

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
People's Democratic Republic of Algeria

Abdelhamid Ibn Badis University of Mostaganem

Faculté de Technologie

Département de Génie Électrique



N° d'Ordre : D/2019



THESE

Présenté pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTORAT EN SCIENCES

SPECIALITE : ELECTRONIQUE

Par

M^r BELKACEMI Karim

Thème

Modélisation et Management Thermique des modules de puissance

RF et fiabilité des circuits électroniques par la méthode TLM

Soutenu devant le jury composé de :

M ^r BOUKORTT Abdelkader	Président	Professeur (Univ. Mostaganem)
M ^r MESKINE Said	Examineur	MCA (Univ. Mostaganem)
M ^r BOUDJEMAI Abdelmajid	Examineur	MRA (CDS-ASAL d'Oran)
M ^{me} HOCINE Rachida	Encadreur	Pr (Univ. USTO MB Oran)

Année Universitaire 2018-2019

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier notre DIEU le tout puissant de m'avoir donné le courage, ainsi que toutes les personnes qui ont aidés à l'élaboration de cette modeste étude.

*Mon encadreur et professeur Madame **Hocine Rachida** ses bons conseils et ses très bonnes orientations*

J'adresse mes remerciements les plus respectueux aux membres de jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

*Je remercie en premier lieu le Professeur **A. Boukortt** en tant que président du jury et infiniment Messieurs **A. Boudjemai** et **S. Meskine** comme examinateurs de ce travail.*

Ma reconnaissance va à ceux qui ont plus particulièrement assuré le soutien moral de ce travail doctoral.

Dédicaces

A mon défunte ma mère, et à mon honorable père son soutien inconditionnel qui a su faire de moi ce que je suis.

A mes frères et Sœurlette.

A ma chère épouse, à mes trois adorables enfants : M^{ed} Soheib, Yacine et Sérine, pour la peine endurée. Ce travail vous doit beaucoup... Qu'il soit pour vous le témoignage de mon infinie reconnaissance pour ces années de compréhension, de privations et d'efforts communs.

"Je ne perds jamais. Soit je gagne, soit j'apprends"

Nelson Mandela

Résumé

Notre travail s'est orienté dans le cadre d'une recherche de l'effet thermique sur le comportement des composants de puissance à semi-conducteurs car leurs performances et leur fiabilité dépendent directement de leurs températures de fonctionnement.

Les HEMTs en nitrure de gallium GaN sont très prometteurs pour les applications haute puissance à hautes fréquences, et en milieu hostile. En raison de la difficulté à obtenir du GaN massif, plusieurs types de substrat peuvent être utilisés en fonction de la dissipation thermique souhaitée et de l'aspect économique. L'introduction de ce type de composants en large domaine de l'électronique en général, nécessite une amélioration de leurs fiabilités et une bonne compréhension de leurs mécanismes de dégradation. Malgré les performances intéressantes du transistor HEMT, ce transistor en particulier pour les applications de puissance est soumis à l'auto-échauffement dû à l'effet Joule. Cet effet est responsable de la dégradation des propriétés de transport des matériaux et donc de la dégradation de ses performances et même entrainer sa destruction. Il est donc nécessaire de prendre en compte la dissipation thermique et son influence sur l'ensemble des paramètres du composant.

Le travail de cette thèse a débuté par la mise en place des différentes étapes nécessaires pour analyser les dysfonctionnements d'un HEMT AlGa_N/Ga_N, et ainsi optimiser les causes de défaillance de ces structures. L'étude des phénomènes thermiques dans ce genre de transistors est primordiale. Dans cette optique, nous avons engagé des travaux sur l'effet thermique des modules RF à base d'AlGa_N/Ga_N HEMT comme modèle, pour cela connaître le principe physique et technologique de ce composant est très important pour détecter les régions chaudes

Le choix des méthodes de modélisation se pose sur la méthode analytique et la méthode TLM car il existe une équivalence entre l'équation de diffusion et l'équation d'une ligne de transmission et que par conséquent le phénomène de diffusion de chaleur n'est que la propagation d'une impulsion dans un réseau de lignes de transmission. L'application de la méthode TLM à la modélisation de la diffusion thermique aussi bien pour le cas unidimensionnel que tridimensionnel, montrent que les résultats numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Ce test positif nous permet d'élargir le champ d'application de la méthode TLM à l'étude thermique au composant AlGa_N/Ga_N HEMT à un doigt ou multi-doigts. Les résultats montrent clairement que le dispositif AlGa_N/Ga_N HEMT est capable de générer une quantité considérable de chaleur qui doit être dissipée très rapidement pour réduire l'effet de couplage thermique et augmenter la durée de vie du dispositif.

Mots clés: *Semi-conducteurs, grand gap, fiabilité, SiC, AlGa_N/Ga_N HEMT, SSPA, auto-échauffement, Méthode TLM, point chauds, Management thermique.*

Abstract

Our research work focused on behavior thermal effect of semiconductor power components and their failures because their performance and reliability depend directly on their operating temperatures.

Gallium Nitride GaN HEMTs are very promising for high-power high-frequency applications and hostile environments. Due to the difficulty of obtaining solid GaN, several types of substrate can be used depending on the desired heat dissipation and economics profiles. The introduction of this type of wide field of electronic components requires improving their reliability and a good understanding of their mechanisms of degradation. Despite the interesting performance of the HEMT transistor, this transistor in power applications is subject to self-heating due to the Joule effect. This effect causes degradation of the transport properties of materials and its performances and even lead to its destruction. It is therefore necessary to take into account the heat dissipation and its influence on all the parameters of the component.

The work of this thesis began with the implementation of the various steps necessary to analyze the malfunctions of AlGaIn/GaN HEMT, and thus optimize the causes of failure of these structures. So, the study of thermal phenomena is essential. We chose the RF modules based on AlGaIn/GaN HEMT as a model. Hence, to know the physical and technological principle of this component is very important to detect hot regions.

The choice of modeling methods is based on the analytical and TLM methods because there is an equivalence between the diffusion equation and the equation of a transmission line and therefore the phenomenon of heat diffusion is as the propagation of a pulse in a network of transmission lines. The application of the TLM method to the thermal diffusion modeling for both the one-dimensional and three-dimensional cases shows that the numerical results are in good agreement with the experimental results. This positive test allows us to extend the scope of the TLM method to the one-finger or multi-finger AlGaIn/GaN HEMT component thermal study. The results show clearly, that the AlGaIn/GaN HEMT device is capable of generating a considerable amount of heat which must be dissipated very rapidly to reduce the thermal coupling effect and increase the life of the device.

Keywords: *Semiconductors, large gap, reliability, SiC, AlGaIn/GaN HEMT, SSPA, self-heating, Method TLM, hot spots, Thermal management.*

ملخص

هذا العمل يندرج في إطار البحث حول تأثير الحرارة على سلوك الاجهزة الالكترونية الشبه الناقلة ذات الطاقة العالية وإخفاقاتها، مع العلم أن الفعالية والموثوقية تعتمد بشكل مباشر على درجة حرارة تشغيلها.

يعتبر " نتريد الغاليوم" GaN حاليا من أكثر متطلبات للتطبيقات الطاقة العالية ذات الترددات العالية في البيئات الصعبة. كما لاحظنا، نظرا لصعوبة الحصول على GaN بشكل مكثف، يمكن استخدام عدة أنواع من البنية التحتية (الأساس) من الناحية الاقتصادية ومن الناحية التبريد الحراري المرغوب. يتطلب إدخال هذه المكونات العنصرية في مجال واسع للتطبيقات الالكترونية بشكل عام بتحسين موثوقيتهم وفهم جيد لآليات تدهور ها. بالرغم من الأداء المثير للاهتمام للترانزستور HEMT، فإنه يتولد خلال تشغيله خاصة في ميدان التطبيقات الطاقة، التسخين الذاتي بسبب تأثير مفعول جول (Joule effect)، هذا التأثير هو المسؤول عن تدهور خصائص النقل للمواد وبالتالي تدهور أداء هذا الترانزستور. هذه الآثار الحرارية يمكن أن تؤدي أيضا إلى تدمير هذا الترانزستور. لذلك من الضروري أن تأخذ في الاعتبار تبديد الحرارة المولدة ومدى تأثيرها على جميع خصائص الترانزستور.

بدأ هذا البحث في تنفيذ الخطوات المختلفة المطلوبة لتحليل خلل في AIGaN/GaN HEMT، وبالتالي تحسين فرص التغلب على المشاكل المتعلقة بالفشل في مكونات لهذه الهياكل. تعتبر دراسة الظواهر الحرارية في هذه الأنواع من الترانزستورات أمرا ضروريا. في هذا البحث، بدأنا العمل بالبحث على التأثير الحراري للوحدات RF المبنية على مكون GaN/AIGaN HEMT كنموذج، لمعرفة فيزياء وتكنولوجيا تلك الوحدات والكشف عن النقاط الساخنة (المناطق الساخنة المحلية داخل هيكل الترانزستور). يتم تحديد هذه الحرارة من خلال حالة او ظروف التشغيل (مبدد الطاقة *heatsink*، والنقاط الساخنة)، من قبل طوبولوجيا التركيب الترانزستور (عدد وطول البوابات، وما بين البوابات) والمواد المستخدمة في التركيب (بما في ذلك الركيزة: الأساس).

في هذه الأطروحة قمنا بطرح طرق لنموذج التأثير الحراري في الاجهزة الإلكترونية باستخدام الطريقة التحليلية وطريقة TLM. فمن الضروري أن يكون نموذجا حراري يمثل أكبر قدر ممكن مع الواقع، لتقدير دقيق لدرجة حرارة الترانزستورات عند التشغيل. ان خطوة بناء النموذج تتطلب معرفة دقيقة ودقيقة للطوبولوجيا الترانزستور المستخدم على غرار تكنولوجيا التكوين والتركيب الترانزستور فضلا عن الخصائص الحرارية من المواد المستخدمة له. لقد أظهرنا أن هناك تكافؤا بين معادلة الانتشار ومعادلة خط النقل وبالتالي فمن الممكن نمذجة ظاهرة انتشار الحرارة عن طريق انتشار نبضة دلنا δ في شبكة من خطوط النقل (العقد). يوضح نتائج طريقة تطبيق TLM إلى نمذجة الانتشار الحراري لكل من احادي الأبعاد وثلاثي الأبعاد أن النتائج متوافقة تماما وجيدة مع النتائج التجريبية. يسمح لنا هذا الاختبار التطبيقي الإيجابي بتوسيع نطاق لطريقة نمذجة TLM إلى دراسة انتشار الحرارة داخل الترانزستور المزود ببواب واحد أو بأبواب متعددة.

اظهرت لنا النتائج بوضوح أن الوحدات RF المبنية على عنصر أو عناصر من GaN/AIGaN HEMT قادرة على توليد كمية كبيرة من الحرارة الذاتية التي يجب أن تنتشر و تزول بسرعة كبيرة لتقليل تأثير الازدواج الحراري وزيادة عمر الجهاز.

Table Des Matières

Remerciements	i
Dédicaces.....	ii
Table Des Matières.....	vi
Liste Des Figures	ix
Liste Des Tableaux	xii
Liste Des Acronymes.....	xiii
Introduction générale	15
Chapitre I Insertion des S.C à grand gap en composants et fiabilité des circuits de puissance	
I.1 Introduction.....	20
I.2 Les semi-conducteurs à grand gap.....	20
I.3 Les propriétés physiques des matériaux S.C à grand gap	25
3.1 Bande interdite E_g	25
3.2 Champ de claquage E_c	26
3.3 Conductivité électrique & thermique	27
3.4 Densité en porteurs intrinsèques n_i	28
3.5 Mobilité des porteurs	29
3.6 Coefficient de dilatation thermique	30
I.4 Récapitulatif	30
I.5 Facteurs de mérites.....	32
5.1 Facteur de mérite de Johnson (JMF).....	32
5.2 Facteur de mérite de Keyes (KMF).....	33
5.3 Facteur de mérite de Baliga (BMF).....	33
I.6 Les dispositifs à semi-conducteurs grand gap	34
6.1 La diode Schottky	34
6.2 Les transistors de puissances hyperfréquences	35
6.2.1 Les transistors Bipolaires.....	36
6.2.2 Transistor HBT.....	38
6.2.3 Transistor MESFET	39
6.2.4 Transistor HEMT GaN.....	43
6.2.4.1 Principe de l'hétérojonction.....	44
6.2.4.2 Structure physique du HEMT	46
6.2.4.3 Impacts sur les performances du HEMT	48
6.2.4.3.1 Les effets thermiques.....	48
6.2.4.3.2 Les phénomènes de pièges	49
6.2.4.3.3 Amélioration du claquage et augmentation de la densité des porteurs.....	49
6.2.4.4 Les substrats utilisés pour la croissance du GaN	50
6.2.4.4.1 Saphir Al_2O_3	51
6.2.4.4.2 Le carbure de silicium (SiC).....	51
6.2.4.4.3 Le silicium (Si).....	51
6.2.4.5 Récapitulatif	52
I.7 Amplificateurs de puissance RF (SSPA) à base de GaN	53
I.7.1 Structure générale d'un SSPA.....	54
I.7.2 Analyse du concept thermique d'un SSPA	55
I.8 - Principaux modes de défaillances des modules électroniques	55
I.8.1 Défaillances au niveau de l'assemblage	56
I.8.2 Défaillance du fil de Bonding (câblage)	56
I.8.3 Fatigue thermique des joints de brasures	57

