 28K pour  $V_{ds}=40V$ . Les températures maximales listées dans le tableau (5.1) sont comparées avec les valeurs prédites de manière analytique par X.DENG et al. [3]. Là aussi les résultats sont en bon accord comme le montre la figure (5.16).

**Tableau 5.3 :** Les températures maximales de chaque doigt pour deux valeurs de  $V_{ds}$ .

doigt	Temperature maximale à $V_{ds}=20V$ (K)	Temperature maximale à $V_{ds}=40V$ (K)
1	387	455
2	389	458
3	390	460
4	390	460
5	389	458
6	387	455

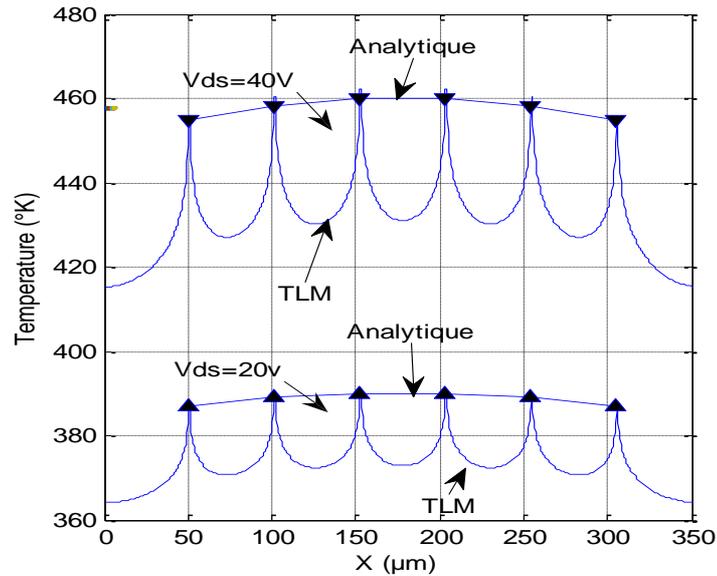


Figure 5.16: Distribution de la température dans le canal d'un MESFET 4H-SiC à six doigts de grille espacés de 50µm.

### 5.4.2 Influence de l'espacement entre les doigts

Le Figure (5.17) montre la variation des maxima de la température du canal en fonction de l'espacement des doigts. Lorsque l'espacement diminue la température augmente. Nous remarquons que quel que soit l'espacement il y a presque une distribution uniforme de la température. Ceci peut conduire à avoir un courant uniforme circulant dans le canal. Cette étude a été faite pour un dispositif à six doigts avec  $V_{gs}=0V$  et  $V_{ds}=20V$  et une épaisseur de substrat de 300µm