I.9	Fiabilité des modules de puissance	57
I.9.1	Evaluation de la fiabilité	58
I.9.2	Comparaison des méthodes actuelles de calcul de fiabilité	59
I.10	Conclusion	61
Chapitre II Effets thermique et diffusion de chaleur en équipements		
II.1	Introduction	67
II.2	Généralité sur le transfert thermiques	67
2.1	La chaleur	67
2.2	Le champ de température	67
2.3	Le gradient de température.....	67
2.4	Flux de chaleur et densité de flux	68
2.5	Puissance dissipée	68
2.6	Résistance thermique R_{TH}	69
2.7	Relation entre Impédance thermique Z_{TH} et capacité thermique C_{TH}	71
II.3	Les modes de transfert de chaleur	72
3.1	Transfert de chaleur par Conduction.....	72
3.2	Transfert de chaleur par Convection	73
3.2.1	Convection naturelle.....	73
3.2.2	Convection forcée	73
3.3	Transfert de chaleur par Rayonnement.....	74
II.4	Récapitulatif.....	74
II.5	Equation de diffusion de chaleur	75
II.6	Différentes méthodes de résolution de l'équation de chaleur	78
6.1	Solutions Analogiques	78
6.2	Solutions Analytiques	79
6.2.1	Méthode utilisant les séries de Fourier (FSM)	79
6.2.2	Méthode de transformation (TM).....	79
6.2.3	Méthode du Modèle Compact (CM).....	79
6.2.4	Méthode de Séparation des Variables	80
6.3	Solutions Numériques	80
6.3.1	Méthodes des Différences Finies (FDTD).....	80
6.3.2	Méthodes des Eléments Finis (FEM).....	80
6.3.3	Méthode Dynamique des Fluides (CFD).....	80
6.3.4	La méthode de Ligne de Transmissions (TLM).....	81
6.4	Solutions électrothermiques.....	81
6.4.1	Méthode directe (Fully Coupled Method)	81
6.4.2	Méthode de Relaxation	82
6.4.3	Méthodes de mesures de température pratiques.....	83
6.5	Exemples de logiciel et solveur thermique	83
6.6	Récapitulatif	85
II.7	Self-heating des transistors de puissance (Auto échauffement)	86
II.8	Conclusion	88
Chapitre III Théorie de Modélisation par la méthode TLM		
III.1	Introduction	93
III.2	Origine & principe de base de la méthode TLM.....	95
2.1	Les ondes électromagnétiques	96
2.2	Lignes de transmission & équivalence électrique	99
2.3	Equation télégraphiste d'une ligne de transmission.....	101
6.3.1	Equation électrique équivalente et propagation de l'onde.....	103
6.3.1	Equation électrique équivalente et phénomène de diffusion	103
6.3.1	Equivalence électrique et source de courant externe.....	104

6.3.1	Rapport entre propagation et diffusion.....	104
III.3	Modèles TLM.....	104
3.1	Le modèle TLM ordinaire sans pertes	105
2.3	Le modèle TLM avec pertes	111
4.2.1	Modèle TLM ordinaire	113
6.2.4.3.3	Modèle unidimensionnel	113
6.2.4.3.3	Modèle bidimensionnel.....	115
6.2.4.3.3	Modèle tridimensionnel.....	117
4.2.2	Modèle TLM avec source interne	119
6.2.4.3.3	Equivalent TLM unidimensionnel.....	119
6.2.4.3.3	Equivalent TLM bidimensionnel	119
6.2.4.3.3	Equivalent TLM tridimensionnel.....	120
III.4	Modélisation TLM.....	120
4.1.	Modèle unidimensionnel TLM-1D.....	121
4.1.1	Algorithme TLM pour le phénomène de diffusion	122
4.1.2	Définitions des paramètres du modèle.....	123
4.1.3	Calcul de l'impulsion totale au nœud	124
4.1.4	Calcul des impulsions réfléchies	126
4.1.5	Les coefficients de réflexions	127
4.1.6	Calcul des impulsions incidentes	129
4.1.7	Application des conditions aux limites	131
4.2.	Modèle bidimensionnel TLM-2D	134
4.2.1	L'impulsion totale en nœud (x,y).....	135
4.2.2	Les impulsions réfléchies	136
4.2.3	Les impulsions incidentes en nœud (x,y) :.....	136
4.2.4	Les coefficients de réflexions	137
4.3.	Modèle Tridimensionnel TLM-3D.....	138
4.3.1	Les paramètres R(x,y,z) et Z(x,y,z) du modèle 3D.....	138
4.3.2	L'impulsion totale en nœud (x,y,z).....	140
4.3.3	Modélisation de la source de chaleur interne $I_G(x,y,z)$	142
4.3.4	Expressions des impulsions réfléchies	142
4.3.5	Les impulsions incidentes en nœud (x,y,z).....	144
4.3.6	Les coefficients de réflexions	146
4.3.7	Les conditions aux limites	147
4.4.	Récapitulatif de la méthode TLM.....	147
III.5	Conclusion	152
Chapitre IV Modélisation et Management thermique du module de puissance AlGaIn/GaN HEMT		
IV-1	Introduction.....	156
IV.2.	Circuits MMIC à base de composants HEMT AlGaIn/GaN.....	156
IV.1.	Description du modèle.....	157
IV.3.	Caractéristiques de matériaux.....	159
IV.4.	Mesure expérimentale par Spectroscopie Micro-Raman.....	160
IV.5.	Discussion et Résultats de simulation.....	161
IV.6.	Conclusion	172
Conclusion Générale.....		176
Productions Scientifiques.....		179

Liste Des Figures

Fig. I.1- Les colonnes III-V du tableau périodique des éléments [I.4]	21
Fig. I.2- Exemples d'applications des semi-conducteurs à grand gap	22
Fig. I.3- Comparaisons de quelques propriétés physiques des S.C à grand gap	24
Fig. I.4- le matériau GaN comparés aux Si, InP, GaAS principaux matériaux destinés à la conception d'amplificateur de puissance	24
Fig. I.5- Champs critiques de différents matériaux SC pour une densité de dopage 10^{16}cm^{-3} en fonction de leur gap (à 300 °K) [I.9 I.10]	27
Fig.I.6 – Variation de la vitesse de dérive des électrons pour différents matériaux (GaN, SiC, GaAs) en fonction du champ électrique [I.8]	29
Fig. I.7.a- Influence des propriétés des matériaux sur les performances des composants	31
Fig. I.7.b- Comparaison des propriétés des semi-conducteurs par domaine d'application	32
Fig. I.8- Coupe d'une diode Schottky en 4H-SiC	35
Fig. I.9- Principales structures de transistors RF	36
Fig. I.10- schéma de principe d'un transistor PNP & NPN	37
Fig. I.11- Transistor bipolaire en SiC-4H	38
Fig. I.12- Vue en coupe d'un transistor bipolaire à hétérojonction (base-émetteur)	38
Fig. I.13- HBT en technologie GaN/SiC	39
Fig. I.14 - Coupe transversale d'un MESFET-SiC 4H avec ses dimensions géométriques	40
Fig. I.15 - Coupe transversale d'un MESFET-SiC : principe de fonctionnement	42
Fig. I.16 - Réseau de caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ à $V_{gs} = \text{Cste}$	42
Fig. I.17 - Niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction	44
Fig. I.18 - Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle	45
Fig. I.19 - niveaux d'énergie mis en jeu à l'hétérojonction lorsqu'on applique une tension sur la grille	46
Fig. I.20 - Structure physique de base d'un HEMT	46
Fig. I.21 – GaN HEMT avec field-plate	50
Fig. I.22 - Simulation de la distribution du champ électrique le long de l'axe du gaz d'électrons bidimensionnel avec et sans field-plate	50
Fig. I.23 - STEM image d'une couche de GaN crûe sur SiC avec une couche de nucléation d'AlN	51
Fig. I.24 - Image pris par microscopie électronique en transmission (TEM) de super-réseau AlN/GaN déposé sur GaN/AlN/Si	52
Fig. I.25 - Comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN	53
Fig. I.26 – (a). SSPA complet (photo Thales Alenia Space). (b). photographie d'un SSPA à base de GaN en bande C de puissance de sortie 100W. [I.42]	54
Fig. I.27 – Illustration d'une Analyse thermique d'un SSPA GaN HEMT de 100W en bande C.	55
Fig. I.28 - Défaillance au niveau des fils de bonding (a) Levée du fil de câblage (b) Fracture du pied du fil de bonding	56
Fig. I.29 - Exemple de fissuration du joint de brasure entre la puce et l'isolant	57
Fig. I.30 – Méthodologie usuelle pour estimer la fiabilité de dispositifs électroniques	58
Fig. II.1- Relation fondamentale entre la résistance électrique et la résistance thermique	70
Fig.II.2.a Principe du transfert d'énergie par conduction de chaleur	72
Fig.II.2.b Conduction de la chaleur dans un barreau	73
Fig.II.3 Principe de rayonnement thermique	74
Fig.II.4 Variation d'énergie au sein d'un volume infinitésimal	76
Fig.II.5 Méthode directe utilisant Saber et Rebeca-3D	82
Fig.II.6 Schématisation de la Méthode de relaxation	83
Fig.II.7 Vue de dessus d'un transistor GaN HEMT $8 \times 125 \mu\text{m}$ à l'échelle microscopique. (a) Photographie du transistor. (b) un quart (1/4) de transistor (zone modélisée)	85

Fig.II.8 Classification de différentes méthodes de modélisation thermique	86
Fig.II.9 - : illustration Autoéchauffement dans le transistor GaN à un doigt.	87
Fig. II.10 - : Causes principales de la défaillance électronique	88
Fig.III.1 - Principe de Huygens.....	95
Fig.III.2.a - propagation de l'onde EM dans un milieu	96
Fig.III.2.b - Discrétisation de la structure par la méthode TLM.....	97
Fig.III.3 - Lignes de transmission	99
Fig.III.4 - (a) Modèle équivalent d'une ligne de transmission discrétisé avec des éléments distribués. (b) Modèle ligne de transmission bifilaire. (c) Modèle ligne de transmission coaxiale	100
Fig.III.5 - Modèle équivalent d'une ligne de transmission parfaitement isolée ($G_d=0$)	102
Fig.III.6 - Modèle équivalent d'une ligne de transmission sans pertes ($G_d=0$ et $R_d=0$)	102
Fig.III.7 - (a) Circuit élémentaire en LC. (b) Circuit modèle TLM sans pertes à deux dimensions	106
Fig.III.8 - discontinuité entre deux lignes de transmission d'impédances différentes	107
Fig.III.9 - Evolution d'une impulsion dans une ligne de transmission bidirectionnel	109
Fig.III.11 - modèle discrétisé en éléments linéiques d'une ligne de transmission avec pertes	112
Fig.III.12.a - modèles discrétisés & équivalent TLM en nœuds d'une ligne de transmission avec pertes	114
Fig.III.12.b - modèles discrétisés à deux dimensions & équivalent TLM en nœuds d'une ligne de transmission avec pertes	116
Fig.III.12.c - modèles discrétisés à trois dimensions & équivalent TLM en nœuds d'une ligne de transmission avec pertes	118
Fig.III.13.a - équivalent TLM unidimensionnel avec source de chaleur interne	119
Fig.III.13.b - équivalent TLM bidimensionnel avec source de chaleur interne.....	119
Fig.III.13.c - équivalent TLM tridimensionnel avec source de chaleur interne.....	120
Fig.III.14 - (a). Discrétisation du milieu de diffusion en nœuds élémentaires. (b). Circuit équivalent d'un élément de modélisation avec un nœud TLM en son centre.....	121
Fig.III.15 - (a) Axe et assignations pour le modèle unidimensionnel. (b) Représentation des impulsions incidentes et réfléchies au modèle TLM-1D type LB.....	122
Fig.III.16 - Organigramme de la méthode TLM-1D pour phénomène de diffusion	123
Fig.III.20.b - Equivalent Thévenin au moment de la dispersion de l'impulsion réfléchie $kOT1rx$ à l'extrémité droite du nœud(x)	128
Fig.III.21 - (a).Dispersion de l'impulsion réfléchie $kOT2rx$ à l'extrémité gauche du nœud(x). (b).Equivalent Thévenin au moment de la dispersion de l'impulsion réfléchie $kOT2rx$ à l'extrémité droite du nœud(x)	129
Fig.III.22 - Dispersion des impulsions réfléchies aux extrémités du nœud(x).....	130
Fig.III.23 - Limite isolante OC.....	132
Fig.III.24 - Limite avec une perte totale CC	133
Fig.III.25.a - Circuit équivalent de Thévenin d'une ligne de transmission	134
Fig.III.25.b - Représentation du point nodale (x,y) en configuration LB par circuit équivalent de Thévenin.	134
Fig.III.25.c - Représentation du point nodale (x,y) en axes et numérotations pour le modèle bidimensionnel.....	135
Fig.III.26 - Modèle tridimensionnel d'incidence et réflexion des impulsions en un nœud (x,y,z).....	138
Fig.III.27 - Représentation du point nodale (x,y,z) par circuit équivalent de Thévenin.....	140
Fig.III.28 - Contribution de $kOT1ix, y, z$ à l'élévation en température au nœud (x,y,z).	141
Fig.III.29 - circuit équivalent de Thévenin pour le calcul des impulsions réfléchies	143
Fig.III.30 - illustration de dispersion des impulsions réfléchies aux nœuds adjacents par rapport au nœud (x,y,z)	145
Fig.III.31- Organigramme général de la méthode TLM-3D.....	151
Fig.IV.1 - Description du modèle puce MMIC en GaN. (a) Schéma du substrat AlGaIn/GaN MMIC de 12.5 W; (b) amplificateur de puissance de 1.56 W doté de AlGaIn/GaN HEMT de 8 doigts; (c) 50 W	