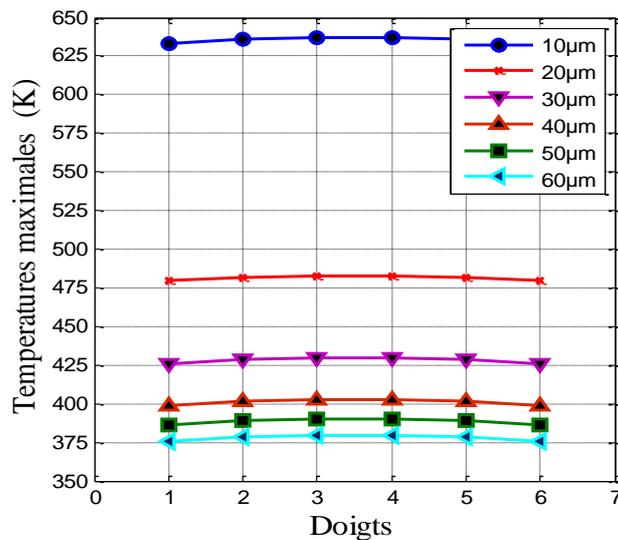
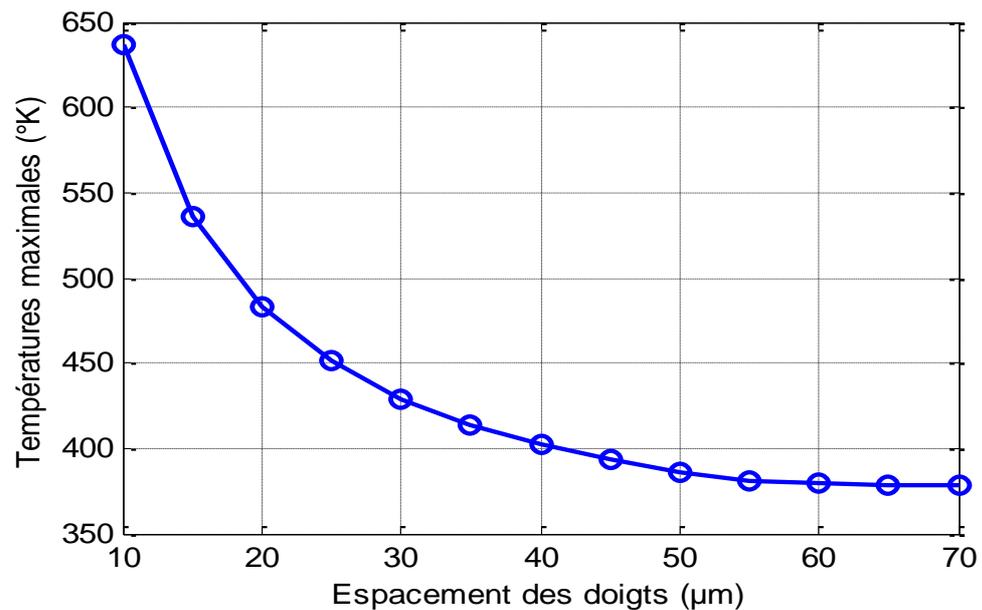


Figure 5.17: Les températures maximales du canal pour différentes valeurs de l'espacement des doigts.

Nous remarquons aussi que les températures maximales chutent par presque 260K à mesure que l'espacement des doigts augmente de 10 à 60 $\mu\text{m}$ . Cependant, la figure (5.18) montre clairement que la température du canal tend vers une constante autour d'un espacement de 60  $\mu\text{m}$ , suggérant ainsi qu'il y ait peu d'avantage thermique en augmentant l'espacement des doigts et par conséquent la taille du dispositif au delà de ces valeurs.



**Figure 5. 18:** Les maximas de température en fonction de l'espacement des doigts.

Les températures maximales sous les grilles 1, 2 et 3 (en comptant à partir du doigt extérieur) sont tracées pour des espacements variant de 10 à 60 $\mu\text{m}$ , figure (5.19). Les trois courbes sont très proches l'une de l'autre, avec une différence de température légèrement supérieure à mesure que l'espacement des doigts augmente. L'agrandissement de la figure montre que la différence entre les températures des points chauds entre les doigts est environ 3 à 4 K entre les doigts 1 et 2 et elle est de 1 à 2 K entre les doigts 2 et 3, pour des espacements de grille de 35 à 50 $\mu\text{m}$ . Les résultats pour les doigts 4,5 et 6 sont identiques.

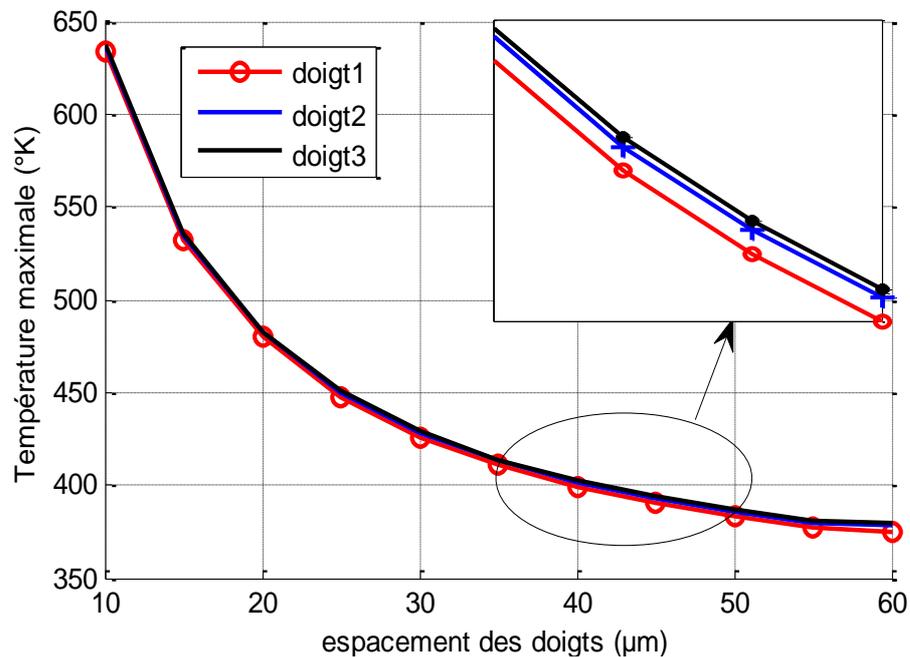


Figure 5. 19: Les températures maximales sous les grilles 1, 2 et 3 pour différentes valeurs de l'espacement des doigts.

### 5.4.3 Effet de l'épaisseur du substrat

La figure (5.20) montre la variation de la température des points chauds autour du troisième doigt du même dispositif en fonction de l'épaisseur du substrat (300μm, 200μm et 100μm) et en fonction de l'espacement. Nous avons maintenu les mêmes conditions que pour les études précédentes ; une polarisation nulle de la grille et 20V pour source-drain.

Les résultats de simulation montrent clairement que la diminution de l'épaisseur de substrat induit une diminution de la température dans le canal du dispositif. De la figure (5.20) et du tableau (5.2), on peut voir que pour l'épaisseur de 300μm, la température des points chauds varie entre 637.1 et 379.1 K lorsque l'espacement des doigts varie de 10 à 60 μm , et entre 528.4 et 356.3 K pour l'épaisseur de 200 μm , alors que pour l'épaisseur de 100μm, la température des points chauds varie juste entre 419.7 et 336.6 K. Cela est cohérent avec le fait que la chaleur est générée de plus en plus près du radiateur quand l'épaisseur de substrat diminue, ainsi cette chaleur est plus facilement évacuée du dispositif.

Cette étude montre que lorsque l'épaisseur du substrat est faible, la chaleur est évacuée rapidement du fait qu'elle est près du radiateur. Par contre lorsque l'épaisseur augmente, la chaleur se propage dans le volume du substrat et reste beaucoup plus longtemps avant d'être évacuée.

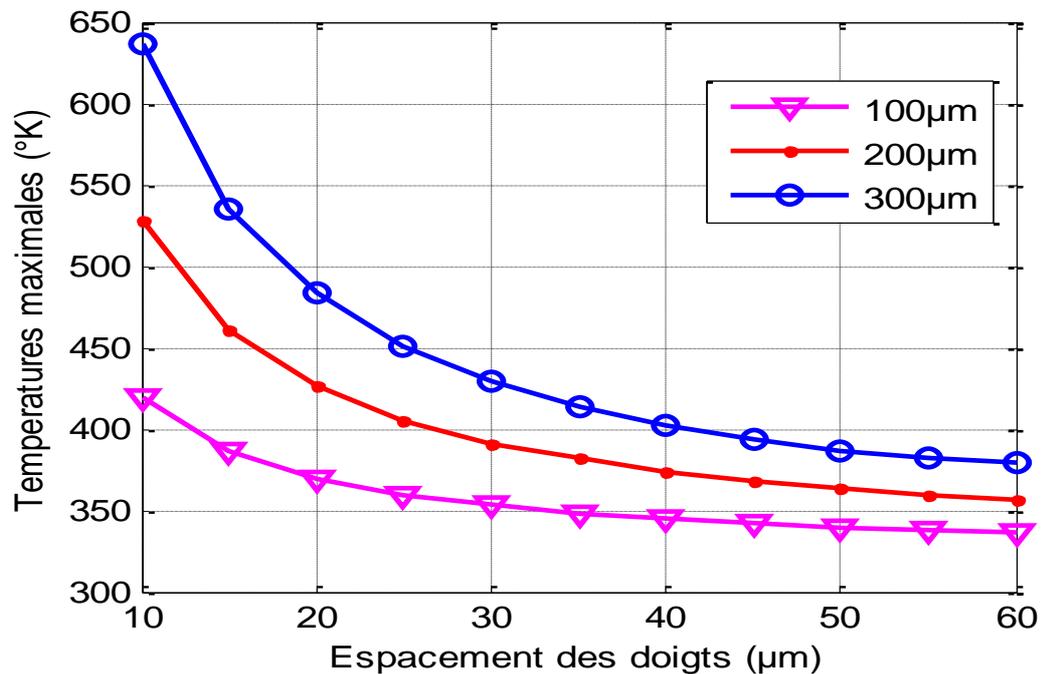


Figure 5. 20 : Distribution de la température le long du canal en fonction de l'espacement des doigts et en fonction de l'épaisseur du substrat