SSPA (4×12.5 W MMIC die). * est mentionné en (a) montrant une seule puce. Dans (c), 4 puces de (a) est présentée.....	157
Fig.IV.2 - Vue globale d'une coupe transversale du composant AlGaIn/GaN HEMT en 3D	158
Fig.IV.3 - Profil thermique du HEMT AlGaIn/GaN à 8 doigts mesuré par Spectroscopie Raman [IV.2]	161
Fig.IV.4 - (a) Simulation 3D-TLM Vue de l'ensemble du dispositif; (b) une vue en plan X-Y montrant les régions les plus chauds doigts (4 et 5); (c) distribution de température simulée pour la largeur de doigt (W_g) du composant AlGaIn / GaN (8×250) μm ; (d) vue de profil en température suivant l'axe Y; (e) Comparaison entre la simulation 3D-TLM et les résultats expérimentaux.	164
Fig.IV.5 - Comparaison entre la simulation 3D-TLM et la simulation électro-thermique (TCAD)	165
Fig.IV.6 - Illustration de source de chaleur (HTL)	166
Fig.IV.7 - Profil thermique le long de la position verticale (direction Z) pour une seule grille.....	167
Fig.IV.8 - Résultats de simulation TLM-3D de quatre couches choisies sous excitation d'une source de chaleur	169
Fig.IV.9 - Simulation de diffusion de chaleur TLM à travers des couches de dispositif sous deux types de sources de chaleur d'excitation. (a) Nano scale hotspot; (b) Micro scale hotspot	171

Liste Des Tableaux

Tab.I.1- Comparaison des Propriétés physiques de différents semi-conducteurs.....	23
Tab I.2 - Les différents facteurs de mérites normalisés par rapport au silicium utilisés dans les applications micro-ondes de puissance.....	34
Tab.II.1- Relations et similitudes entre le domaine thermique et le domaine électrique	70
Tab.II.2 Récapitulatif mode de transfert de chaleur selon les milieux de diffusion	75
Tab II.3 Exemples de logiciels et d'outils CAO pour l'analyse thermique	84
Tab.III.1 - Evolution & Evènement liée à la méthode TLM	94
Tab.III.2 - valeurs correspondantes aux paramètres de j , p , u , v , w	145
Tab.IV.1 - Paramètres géométriques du MMIC à AlGaIn/GaN HEMT	158
Tab.IV.2 - Paramètre des matériaux utilisés en AlGaIn/GaN HEMT	159

Liste Des Acronymes

n_i	Densité de porteurs intrinsèques
N_d	Concentration du dopage
$\mu_{n/p}$	Mobilité des électrons/trous
E_g	Energie de gap : Bande interdite
E_c	Champ électrique de claquage
ΔE_c	Discontinuité de la bande de conduction à l'hétérojonction AlGaIn/GaN
σ	Conductivité électrique
ϵ_r	Permittivité électrique
E	Champ électrique
H	Champ magnétique
μ	Perméabilité
N	Concentration en éléments diffusants
D	Coefficient de diffusion
K_{th}	Conductivité thermique
R_{th}	Résistance thermique
K	Constante de Boltzmann
T	Température
Φ	Densité de flux de chaleur
$q ; \phi$	Flux de chaleur
h	Coefficient d'échange thermique
ρ	Densité du matériau
C_p	Chaleur spécifique
$S ; A$	Surface
P_{diss}	Puissance dissipée
PAE	Power Added Efficiency
V_{ds}	Tension drain-source.
I_{ds}	Courant drain-source
V_{gs}	Tension grille-source
V_p	Tension de pincement
V_{TH}	Tension de seuil
R	Résistance électrique
R_d	Résistance électrique par unité de longueur
L	Inductance électrique
L_d	Inductance électrique par unité de longueur
$SiGe$	Germanium de silicium
SiC	Carbure de silicium
GaN	Nitride de Gallium
$GaAs$	Arséniure de gallium
$HEMT$	Transistor à haute mobilité électronique
$2DEG$	Gaz d'électron bidimensionnel
W_g, L_g	Largeur, longueur de la grille
$SSPA$	Amplificateur de puissance à l'état solide

Introduction générale

Introduction générale

Les systèmes d'électroniques de puissance ont bénéficié du progrès révolutionnaire en silicium dans les années 1970. Après, l'introduction des MOSFET de puissance et des IGBT dans les années 1980-1990 a permis la conception de systèmes de plus en plus compacts avec un rendement élevé. Cependant, aujourd'hui les performances des composants (Si) Silicium ont atteint leurs limites et ce malgré les innovations actuelles.

Afin de pallier aux problèmes rencontrés par les transistors en Silicium (faible tenue en température et tension), les chercheurs s'intéressèrent récemment à la nouvelle gamme de composant : le carbure de silicium (SiC). Les technologies à "grand gap" garantissent depuis de nombreuses années des performances améliorées qui se traduisent par des rendements proches de 1 et une réduction du volume et de masse. Il est possible aussi d'augmenter la fréquence de fonctionnement pour utiliser des éléments passifs aux dimensions réduites, augmenter la densité de puissance, accroître les tenues en tension et permettre l'utilisation à très haute température (supérieur à 250°C). Ainsi, les nouvelles technologies grandes gap associées aux nouvelles technologies d'assemblage haut température permettent d'envisager de placer l'électronique de puissance là où elle n'a jamais été. Par exemple en aéronautique, dans une nacelle du réacteur où la variation de température est très importante (-50°C, 250°C). Par exemple, l'évolution des applications de l'électronique de puissance a amené la société THALES *Microelectronics* à faire évoluer ses composants de puissance pour étendre leur fonctionnement aux environnements sévères. Néanmoins, ces technologies relativement nouvelles offrent aujourd'hui peu de garanties sur la fiabilité de leur utilisation où la sécurité est critique. Comprendre les mécanismes de dégradation qui interviennent dans le vieillissement des modules pour trouver des indicateurs de défaillance devienne ainsi une nécessité.

Depuis le début des années 90, une nouvelle catégorie de filières dites à large bande interdite est venue compléter une gamme déjà large des technologies utilisées pour les capteurs, l'optique, l'électronique de puissance et pour l'électronique en hautes fréquences.

Les technologies carbure de silicium (SiC) et nitrure de gallium (GaN) possèdent des qualités intrinsèques remarquables, et représentent ainsi une véritable rupture technologique avec les technologies GaAs et Si/SiGe. Vers la deuxième moitié des années 1990, les Etats-Unis et le Japon ont initié leurs travaux sur la filière GaN, dont les besoins militaires étaient le principal moteur de la croissance des investigations et du développement en applications civiles (mobile, Internet, les systèmes de localisation et de suivi, communication par satellite, etc.). De là, les domaines spatiaux, civils ou militaires, utilisent de nombreux moyens de télécommunications entre les satellites et les stations au sol ainsi que les systèmes RADAR pour cartographier des zones ou pour des applications météorologiques. Le développement des systèmes de télécommunication et transfert d'informations donne naissance à des systèmes de transmission qui permettent des débits plus élevés sur des distances plus grandes. De ce fait, les transistors utilisés dans ces systèmes doivent fonctionner à des fréquences et puissances plus élevées.

Les premières applications spatiales (satellite Télécom, satellite d'observation de la terre, satellites de positionnement, systèmes embarqués aéroportés...) démontrent le fort potentiel de la technologie Nitrure de Gallium pour les applications de puissance même à hautes fréquences (bandes S, C, X, L,...) ce qui permettrait aux amplificateurs à état solide (SSPA) de se substituer aux amplificateurs à tubes à ondes progressives (TWTA) utilisés au satellite de télécommunication ou au niveau des stations de communication par satellite.

Les semi-conducteurs à large bande interdite ont alors suscité un intérêt important en ces domaines. Leurs propriétés physiques et électriques, leur largeur de bande interdite E_g , sont très intéressantes pour un grand nombre d'applications de fortes puissances et à très hautes températures. Aussi, le nitrure de gallium GaN est un matériau grand gap qui présente un champ de claquage élevé et une conductivité thermique élevée. La technologie GaN supporte des densités de puissance radio fréquence (RF) cinq à six fois plus élevées que les amplificateurs RF en GaAs. Les performances et la fiabilité démontrées de cette technologie conviennent particulièrement pour les applications d'infrastructure, de défense et de l'aérospatiale telles que les radars, la guerre électronique, les communications, la navigation et applications équivalentes. Les transistors à haute mobilité électronique HEMTs sur nitrure de gallium GaN, répondent au mieux aux contraintes des applications visées par ces systèmes et sont devenus des candidats idéaux pour les applications hyperfréquences à haute puissance

et haute température. Ces composants GaN HEMTs délivrent pratiquement le meilleur compromis puissance-fréquence dans un large domaine utilisation. Actuellement, les applications possibles sont très vastes et couvrent les commutateurs de puissances, les amplificateurs de puissance (HPA) et ainsi que les amplificateurs faible bruit (LNA).

Malgré les performances intéressantes du transistor HEMT, le fonctionnement de ce transistor est perturbé par l'effet d'auto-échauffement (self-heating) qui est un phénomène physique inévitable dans la plupart des circuits électroniques dû à l'effet Joule. Cet auto-échauffement est responsable à la dégradation des propriétés de transport des matériaux et donc la dégradation de ses performances. Il est donc nécessaire de prendre en compte la dissipation thermique et son influence sur l'ensemble des paramètres de ces composants. En outre, ces composants doivent être fiables pour supporter les augmentations accrues de la puissance électrique pour un encombrement de plus en plus réduit.

Il est souhaitable de faire une investigation précise de la distribution de la température dans le temps et l'espace au niveau des dispositifs semi-conducteurs à grand gap. Les méthodes des différences finies (MDF) et des éléments finis (MEF) ont été utilisées par certains chercheurs pour étudier la distribution de la température dans ces composants. Les méthodes numériques classiques implicites nécessitent des mémoires de stockages excessivement grandes. Tandis que, les méthodes explicites telles que les différences finies doivent satisfaire certaines conditions de stabilité et de rigueur qui les rendent très lentes et par conséquent ils exigent des machines de calculs informatiques plus performants.

Pour y remédier, la méthode Transmission Line Matrix (TLM), méthode de Lignes de Transmissions est utilisée et elle est très connue dans le domaine de l'électromagnétisme. Cette méthode peut être appliqué et exploité pour résoudre des cas de diffusion de température dans les composants semi-conducteurs et a une stabilité inconditionnelle.

Dans ce manuscrit, une étude de simulation thermique en trois dimensions pour la gestion thermique des circuits intégrés micro-ondes monolithiques (MMIC) basée sur l'élément actif GaN sur SiC est présentée. L'objectif de ce travail est d'une part de démontrer l'utilité et l'efficacité de la méthode de Lignes de Transmissions en 3D (3D-TLM) dans l'analyse thermique d'un module SSPA (Solid State Power Amplifier) basé sur des hétérostructures de

forte puissance HEMT AlGa_N/Ga_N multi-doigts, et d'autre part, apporte une contribution à la modélisation thermique des composants électroniques de puissance à grand gap qui permet de cartographier le comportement thermique en tous points du dispositif ainsi en déduire la température de jonction. Ce manuscrit est scindé en trois chapitres :

Le premier chapitre abordera l'état de l'art exhaustif sur les semi-conducteurs à grand gap tels que le Si, SiC, GaN, et le diamant C, en décrivant leurs propriétés physiques et électriques. Ensuite, On va exposer les différents dispositifs à SC à grand gap destinés à des applications micro-ondes, en mentionnant les effets thermiques et la fiabilité des modules de puissance toutes en les principaux modes de défaillances. Une description de l'amplificateur de puissance RF (SSPA) à base de GaN HEMT est présentée.

Le deuxième chapitre présente les généralités et les lois fondamentales du transfert de chaleur régis par l'équation 3D de la diffusion thermiques.

Le troisième chapitre décrit la théorie de modélisation par la méthode TLM appliquée aux phénomènes de diffusion. En partant par le principe de l'originalité de la TLM qui a été utilisée avec succès pour modéliser un grand nombre de problèmes électromagnétiques, nous arrivons à modéliser le comportement thermique du dispositif électronique par les modèles une, deux et trois dimensions.

Le quatrième chapitre présente l'étude thermique du composant AlGa_N/Ga_N HEMT d'un seul doigt et multi-doigt composés de plusieurs matériaux. La distribution 3D de la température, du comportement thermique et l'effet d'auto-échauffement sont étudiés. De plus, la méthode de mesure expérimentale spectroscopie micro-Raman réalisée par *Kuball et al.* a été utilisé pour comparer les résultats du modèle TLM 3D.