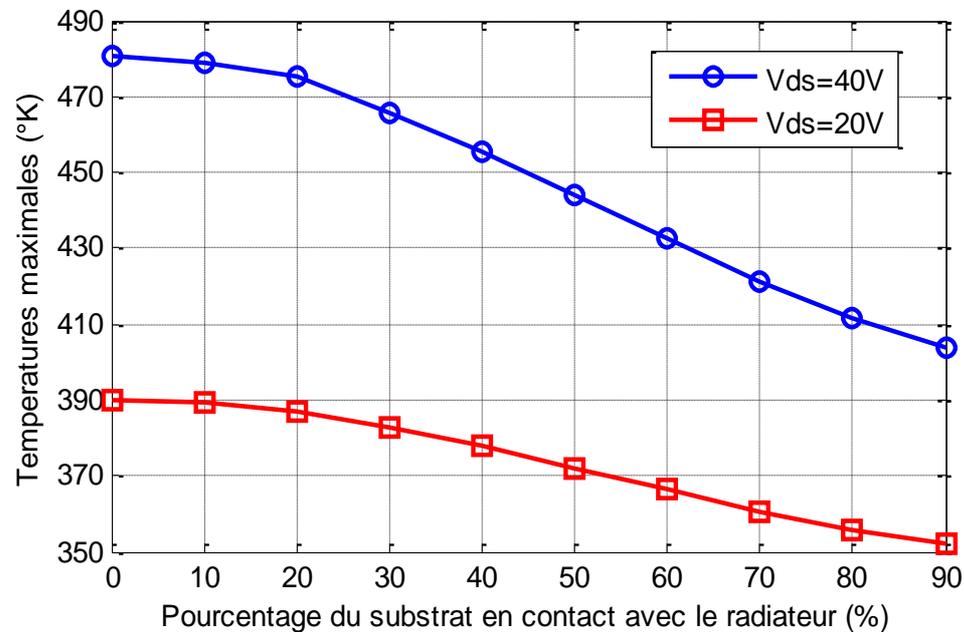
#### 5.4.4 Effet d'un puits de chaleur

La réduction de l'épaisseur du substrat augmente la fragilité des dispositifs. Ainsi, en poursuivant l'étude de l'effet du substrat sur les points chauds au niveau du canal, et en essayant d'évacuer davantage la chaleur générée en gardant une épaisseur donnée de substrat, on peut mettre ce dernier en contact avec un support solide refroidi qui sera pris en compte comme un puits de chaleur à température uniforme. Nous considérons alors un dispositif à six doigts de grille avec un espacement uniforme entre les doigts de 50μm et un substrat de 300μm. Une partie de ce substrat est noyée dans un radiateur à 300 K. Les conditions de simulation sont  $V_{gs} = 0$  avec deux valeurs pour  $V_{ds}$ , 20V et 40V.

Les résultats de simulation sont donnés par la figure (5.21). Ils représentent la température maximale en régime permanent dans le canal par rapport au pourcentage de la surface des côtés du dispositif en contact avec le puits de chaleur. Ce contact partiel du substrat avec le radiateur est nettement bénéfique pour réduire les températures du canal quand les dissipations de puissance sont élevées. La réduction de température est probablement due à une combinaison de deux effets : l'augmentation de la surface du

substrat en contact avec le dissipateur thermique et la mise en contact d'une partie de cette zone avec la région dans laquelle la chaleur est générée.

La qualité et l'architecture du contact, d'une part, le choix des matériaux, d'autre part, sont aussi des éléments déterminants dans l'efficacité du refroidissement.