Chapitre I

*Insertion des semi-conducteurs à grand gap
en composants et fiabilité des circuits de
puissance*

I.1 Introduction

Au début des années 90, les transistors de puissance fonctionnant au-delà du gigahertz étaient principalement basés sur une technologie de semi-conducteurs III-V petit gap, comme l'arséniure de gallium (GaAs). Bien que cette dernière ait permis une montée en fréquence importante comparativement à la technologie silicium (Si), ses limitations en termes de densité de puissance (1,6 W/mm à une fréquence de 2GHz) et en dissipation thermique (0,5W/cm.°K), [I.1] [I.2] constituent actuellement un obstacle non négligeable pour franchir de fortes puissances dans le domaine des ondes millimétriques. La génération de puissance RF considérable dans un système de communication de fréquences porteuses élevées et de bandes passantes plus larges demeure un des points critiques dans sa conception. Aussi, l'intégration d'un nombre de transistors fondés sur l'utilisation de matériaux de plus en plus grand dans les systèmes électroniques sollicite une technologie avancée et mure qui permettant d'obtenir des densités de puissance de plus en plus élevées. C'est ainsi que les investigations se sont intensifiées ces dernières années sur le développement de matériaux à grand gap. Actuellement, l'apparition d'une nouvelle génération de composants électroniques à base des matériaux à grand gap en termes de puissance de sortie et de rendement, s'est en particulier focalisée sur le carbure de silicium SiC, le nitrure de gallium GaN ainsi que le diamant qui présentent des propriétés électroniques meilleures que celles du silicium Si et de l'arséniure de gallium AsGa [I.3]. Dans ce chapitre, on présente les caractéristiques physiques et électriques des matériaux S.C à large bande interdite, les dispositifs à semi-conducteur à grand gap ainsi que la fiabilité de circuits de puissance.

I.2 Les semi-conducteurs à grand gap

Dans le monde des semi-conducteurs, on peut citer le silicium qui a un gap de 1,11 eV et le germanium avec un gap de 0,66 eV. Ces deux matériaux utilisés depuis longtemps, ont défini une valeur de référence pour le gap de l'ordre de 1eV. Les semi-conducteurs qui ont une bande interdite *très supérieure* à 1eV sont appelés SC à grand gap et ceux avec une bande interdite *très inférieure* à 1eV sont appelés SC à petit gap.

Afin de se situer dans le tableau périodique des éléments, les colonnes essentielles, contenant les semi-conducteurs grands gaps les plus prisés, sont représentées sur la figure Fig.I.1.

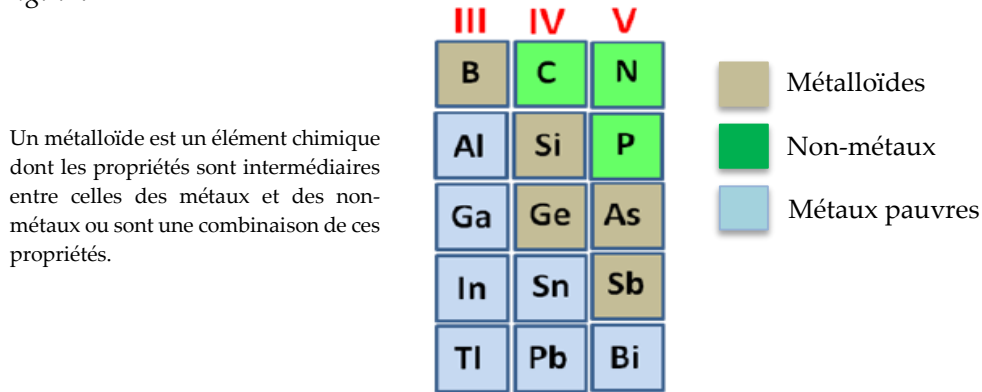


Fig. I.1- Les colonnes III-V du tableau périodique des éléments [I.4]

La technologie microélectronique dans le domaine de la forte puissance a été bouleversée par les S.C à grand gap qui sont devenus les candidats par excellence. Pour un grand nombre d'applications de forte puissance à haute fréquence et à haute température font des dispositifs électroniques de matériaux sans concurrents, grâce à leurs propriétés physiques et électriques (vitesse de saturation, champ de claquage, conductivité thermique). Les semi-conducteurs qui permettent d'obtenir de très grandes bandes interdites sont les suivants : le carbure de silicium SiC ($E_g = 3,3$ eV) et le diamant ($E_g = 5,5$ eV). Dans la gamme des composés III-V (les éléments provenant de la 3^{ème} et de la 5^{ème} colonne de la classification périodique des éléments), utilisés pour la conception des dispositifs optoélectroniques et électroniques très hautes fréquences, nous pouvons énumérer l'AsGa (gap de 1,41 eV) mais également l'InP (gap de 1,35 eV).

Le SiC carbure de silicium est parmi les semi-conducteurs connu depuis 1824 et découvert par le scientifique suédois *Jöns Jacob Berzelius* dont les propriétés physiques et électriques sont très intéressantes pour de nombreuses applications. En 1907, *Henry J. Round* ingénieur anglais, constate qu'une lumière est émise dans un morceau de Carbure de Silicium lorsqu'un courant électrique y circule. Dès les années 70, le développement du SiC en tant que matériau semi-conducteur est lié aux progrès réalisés : [I.3]

- Dans le domaine de la croissance de substrats de bonne qualité et l'utilisation de nouvelles techniques d'épithaxie pour faire croître des couches actives n et p .
- Première diode électroluminescente en Carbure de Silicium émettant dans le bleu fut réalisée en 1979.
- Actuellement, le Carbure de Silicium est le semi-conducteur à large bande interdite dont on maîtrise le mieux la cristallogenèse 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.

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 photoémission, contribuent à la réalisation de dispositifs d'affichage à écrans plats.

Parmi les semi-conducteurs intéressants à large bande interdite, les nitrures d'éléments III-V (GaN, AlGaN) possèdent des propriétés électroniques particulièrement intéressantes qui lui confèrent toutes ses potentialités pour les applications hyperfréquences et conception de circuits micro-ondes. La figure Fig.I.2 ci-dessus présente des applications variées visées par l'envahissement de la technologie GaN.

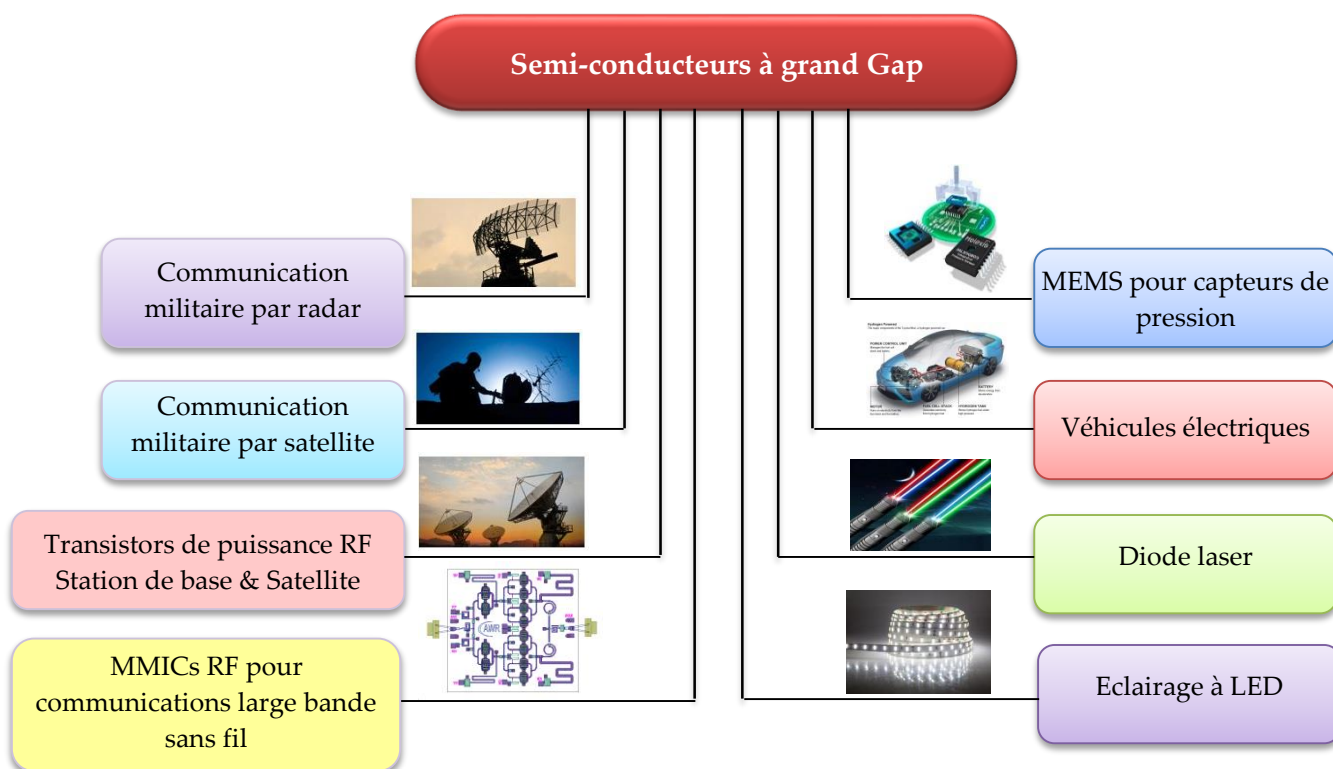


Fig. I.2- Exemples d'applications des semi-conducteurs à grand gap

La vitesse maximum des électrons ($2,7 \cdot 10^7$ m/s du GaN en structure hexagonale) est supérieure à celle de l'Arséniure de Gallium (AsGa). Leur (gap) : largeur de bande interdite élevée (3,43 eV à 300°K pour le GaN) et le fort champ électrique de claquage de $E_{claq} = 3,5 \cdot 10^6$ V/cm permettent un fonctionnement en puissance et à haute température. Un avantage très grand réside dans la possibilité de réaliser des hétérostructures AlGaN/GaN avec de fortes mobilités électroniques de l'ordre de $1500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Enfin, leur grande stabilité chimique assure une excellente résistance aux conditions de fonctionnement extrêmes [I.5]. Le tableau *tab.I.1* regroupe les principaux paramètres de ces semi-conducteurs. 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 [I.5] [I.6].

	Unité	Semi-conducteur				
		S.C classiques		S.C grand gap		
		Si	GaAs	4H-SiC	GaN	Diamant
Largeur de bande interdite	(eV)	1,1	1,43	3,26	3,39	5,45
Champ de claquage	$\times 10^6$ (V/cm)	0,3	0,4	3	3,5	5,6
Vitesse de saturation des électrons	$\times 10^7$ (cm/s)	1	1	2	2,5	2,7
Mobilité des électrons à 300°K	($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	1350	8500	800	1500	2200
Densité	(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	($\text{W}/\text{cm} \cdot ^\circ\text{K}$)	1,53	0,46	4,5	1,7	20
Constante diélectrique relative	ϵ_r	11,8	12,5	10	9	5.5
Densité de porteurs intrinsèques	(cm^{-3})	$1,5 \times 10^{10}$	$1,79 \times 10^6$	$8,2 \times 10^{-9}$	$1,9 \times 10^{-10}$	$1,6 \times 10^{-27}$
Température maximale	(°C)	300	300	600	700	1400
Température de fusion	(°C)	1412	1240	3103	2500	3546

Tab.I.1- Comparaison des Propriétés physiques de différents semi-conducteurs

Afin de mieux affiner la comparaison à travers le tableau précédent, nous avons une illustration comme il est représenté sur la figure *Fig.I.3* remarquons, que le nitrure de gallium s'affirme comme le candidat par excellence pour la génération de puissance à très hautes

fréquences grâce à des paramètres extrêmement favorables que sont : le gap d'énergie E_g ; le champ de claquage (champ critique) ; et la conductivité thermique K_T .

Bien que le diamant avec des propriétés exceptionnelles telles que : bande interdite très large $E_g = 5,45$ eV, mobilité importante de deux types de porteurs de charge mobilité importante des deux types de porteurs ($\mu_n = 2200$ cm²/V.s et $\mu_p = 1600$ cm²/V.s à 300°K, et une très grande conductivité thermique.