**Figure 5. 21:** Température maximale dans le canal en régime permanent en fonction du pourcentage de l'épaisseur du substrat en contact avec le dissipateur de chaleur.

### 5.4.5 Régime impulsionnel

La figure (5.22) montre l'augmentation de la température avec le temps pour le point chaud associé au troisième doigt pour différentes valeurs de  $V_{ds}$ . On remarque qu'en régime permanent, les températures augmentent avec  $V_{ds}$ . Cette augmentation de température est beaucoup plus rapide pendant le régime transitoire. Étant donné que la température maximale du canal admissible est de  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$  ( $873\text{K}$ ) [11], la figure (5.23) représente le temps nécessaire pour que la température du point chaud atteigne  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$  en fonction de  $V_{ds}$ . On constate que pour  $V_{ds}=130\text{V}$ , la température de seuil n'est atteinte qu'après  $600\mu\text{s}$  dans le régime transitoire, alors qu'elle est réduite à  $100\mu\text{s}$  pour  $V_{ds}=200\text{V}$ . Ceci implique qu'en fonctionnement pulsé, une impulsion associée à des valeurs supérieures aux valeurs typiques de  $V_{ds}$  peut être tolérée du point de vue thermique tant que la durée d'impulsion est suffisamment courte et tant que l'impulsion n'est pas répétée jusqu'à ce que le composant soit refroidit.

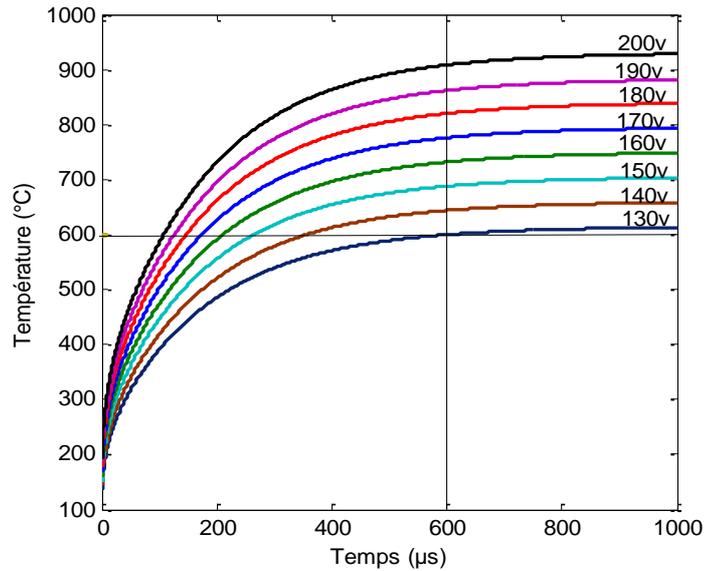


Figure 5.22: Température en régime transitoire du point chaud sous le doigt 3 pour différentes valeurs de Vds

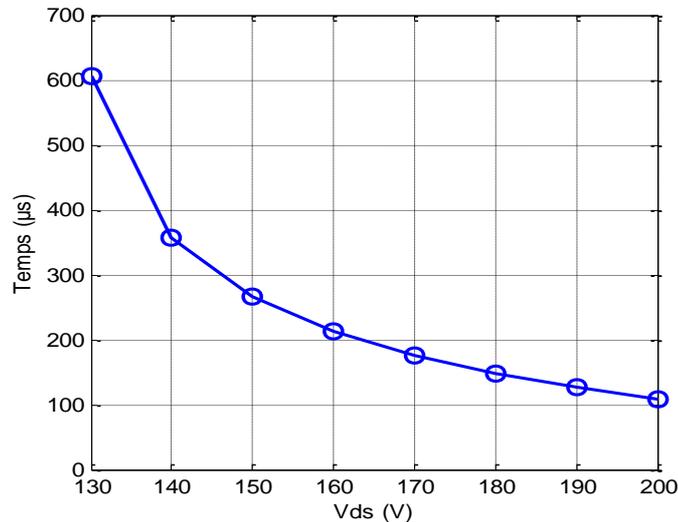


Figure 5. 23: Temps pris par le point chaud associé au troisième doigt pour atteindre 600 °C en fonction de Vds

## 5.5 Conclusion.

Pour assoir le modèle TLM adopté, les résultats de la méthode TLM sont comparés avec ceux de la solution analytique de la diffusion de chaleur dans une barre de semi-conducteur à large bande interdite. Nous avons montré qu'ils sont en bon accord. Ensuite, nous avons considéré une structure beaucoup plus complexe d'un transistor MESFET 4H-SiC avec une grille multi-doigts. Nous avons étudié le comportement thermique de ce composant et suite aux résultats de simulation obtenus, nous avons étudié un certain nombre de paramètres pour minimiser l'auto-échauffement dans un tel composant comme la distance séparant les doigts, la largeur optimale du substrat et le pourcentage de surface du composant qui doit être en contact avec le dissipateur de chaleur.

## Bibliographie

- [1]- **F. DE MONTE**, Transient heat conduction in one-dimensional composite slab. A natural analytic approach , Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 43, pp.3607-3619, 2000.
- [2]- **M.E. LEVINSHTEIN , P.A. IVANOV, T.T. MNATSAKANO ,J.W. PALMOUR, M. K. DAS, B.A. HULL**, “Self-heating and destruction of high-voltage 4H-SiC rectifier diodes under a single short current surge pulse”, Solid-State Electronics Vol 52, pp 1802–1805 , 2008
- [3]- **X. DENG et ALL**, “Electro-thermal analytical model and simulation of the self-heating effects in multi-finger 4H-SiC power MESFETs”, Semicond. Sci. Technol.vol 22, pp 1339–1343 ,2007
- [4]- **HOON JOO NA et ALL**, “4H-SiC Planar MESFET for Microwave Power Device Applications” Journal of semiconductor technology and science, vol.5, no.2, 2005
- [5]- **S.N.CHATTOPADHYAY, P.PANDEY, C.B. OVERTON, S. KRISHNAMOORTHY, S.K. LEONG**, “Simulation of 4H-SiC MESFET for High Power and High Frequency Response”, Journal of semiconductor technology and science, vol.8, no.3, september, 2008
- [6]- **S.P. MURRAY, K.P. ROENKER**, “An analytical model for SiC MESFETs”, Solid-State Electronics, vol 46), pp1495–1505, 2002
- [7]- **KENT BERTILSSON, C. HARRIS, HANS-ERIK NILSSON**, “Calculation of lattice heating in SiC RF power devices”, Solid-State Electronics vol 48, pp 2103–2107, 2004
- [8]- **L.H.LIANG**, “Electrothermal simulation of the self-heating effects in 4H-SiC MESFETs”, Chinese Physics B Vol 17 No 4, 2008
- [9]- **N.J. SONG, J.KIM, C.K. CHOI AND J. BURM**, “Fabrication of 4H-SiC MESFETs on Conducting Substrates and Analysis of Their Premature Breakdown”, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 44, No. 2, pp. 418\_422, 2004,
- [10]- **M.GUYONNET**, « Modélisation Electrothermique Non Linéaire de Transistors de Puissance LDMOS: Application à la Détermination de Règles d’Echelle », Thèse de doctorat, université de Limoges, 2005.
- [11]- **C.Q.JUN**, “A new physics-based self-heating model for 4H-SiC MESFETs”, Chinese Physics B Vol 17 No 12, 2008.
- [12] – **N. DUBUC**, “Modélisation électrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d’une architecture Doherty pour l’amplification de puissance à haut rendement” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [13]- **A. S. ROYET, T. OUISSE, B. CABON, O. NOBLANC, C. ARNODO, AND C. BRYLINSKI** “Self-Heating Effects in Silicon Carbide MESFETs”, IEEE transactions on electron devices, vol. 47, no. 11, 2000