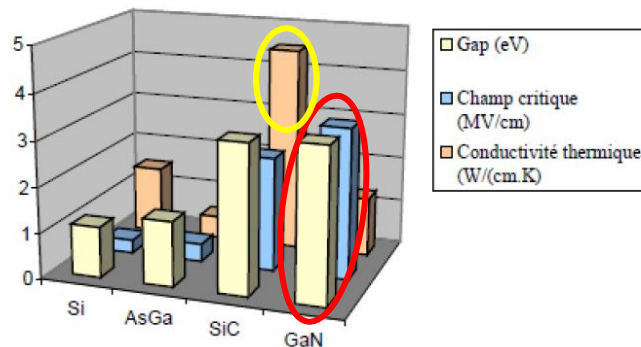


Fig. I.3- Comparaisons de quelques propriétés physiques des S.C à grand gap

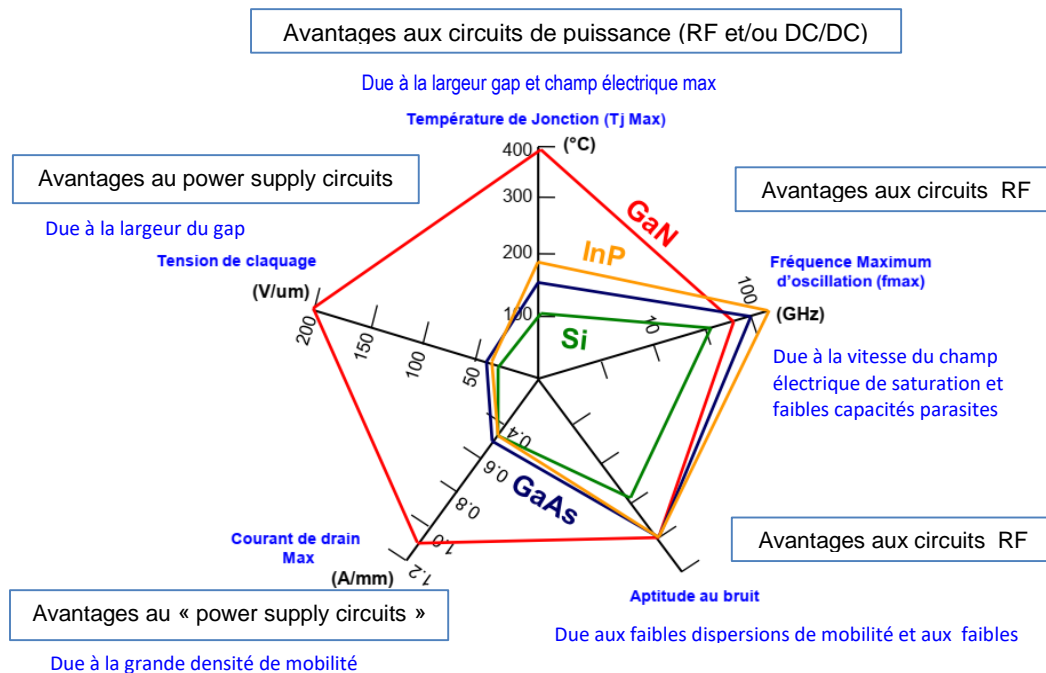


Fig. I.4- le matériau GaN comparés aux Si, InP, GaAs principaux matériaux destinés à la conception d'amplificateur de puissance

La figure Fig.I.4 indique la température de jonction, la tension de claquage, le courant de drain, l'aptitude au faible bruit et la fréquence maximum d'oscillation des principaux matériaux utilisés pour l'amplification de puissance. On peut conclure que le GaN est le matériau le plus homogène au regard des critères de puissance et lui font de l'un des matériaux d'avenir pour les futures applications de puissance RF et microonde. [I.7]

I.3 Les propriétés physiques des matériaux S.C à grand gap

Dans le domaine de la forte puissance, les SC à grand gap sont devenus les candidats par excellence qui ont bouleversé le monde de la technologie microélectronique. Grâce à leurs propriétés physiques et électriques.

3.1 Bande interdite E_g

Comme nous pouvons le constater sur le tableau Tab. I.1 ainsi que la figure Fig.I.3 & Fig.I.4, le GaN a le plus large gap (3,39 eV) parmi les semi-conducteurs utilisés actuellement. Le matériau GaN et le carbure de silicium (SiC) possèdent un gap deux fois plus grand que l'AsGa et l'InP. Grâce à cette particularité, cette technologie GaN présente plusieurs caractéristiques électriques et physiques qui en font un semi-conducteur idéal pour la puissance. La largeur de ce dernier décroît avec la température suivant l'équation Eq.1.1 suivante :

$$E_g(T) = E_g(0) \cdot \frac{\alpha \cdot T^2}{T + \beta} \quad (\text{Eq.1.1})$$

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.

α et β : sont des coefficients dépendants du matériau. (Empiriques)

Pour le GaN : $E_g(0) = 3.47 \text{ eV}$; $\alpha = 0.00077 \text{ eV}/^\circ\text{K}$; $\beta = 600^\circ\text{K}$

3.2 Champ de claquage E_c

Le champ de claquage ou champ critique (E_c), fixe la valeur de la tension maximale que peut supporter le composant. L'importance des matériaux à grand gap c'est qu'ils ont un champ de claquage très élevé. Ce paramètre est l'un des plus importants paramètres au niveau de performances en puissance d'un transistor. Il donne la tension maximale de fonctionnement d'un composant [I.6]. Les matériaux à grand gap ont un champ de claquage très important vis-à-vis du (Si) silicium ou de (AsGa) l'arséniure de gallium. On remarque à partir du tableau Tab. I.1 qu'il existe un rapport de 8 entre le champ de claquage de l'AsGa et celui du (SiC) carbure de silicium ou celui du (GaN) nitrure de gallium, et un rapport de 14 entre le champ de claquage de l'AsGa et celui du diamant.

De plus, les semi-conducteurs à haute tension de claquage présentent l'avantage d'une impédance optimale de charge plus proche de 50 Ω [I.8]. Avec un champ critique est élevé, favorise le composant d'avoir une transconductance élevée, un meilleur rendement et aussi un meilleur gain en puissance. La valeur estimée du champ de claquage théorique du GaN est mise en regard de celui d'autres semi-conducteurs dans la figure Fig.I.5 ci-dessous.

La valeur de ce champ de claquage E_c est directement proportionnelle à la largeur de bande interdite E_g par la fonction Eq.1.2 suivante:

$$E_c \propto k \cdot E_g(T)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{Eq.1.2})$$

Où :

k : est le facteur de proportionnalité.

Cette équation traduit le fait que le champ critique augmente avec la largeur de la bande interdite et diminue quand la température augmente car le gap diminue. Autrement dit, 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.

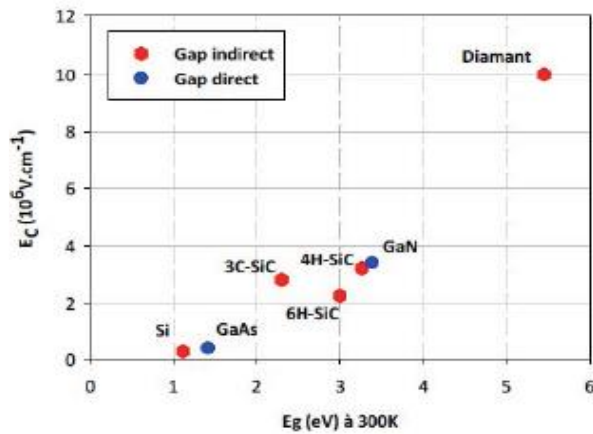


Fig. I.5- Champs critiques de différents matériaux SC pour une densité de dopage 10^{16}cm^{-3} en fonction de leur gap (à 300 °K) [I.9 I.10]

3.3 Conductivité électrique & thermique

Lors de la conception d'un MMIC (*Monolithic Microwave Integrated Circuit*) suivant le matériau utilisé (Si, GaAs, SiC, GaN), le substrat choisi possédant une conductivité électrique plus ou moins grande, la puissance dissipée par ce circuit ne sera pas due exclusivement aux éléments actifs (diodes, transistors,...) mais aussi aux éléments passifs (selfs, résistances,...). On définit la conductivité électrique σ (S/m) ainsi que la résistivité r ($\Omega \cdot \text{m}$) d'un matériau par les formules suivantes :

$$\sigma = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad ; \quad r = \frac{1}{\sigma} \quad (\text{Eq.1.3.a ; b})$$

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.

La conductivité thermique K_{th} d'un matériau traduit sa capacité à évacuer la chaleur provenant de la puissance dissipée du composant. Cette puissance dissipée provoque une élévation de la température du composant qui va entraîner une chute de la mobilité des électrons, causant une diminution du rendement.

Nous pouvons également définir la résistance thermique R_{th} qui est inversement proportionnelle à la conductivité thermique et directement liée à la puissance dissipée P_{diss} :

Où : ΔT : est l'élévation de température en °K. & P_{diss} : est la puissance dissipée en W.

Remarquant que la résistance thermique R_{th} 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

$$R_{th} \propto \frac{1}{K_{th}} \quad \text{et} \quad R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (\text{Eq.1.4})$$

température pour une puissance dissipée donnée sera bien plus faible dans des transistors grand gap que dans des transistors en Si ou AsGa. D'après le Tableau *Tab. I.1*, la conductivité thermique du SiC carbure de silicium (4,5 W/cm.K) et surtout celle du diamant (20 W/cm.K) sont très supérieures à toutes les autres S.C ($K_{Si} = 1,53$ W/cm.K, $K_{AsGa} = 0,54$ W/cm.K, et $K_{GaN} = 1,7$ W/cm.K). 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.

Par ailleurs, la conductivité thermique du GaN est faible, mais supérieure à celle de l'AsGa. L'association du GaN avec un substrat d'accueil SiC permet d'améliorer ses performances thermiques.

3.4 Densité en porteurs intrinsèques n_i

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur non dopé, c'est à dire qu'il contient peu d'impuretés (atomes étrangers) en comparaison avec la quantité de trous et d'électrons générés thermiquement ; leur concentration commune est appelée concentration ou densité de porteurs intrinsèques n_i (cm^{-3}).

$$n_i = A \cdot T^3 \cdot e^{-\left(\frac{E_{g0}}{2 \cdot K \cdot T}\right)} \quad (\text{Eq.1.5})$$

Où :

A : est une constante qui dépend au matériau mais indépendante de la température,
 $A \cdot T^3$: égale à $\sqrt{N_c \cdot N_v}$ où N_c et N_v sont les densités effectives d'état dans les bandes de conduction et de valence respectivement. Ils dépendent faiblement de la température.

E_{g0} : est la valeur de l'énergie du gap à 0°K,

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

T : la température en °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 $\text{Exp}(-E_g/2KT)$. La densité en porteurs intrinsèques est un paramètre important à prendre en compte pour des applications à haute température. Ce paramètre qui varie donc majoritairement selon une fonction exponentielle de la température, est important pour les applications à hautes températures.

3.5 Mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs d'un matériau est affectée par l'application d'un champ électrique important, l'ajout d'atomes dopants, l'élévation de la température et/ou toute modification du réseau cristallin. Une faible mobilité des électrons induira une augmentation de la résistance parasite, soit plus de pertes et donc une diminution du gain.

Pour des circuits électroniques à hautes fréquences et/ou à de fortes températures ces effets seront d'autant plus présents. Si la vitesse des porteurs dans le GaN est très supérieure à celle de l'AsGa pour des forts champs électriques : le pic de « survitesse » se produit pour un champ électrique de 200 kV/cm pour le GaN contre 5 kV/cm pour l'AsGa. Cela veut dire que la vitesse des porteurs dans le GaN est très supérieure à celle de l'AsGa pour de forts champs électriques.

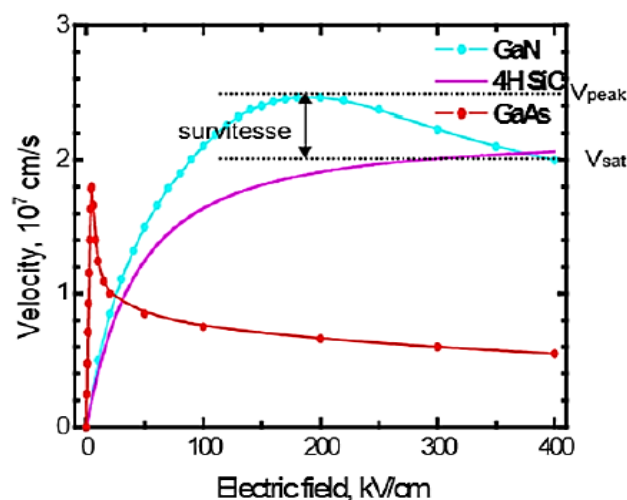


Fig.I.6 – Variation de la vitesse de dérive des électrons pour différents matériaux (GaN, SiC, GaAs) en fonction du champ électrique [I.8]

La vitesse des porteurs est 2 à 3 fois plus élevée dans le GaN que dans le GaAs, et en particulier pour de forts champs électriques. La densité de courant étant proportionnelle à cette vitesse, elle est donc plus élevée dans les transistors à base de GaN que dans ceux à base de GaAs. La vitesse de saturation V_{sat} intervient dans le calcul de la fréquence de transition des composants par Eq1.6. Cette vitesse étant élevée pour le GaN, il est donc naturellement un candidat privilégié pour les applications à hautes fréquences.

$$F_t \approx \frac{V_{sat}}{2\pi \cdot L_{eff}} \quad (\text{Eq.1.6})$$

L_{eff} : est la longueur de grille effective.

Il est à noter que dans les HEMTs, les valeurs des résistances d'accès dépendent de la mobilité des porteurs. Lorsque cette dernière augmente les résistances d'accès diminuent, ce qui constitue un avantage en faveur du GaAs.

3.6 Coefficient de dilatation thermique

Le coefficient de dilatation thermique donne une information sur la façon dont le matériau se dilate ou se contracte en fonction de la température. C'est un paramètre très important lors du choix du substrat pour l'hétéroépitaxie. On rappelle que l'épitaxie est une étape technologique consistant à faire croître du cristal sur du cristal.

I.4 Récapitulatif

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 (2DEG) devient très importante (10^{13} cm^{-2}), ce qui entraîne un courant de sortie très élevé pour les GaN HEMT. On présente une corrélation entre les propriétés des matériaux et les performances des composants SC à grand gap. Les composants actifs (Transistors) candidat pour la génération de puissance en hautes fréquences doivent être

nécessairement liés aux possibilités d'obtenir simultanément une forte densité de courant et une tension de claquage élevée (liée au champ de claquage du matériau). La figure Fig.I.7.a ci-dessous synthétise la corrélation entre les propriétés des matériaux et les performances des composants réalisés à partir de ces matériaux.