- [14]- **O. NOBLANC , C. ARNODO, C. DUA, E. CHARTIER, C. BRYLINSKI**, “Progress in the use of 4H-SiC semi-insulating wafers for microwave power MESFETs”, Materials Science and Engineering B61–62 339–344,1999
- [15]- **L.HONGLIANG, Y.ZHANG, Y.CHE**, “Physically based model for trapping and self-heating effects in 4H-SiC MESFETs”, Appl. Phys. A vol 91, pp287–290 ,2008
- [16]- **M. KUBALL, S. RAJASINGAM, A. SARUA**, “Self-Heating Effects in Multi-Finger AlGaIn/GaN HFETs”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 743, 2003 Materials Research Society
- [17]- **WEI LIU**, “Electro-Thermal Simulations and Measurements of Silicon Carbide Power Transistors” Thèse de doctorat, Kista Sweden, 2004.
- [18]- **E.BYK**, « Méthodes d'analyses couplées pour la modélisation globale de composants et modules millimétriques de forte puissance », Thèse de doctorat, Université de Limoges,2002.
- [19]- **G.K WACHUTKA**, "Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling" IEEE Transactions on Computer Aided Design, vol.9, n°11, pp.1141-1149, 1990

### Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce mémoire sont une contribution à la modélisation de la diffusion thermique dans les semi-conducteurs à grand gap. Les caractéristiques de ces matériaux décrits en détail dans le premier chapitre de ce manuscrit permettent aux composants électroniques de fonctionner à des températures, des tensions et des fréquences beaucoup plus élevées que ceux fabriqués à partir des matériaux semi-conducteurs classiques.

Une description technologique des composants de puissance à grand gap a été effectuée dans le deuxième chapitre. L'étude a été plus détaillée pour le Transistor 4H-SiC MESFET en carbure de silicium puisque nous l'avons choisi pour modéliser l'auto-échauffement dans le cinquième chapitre. C'est la raison pour laquelle nous avons réalisé une étude concernant les effets thermiques qui peuvent diminuer les performances statiques et hyperfréquences de ce transistor. Nous avons ensuite effectué une étude théorique de la méthode TLM dédiée aux phénomènes de diffusion avant de l'appliquer pour modéliser la diffusion thermique dans ces matériaux

La première partie des simulations a permis de comparer les résultats de la méthode TLM avec ceux de la solution analytique de la diffusion de chaleur dans une barre de semi-conducteur à large bande interdite. Nous avons montré que l'erreur entre les résultats donnés par la méthode TLM et ceux donnés par la solution analytique tendent vers zéro, il suffit juste de bien choisir le pas spatial et le pas temporel. Nous avons montré ensuite par un certain nombre de simulations que la chaleur se diffuse beaucoup plus rapidement dans les semi-conducteur à grand gap, en particulier le SiC et le diamant, que dans les semi-conducteurs classiques.

Dans la suite des travaux, nous avons pu étudier thermiquement la structure géométrique d'un transistor 4H-SiC MESFET multi-doigts de grille. Nous avons montré que l'augmentation de l'espacement entre les doigts provoque une réduction spectaculaire des températures des points chauds en régime permanent, l'effet commence à se stabiliser pour un espacement de 60 à 70 $\mu\text{m}$  pour la géométrie considérée. De même, nous avons aussi montré que les températures des points chauds diminuent lorsque l'épaisseur du substrat diminue. Ces chutes sont plus importantes lorsque l'espacement entre les doigts est faible. Comme la question de la robustesse limite le degré d'utilisation d'un substrat mince, nous

avons envisagé la possibilité de mettre une bonne partie du dispositif en contact avec un dissipateur de chaleur. Ceci a également permis de fournir des réductions significatives de température. L'étude du régime transitoire pour lequel les points chauds atteignent leur température finale a montré que pour des tensions qui produisent des points chauds stables dont les températures supérieures à la température de seuil de 600 °C, il était encore possible de fonctionner sous ces tensions pour des durées d'impulsions supérieures pourvu que les impulsions soient suffisamment espacées dans le temps pour être thermiquement indépendantes. Dans ce contexte, nous pouvons dire que le modèle TLM peut être utilisé avec des impulsions plus ou moins larges pour la simulation du régime permanent, sans perte de stabilité, ainsi qu'avec une courte période de temps lorsque la résolution et la précision en régime transitoire sont nécessaires.

### **Perspectives.**

Ce travail ouvre plusieurs perspectives d'études complémentaires :

- Etudier d'autres composants à base de GaN ou de Diamant
- Remplacer le modèle thermique par un modèle électrothermique.
- Modélisation de la diffusion des porteurs de charge dans les semi-conducteurs à grand gap.
- Modélisation des pièges qui influent elles aussi sur les caractéristiques du transistor.