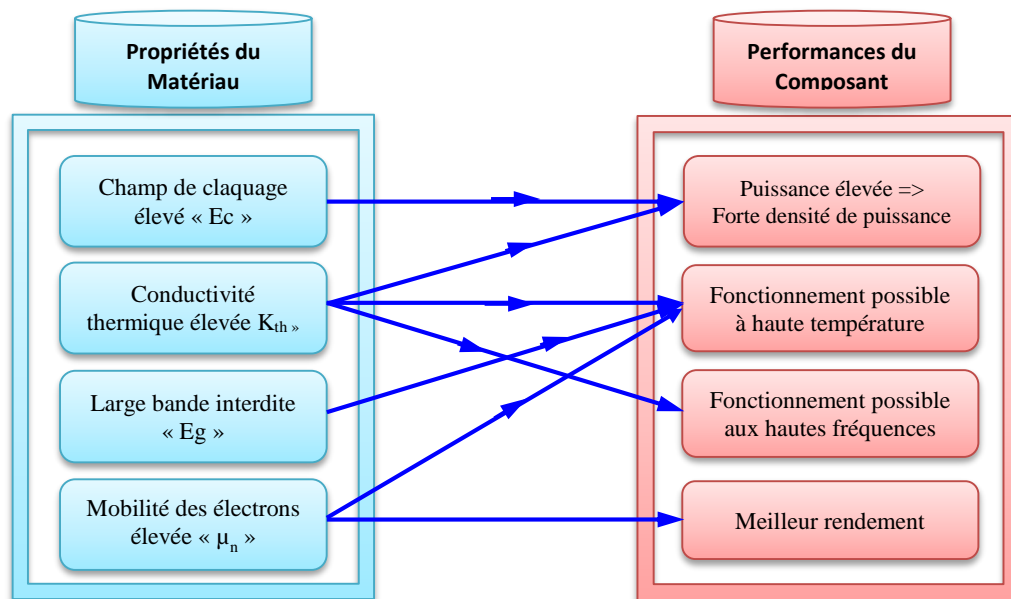


Fig. I.7.a- Influence des propriétés des matériaux sur les performances des composants

Le choix des composants "grand gap" impose de déterminer leur domaine respectif d'application à privilégier par la figure Fig.I.7.b qui montre une comparaison des propriétés des semi-conducteurs par domaine d'application. En effet, Le SiC et le GaN sont des matériaux relativement similaires. Les propriétés intrinsèques du GaN et du SiC sont nettement supérieures à celles du silicium à des températures plus élevées. [I.10]

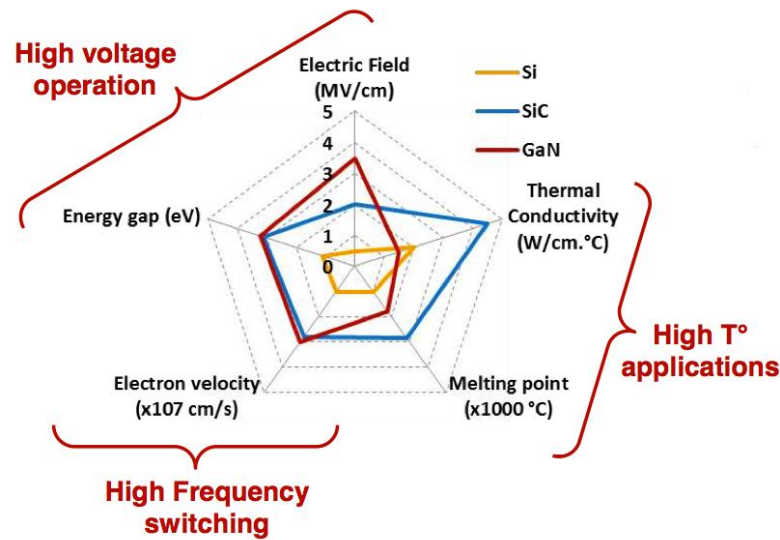


Fig. I.7.b- Comparaison des propriétés des semi-conducteurs par domaine d'application

La supériorité du GaN, comparée au Si ou au GaAs, dans le domaine des hautes fréquences et de la forte densité de puissance, est confirmée par les facteurs de mérite communément utilisés pour évaluer les performances de semi-conducteurs pour une application donnée.

I.5 Facteurs de mérites

Le facteur de mérite est un indicateur de performance d'un matériau, exprimé en fonction des paramètres intrinsèques du matériau à analyser. Afin de faciliter le choix du matériau en fonction de l'utilisation envisagée, nous avons à notre disposition différents facteurs de mérite rapportés dans la littérature et servant d'indicateurs de performance des hyperfréquences, on distingue :

5.1 Facteur de mérite de Johnson (JMF)

Elle décrit particulièrement l'aptitude du matériau semi-conducteur à répondre aux applications hautes fréquences et de forte puissance [I.11]. Il prend en compte le champ électrique critique E_c et la vitesse de saturation des porteurs V_{sat} .

$$JMF = \frac{E_c \cdot V_{sat}}{2\pi} \quad (\text{Eq.1.7})$$

5.2 Facteur de mérite de Keyes (KMF)

Ce facteur est décrit en fonction des paramètres électriques du matériau tels que sa conductivité thermique K_t , sa permittivité électrique ϵ_r , la vitesse de saturation des porteurs V_{sat} et la vitesse de la lumière dans le vide $c = 8.10^8$ m/s. Ainsi, le facteur de mérite de Keyes nous renseigne notamment sur les performances thermiques et fréquentielles que peut atteindre le matériau, [I.12].

$$KMF = K_t * \sqrt{\frac{c \cdot V_{sat}}{4\pi \cdot \epsilon_r}} \quad (\text{Eq.1.8})$$

5.3 Facteur de mérite de Baliga (BMF)

Le facteur de mérite de Baliga apporte une appréciation en termes de tenue en tension du composant, étant donné, qu'il prend en compte la mobilité des porteurs μ_n la permittivité électrique du matériau ϵ_r et le champ électrique critique E_c [I.13].

$$BMF = \epsilon_r \cdot \mu_n \cdot E_c \quad (\text{Eq.1.9})$$

Cependant, la compatibilité des matériaux avec la technologie (Si) silicium se mesure généralement par un facteur de mérite normalisé. Cela veut dire que les facteurs de mérites précédents sont pris les formes en ratio. Le tableau ci-dessous, *tab.I.2* reprend les indicateurs de performances précédentes, mais normalisées par rapport au Silicium.

$$JMF_{ratio} = \frac{JMF}{JMF_{Si}} \quad (\text{Eq.1.10.a})$$

$$KMF_{ratio} = \frac{KMF}{KMF_{Si}} \quad (\text{Eq.1.10.b})$$

$$BMF_{ratio} = \frac{BMF}{BMF_{Si}} \quad (\text{Eq.1.10.c})$$

	Semi-conducteur					
	Si	GaAs	4H-SiC	GaN	Diamant	
JMF_{ratio}	1	1,3	20	22	50,4	Potential pour les applications HF & forte puissance
KMF_{ratio}	1	0,45	4,61	1,6	32,1	Performances thermiques & fréquentielles
BMF_{ratio}	1	15,8	439,4	676,8	4266,8	Tenue en tension

Tab I.2 - Les différents facteurs de mérites normalisés par rapport au silicium utilisés dans les applications micro-ondes de puissance

I.6 Les dispositifs à semi-conducteurs grand gap

Les dispositifs à semi-conducteurs sont aujourd'hui très populaires dans les appareils électroniques de toutes les catégories. Les transistors et les diodes sont les composants électriques les plus courants à base de semi-conducteurs. Ils sont largement utilisés dans l'électronique numérique, mais aussi très fréquemment dans les circuits analogiques. Les circuits hyperfréquences nécessitent l'utilisation de transistors spéciaux capables de fonctionner à haute fréquence avec des performances raisonnables.

6.1 La diode Schottky

Walter H. Schottky physicien allemand avait inventé et nommé diode Schottky avec des caractéristiques (seuil de tension directe très bas et un temps de commutation très court) ; donc rapide. Il existe plusieurs fabricants de diodes Schottky en SiC tel que Rockwell, APT, Fairchild, Infineon, CREE...etc. Les diodes Schottky à (Si) possèdent des tensions de blocage de l'ordre de 150 à 200V. Au (SiC) 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 et al.* [I.14]. La tenue en tension était de 400 V pour une épaisseur de couche égale à 10 μm dopée à $3,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. *Singh et al.* [I.15] avait développé une diode Schottky possédant un courant direct plus élevé.

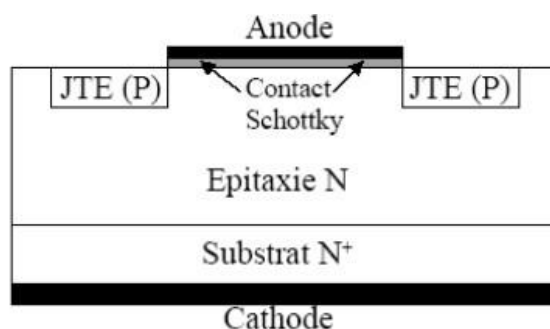


Fig. I.8- Coupe d'une diode Schottky en 4H-SiC

6.2 Les transistors de puissances hyperfréquences

Il existe deux types principaux de transistors : [I.16]

- ✓ Le transistor à jonction bipolaire (BJT) possède un collecteur, une base et un émetteur.
- ✓ Le transistor à effet de champ (FET) doté d'un drain, une grille et une source, mais le courant de drain est plutôt contrôlé par une tension appliquée à la grille.

Ces deux types sont eux-mêmes composées de sous-familles. Les dispositifs BJT et FET peuvent être trouvés dans les circuits modernes. Les matériaux semi-conducteurs modernes tels que le GaAs, GaN sont utilisés pour créer des dispositifs FET, sans équivalent bipolaire. La famille de dispositifs FET est elle-même divisée en différentes catégories. Le transistor à haute mobilité d'électrons (HEMT) est l'architecture à semi-conducteur utilisée lors de la fabrication des transistors au GaN. On présente les principales structures de transistors RF par la figure Fig.I.9.

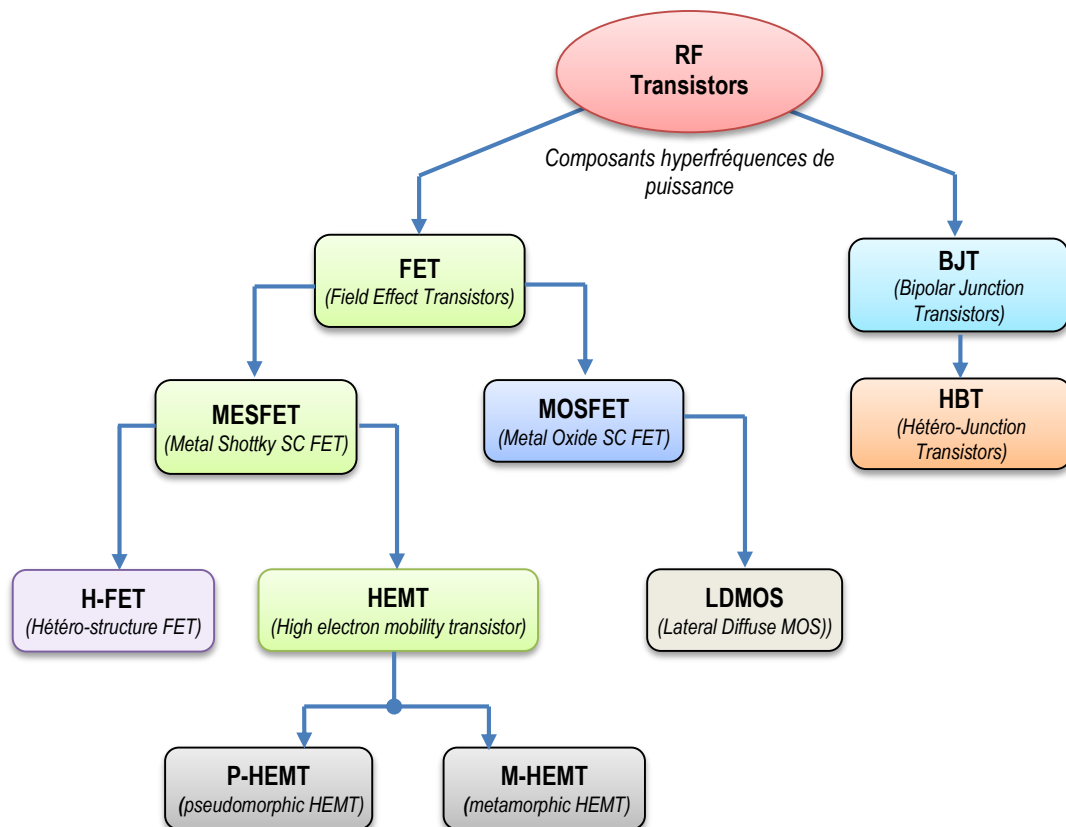


Fig. I.9- Principales structures de transistors RF

6.2.1 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 Fig.I.10 montre le schéma de principe d'un transistor bipolaire.

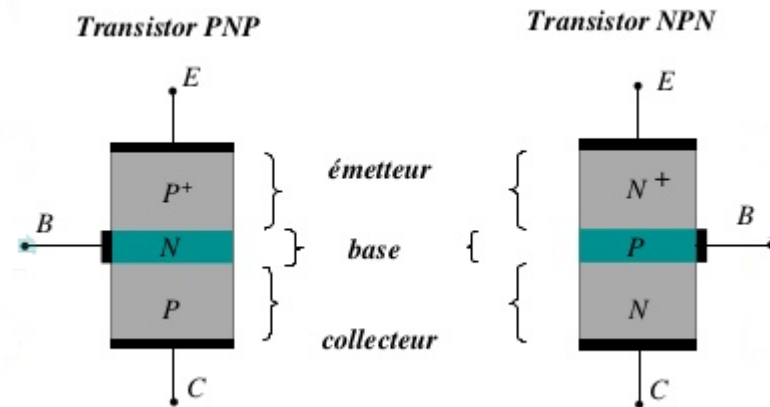


Fig. I.10- schéma de principe d'un transistor PNP & NPN

Le transistor bipolaire n'est pas du tout avantageux d'un point de vue de la commande. Pour qu'il reste conducteur, il faut continuer à appliquer le courant de commande ce qui est très coûteux en énergie qui peut être contribué à la dissipation de puissance sous forme de chaleur. Donc, il n'est quasiment plus utilisé actuellement

Tang et al. [I.17] avait réalisé un transistor bipolaire NPN à base de carbure de silicium SiC-4H, dont l'originalité du transistor repose sur le fait que l'émetteur est obtenu par implantation ionique de phosphore. 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 une densité de courant J_{CE} égale à 20 A/cm^{-2} , le gain passe de 8 à 3 lorsque la température varie de 25 à $250 \text{ }^\circ\text{C}$.

Ryu et al. [I.18] a aussi conçu un transistor bipolaire NPN à base de 4H-SiC à partir d'un substrat de type N^+ , de concentration totale de $1,13 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et obtenu par processus d'épitaxie pour les trois couches Fig.I.11. La tension de claquage théorique unidimensionnelle est de 3,1kV. Ce transistor bipolaire est parmi ceux dont la tenue en tension est l'une des plus élevée.

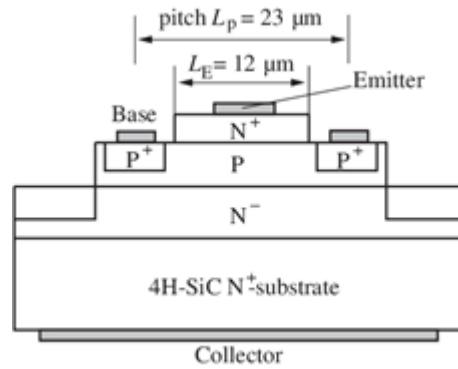


Fig. I.11- Transistor bipolaire en SiC-4H

6.2.2 Transistor HBT

Basé sur le principe de fonctionnement des transistors à jonctions classiques (BJT), Shockley avait introduit en 1948 et publia les travaux sur le concept du transistor bipolaire à hétérojonction (HBT: *Heterojunction Bipolar Transistor*). Le HBT a apporté une amélioration des performances par rapport au transistor bipolaire à jonction classique BJT, qui se justifie par l'utilisation d'une hétérojonction base émetteur Fig.I.12. 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 [I.16].

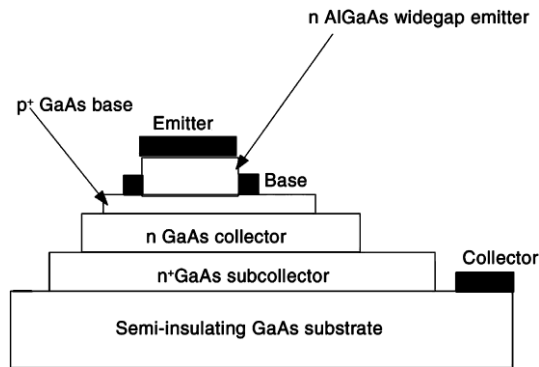


Fig. I.12- Vue en coupe d'un transistor bipolaire à hétérojonction (base-émetteur)

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.
- ✓ Augmenter la largeur de la base pour garder la résistance parasite de base relativement faible, mais ceci augmente le temps de transit des électrons dans la base et réduit ainsi les potentialités de fonctionnement en hautes fréquences.

Depuis, la réalisation d'un HBT en technologie GaN/SiC est proposée par J. Pankove, [I.19] dont la figure Fig.I.13.

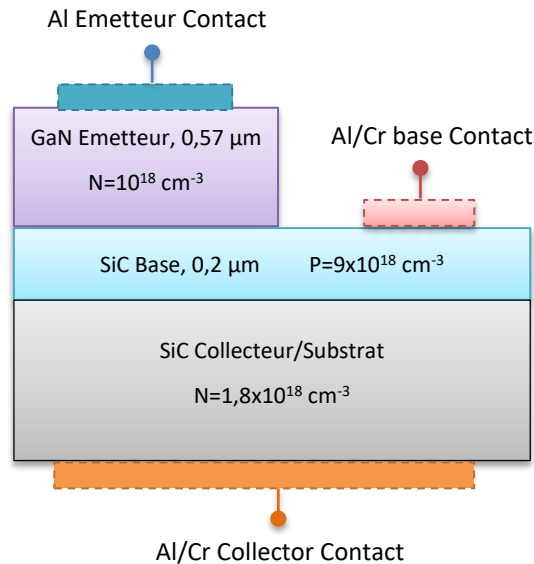


Fig. I.13- HBT en technologie GaN/SiC

En mars 2007, Jae-Woo Park a obtenu avec un HBT InGaP/GaAs (avec un transistor 20×10 doigts de $20 \mu\text{m}^2$ chacun) d'un amplificateur RF opérant en bande X, une puissance de sortie de 1,08W (5.4W/mm) [I.20]. La tension collecteur-émetteur VCE est de 10V et le rendement en puissance ajouté PAE de 44%. Cette performance a été obtenue pour une fréquence de 8GHz. L'avantage de la filière HBT pour l'amplification de puissance micro-onde réside dans la possibilité de rapprocher de très bons rendements et une très bonne linéarité. Elle est actuellement utilisée dans de nombreux dispositifs de puissance allant jusqu'à la bande X.

6.2.3 Transistor MESFET

Le transistor MESFET fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. N. Shockley a imaginé trois structures principales de transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille qui sont : [I.21]

1. Grille à jonction PN pour le transistor JFET (*Junction Field Effect Transistor*),

2. Grille métallique isolée pour le transistor MOSFET (*Metal Oxide Semi-conductor Field Effect Transistor*), destiné pour l'électronique de puissance.
3. Grille métallique à barrière Schottky pour le transistor MESFET (*Metal Semi-conductor Field Effect Transistor*).

Carver Mead [I.22] proposa en premier lieu de remplacer le silicium des premiers FETs par un semi-conducteur III-V tel que l'AsGa. Les premiers résultats en puissance obtenus avec un MESFET 4H-SiC datent de 1994, et cette évolution au niveau matériau a permis d'obtenir des MESFETs aux fréquences micro-ondes sur une large gamme de 2 à 18 GHz.

Un substrat mono cristallin en SiC qui doit être le moins conducteur possible ne joue aucun rôle électrique mais constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant en partant du bas de la figure Fig.I.14. Une fine couche active dopée N (channel) est insérée sur ce substrat, soit par épitaxie, soit par implantation ionique.

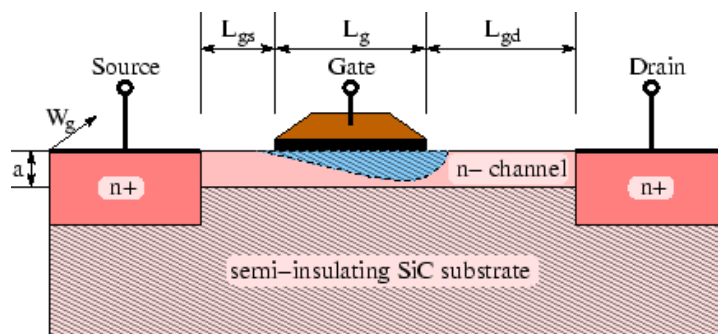


Fig. I.14 - Coupe transversale d'un MESFET-SiC 4H avec ses dimensions géométriques

Par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion, on rajoute à la structure deux zones fortement dopées N^+ , sous les électrodes de drain et de source respectivement. 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. Trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de contact source et de drain, de nature ohmique. L'électrode de grille est de type Schottky. En ce qui concerne les principales dimensions géométriques : [I.23]

- Le premier est la petite dimension de contact de grille L_g (*gate length*) 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_g (*gate width*). 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 $1\mu\text{m}$. Paramètre très important contribuant au maintien du courant de sortie. Il est impératif de maintenir un rapport L_g/a supérieur à 5 pour ne pas entraîner une augmentation du pic de champ électrique [I.24], et par conséquent une diminution de la tension de claquage

La figure Fig.I.15 montre le principe fonctionnement d'un MESFET caractérisé par la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous le contact de grille qui est de type Schottky. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE) – zone en couleur verte-, se crée sous la grille. 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.

- ❖ A une 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 I_{ds} .
- ❖ A une tension de grille fixe : l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal, qui entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant I_{ds} (drain-source).
- ❖ A une tension de grille fixe et négative : Lorsque la tension appliquée sur la grille est suffisamment négative, le transistor est alors dit « pincé » (tension de pincement V_p), la ZCE s'augmente au volume et cause d'étranglement du canal, ne laissant plus passer le courant.

- ❖ 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.

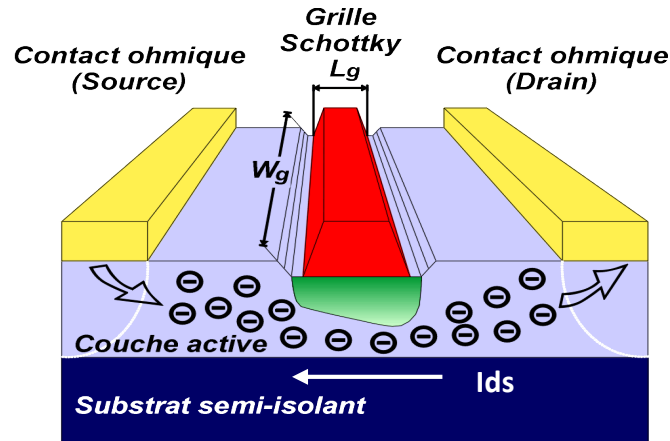


Fig. I.15 - Coupe transversale d'un MESFET-SiC : principe de fonctionnement.

L'évolution des caractéristiques typiques du courant de sortie I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} est représenté par la figure Fig.I.16. En faisant croître la tension V_{ds} pour plusieurs niveaux de la tension V_{gs} , on obtient un réseau de caractéristiques qui permet de distinguer deux zones de fonctionnement du transistor à effet de champ [I.25].

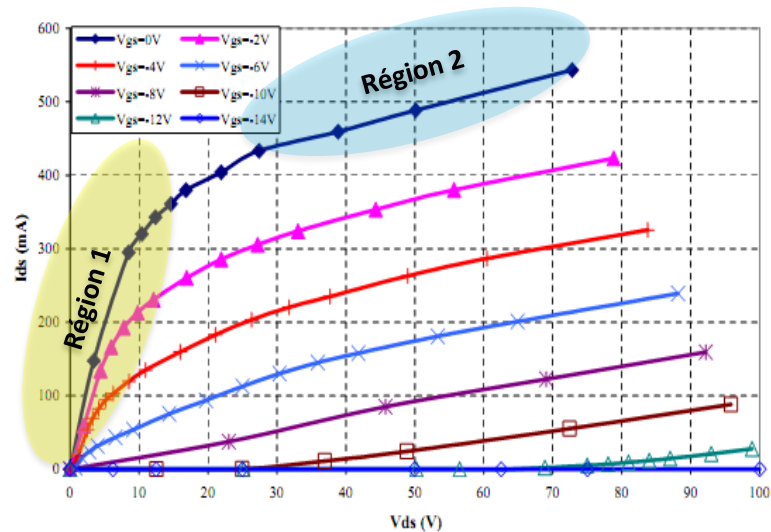


Fig. I.16 - Réseau de caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ à $V_{gs} = Cste$

1. La première région appelée zone ohmique, une zone linéaire dans laquelle le courant de drain varie linéairement en fonction de la tension V_{gs} . Le transistor est alors assimilable à une résistance variable dont la valeur est contrôlée par la tension de grille.
2. La deuxième région appelée zone de fonctionnement saturé (zone de saturation) où le courant de drain ne dépend quasiment que de la tension V_{gs} . L'accroissement de la tension de drain, influe sur la section de la zone dépeuplée ZCE, qui 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. Dès que le transistor commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille V_{gs} nulle, le courant de saturation I_{dss} est présent à la place de « I_{ds} ».

6.2.4 Transistor HEMT GaN

C'est un composant de puissance à haute mobilité électronique, et peut être considéré comme étant un MESFET amélioré. Les premiers HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) sont apparus en 1980 (Fujitsu & THALES qui se nommait à l'époque Thomson-CSF) [I.26], [I.27]. Ces hétéro-structures à haute mobilité électronique constituent une évolution majeure des MESFET (FET à jonction métal/semi-conducteur) et ont pris le pas sur ces derniers depuis les années 1990 [I.28], [I.29].

Dans la littérature, on peut trouver le HEMT sous différentes dénominations comme :

- ✓ HFET (Heterojunction Field Effect Transistor),
- ✓ MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor),
- ✓ GaN HEMT *TEGFET* (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor).

Le fondement d'un HEMT repose sur la création d'un gaz d'électrons à mobilité élevée au sein d'un matériau non dopé et de très faible résistance. En effet, ce gaz d'électrons se situe au cœur d'une hétérojonction entre deux matériaux de gap différents faisant partie de la

structure du composant HEMT. L'effet fondamental est lié au phénomène de variation de la densité de porteurs de ce gaz bidimensionnel d'électrons sous l'influence d'une tension appliquée à l'accès grille du composant V_{gs} .

Les propriétés de faible bruit et faible consommation d'énergie font de composants des éléments essentiels pour les applications d'amplification et de puissance aux hautes fréquences. Son effet fondamental est une source de courant contrôlée en tension.

6.2.4.1 Principe de l'hétérojonction

Vue les structures de bandes des matériaux, l'AlGaN présente un large gap de 3,82eV et le GaN un gap un peu plus faible de 3,4eV. L'hétérojonction est formée par la juxtaposition de ces deux matériaux dont les largeurs de bande sont différentes [I.30]. Cette juxtaposition entraîne donc la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface ΔE_c . La figure Fig.I.17 présente les niveaux d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact.

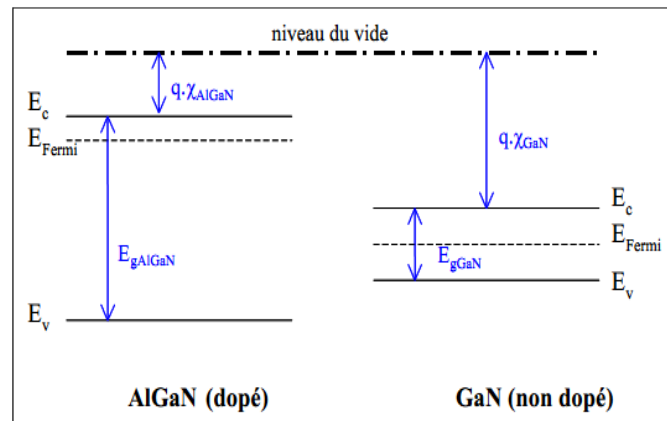


Fig. I.17 - Niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction

D'après les règles d'Anderson, la mise en contact des deux matériaux permet l'alignement de leurs niveaux de Fermi. Mais 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.

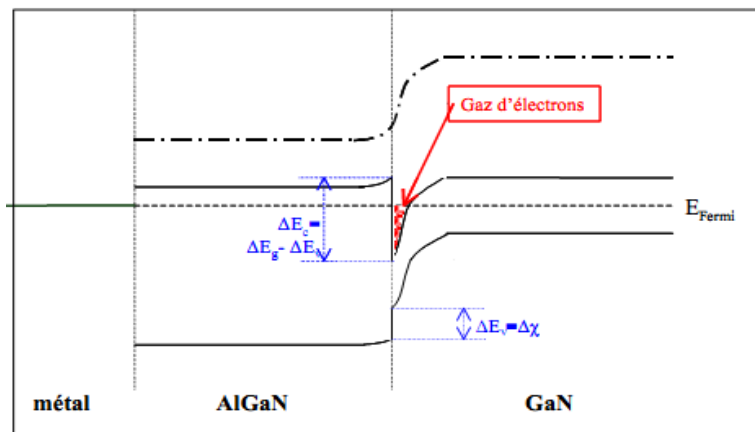


Fig. I.18 - Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle

La figure Fig.I.18 ci-dessus montre les niveaux d'énergie à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle. Nous observons la formation d'un puits quantique à l'interface, dans le matériau de plus faible largeur de bande interdite. 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 (2DEG) : 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.

La figure suivante Fig.I.19 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 à l'intérieur du canal. Une tension appliquée sur la grille d'un HEMT permet le contrôle du courant qui circule 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.

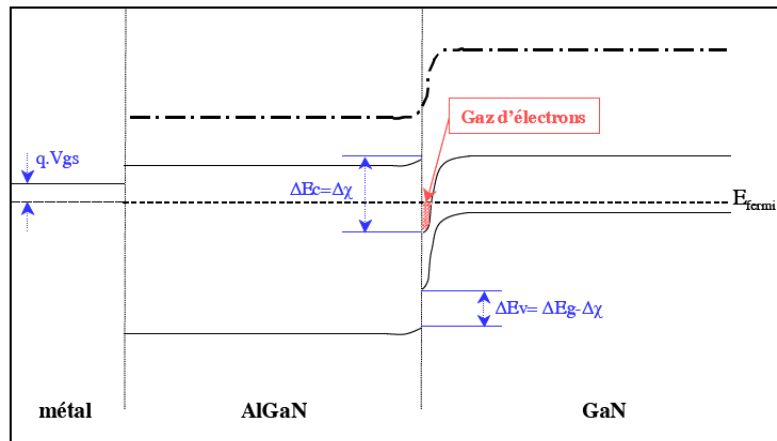


Fig. I.19 - niveaux d'énergie mis en jeu à l'hétérojonction lorsqu'on applique une tension sur la grille

6.2.4.2 Structure physique du HEMT

Le HEMT est essentiellement constitué de trois matériaux différents :

- le substrat,
- un matériau à large bande interdite,
- et un matériau à plus faible bande interdite.

On présente la structure de base d'un HEMT, Fig.I.20. La description se fait de bas en haut :

[I.31-32-33]

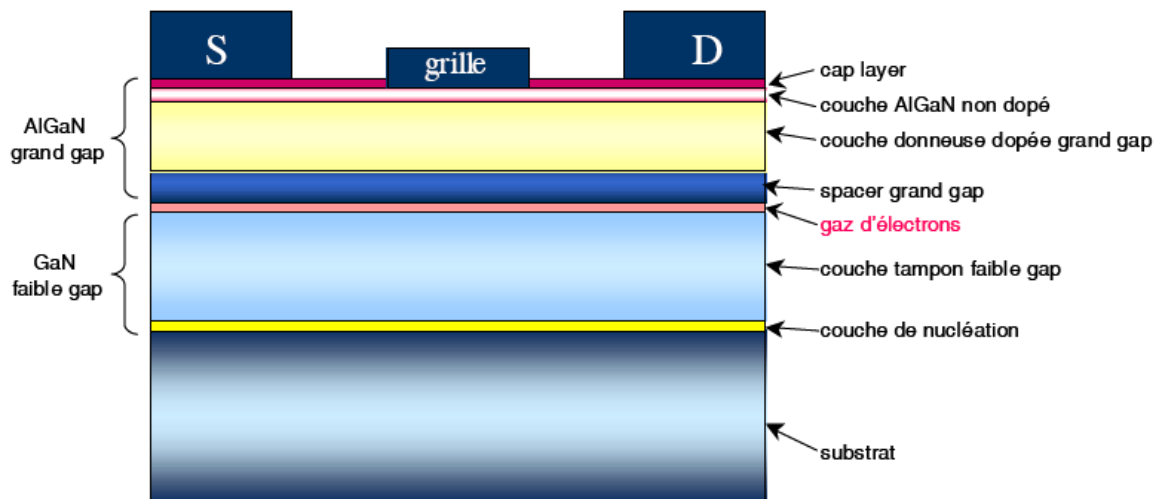


Fig. I.20 - Structure physique de base d'un HEMT

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, c'est la jonction de ces deux derniers matériaux qui est à l'origine de la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, dont la densité est modulée par la tension appliquée à la grille du composant. La jonction Schottky créée par la jonction du métal de la grille et du semi-conducteur du substrat caractérise également le fonctionnement d'un HEMT.

- 1) Substrat ou « bulk »: les substrats de nitrure de gallium sont encore très peu utilisés en raison de leur coût élevé et de leur petite taille. Les substrats les plus utilisés à ce jour, sont le carbure de silicium, le saphir et le silicium, sur lesquels peut s'effectuer la croissance d'une couche de cristaux de nitrure de gallium.
- 2) Couche de nucléation : afin d'absorber une partie de la contrainte liée au désaccord de maille entre le substrat et le GaN, une couche mince de GaN est déposée sur le substrat. Cette dernière sert à débiter la croissance de la structure mais également à limiter la propagation des dislocations dues aux différences structurelles substrat-GaN dans le reste de la structure.
- 3) Couche tampon ou «buffer »: cette couche est constituée du matériau de plus faible largeur de bande interdite (dans notre cas, le GaN, avec un gap de 3,4eV). Dans la partie supérieure de cette couche va se former le gaz bidimensionnel d'électrons.
- 4) Espaceur ou « spacer » : ce film est constitué du matériau de plus large gap (dans notre cas, l'AlGaN, avec un gap de 3,82eV). Cette couche non dopée est soumise à un compromis : plus elle est épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal augmente et plus la densité de charges est faible. Au contraire, plus le spacer est fin, plus la densité de charges disponibles dans le canal augmente induisant une plus faible résistance de source, une transconductance et une densité de courant plus grandes.
- 5) Couche donneuse : qui représente une épaisseur de quelques nanomètres de matériau grand gap AlGaN dopé. La concentration d'aluminium peut varier de 20% à 30% environ. Une zone désertée se forme dans cette couche au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction.

6) Couche AlGaN non intentionnellement dopée (n.i.d) : qui permet la réalisation d'un contact Schottky, ou redresseur de bonne qualité. Il est très difficile de réaliser un contact redresseur correct sur une couche fortement dopée puisque la courbure de bande de conduction favorise le passage du courant par effet tunnel.

7) Couche superficielle ou « cap layer » : produit de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet également de réduire les résistances d'accès et d'empêcher l'oxydation de la couche d'AlGaN. Dans le but d'obtenir une bonne jonction Schottky de grille, un « encastrement » (recess) complet de cette épaisseur doit être réalisé sous le contact de grille.

Pour les applications de puissance en haute fréquence, il faut avoir un courant élevé associé à une forte tension. Cela est possible avec le nitrure de gallium où une concentration d'électrons supérieure à 10^{13}cm^{-2} peut être obtenue sans doper intentionnellement la couche d'AlGaN/GaN. Par ailleurs, le GaN a un grand gap (3.4eV) ce qui permet d'avoir une tension de claquage élevée. L'association de ces deux paramètres conduit à un composant qui peut délivrer une forte puissance.

6.2.4.3 Impacts sur les performances du HEMT

Les conditions de fonctionnement ainsi que les défauts dans la structure du composant induisent des effets dispersifs qui eux-mêmes limitent le fonctionnement des transistors. Dans la suite utile, on met en évidence leur impact sur les performances des transistors, les effets thermiques et les effets de pièges. [I34-35-36]

6.2.4.3.1 Les effets thermiques

La température ambiante et l'auto-échauffement (self-heating) du transistor se traduit par une puissance électrique dissipée due à l'effet Joule dépendant de la classe de fonctionnement et des performances RF de celui-ci vis à vis du signal injecté, une diminution de la mobilité des porteurs et la chute du courant de drain. A l'heure actuelle, le SiC est le meilleur substrat en termes de dissipation de la chaleur grâce à

son importante conductivité thermique. Mais, quel que soit le substrat choisi, la thermique doit toujours être gérée au mieux (Management thermique), compte tenu des puissances élevées atteintes par les composants GaN.

6.2.4.3.2 Les phénomènes de pièges

Les pièges : source de dégradation des caractéristiques électriques d'un transistor. Les pièges altèrent de manière significative les performances électriques des composants. Les défaillances électriques proviennent du fait que ces pièges peuvent capturer ou émettre des charges avec des constantes de temps bien plus lentes que les périodicités des signaux appliqués. Cependant, une partie des charges du canal ne réagit plus immédiatement aux tensions appliquées, mais réagit aux pièges avec leurs constantes de temps propres et on a donc :

$$I_{ds} = fct (V_{gs}, V_{ds}, \text{états des pièges})$$

Les pièges ajoutent des composantes basses fréquences au fonctionnement RF, et c'est pourquoi on parle de dispersion RF pour traduire leurs effets.

6.2.4.3.3 Amélioration du claquage et augmentation de la densité des porteurs

La technologie d'ajout d'une métallisation de grille appelée plaque de champs ou « *field plate* » ou encore « *overlapping* » au-dessus de la couche de passivation du composant coté grille-drain, *Fig.I.21*, est connue depuis 1969 [I.36]. Elle est utilisée pour augmenter la tension d'avalanche de façon significative par modification du profil du champ électrique et surtout de la valeur du pic du champ électrique dans le transistor pour ne pas atteindre le champ électrique critique *Fig.I.22* [I.37].

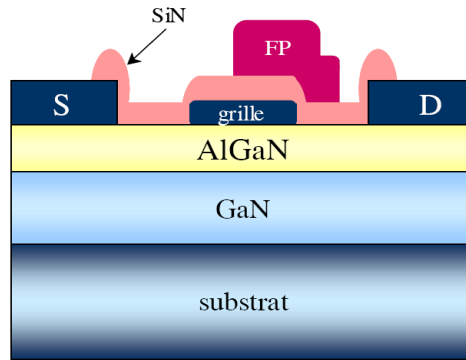


Fig. I.21 – GaN HEMT avec field-plate

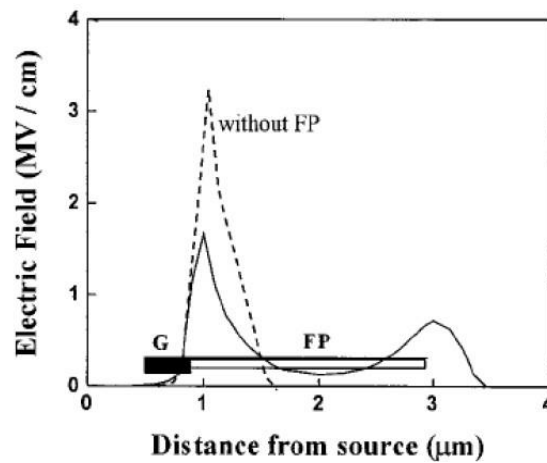


Fig. I.22 - Simulation de la distribution du champ électrique le long de l'axe du gaz d'électrons bidimensionnel avec et sans field-plate

En terme de performance, nous pouvons citer la publication de *Wu et al* [I.38] du laboratoire Cree, qui indique en technologie double field plate, un transistor en classe B à $V_{ds}=135V$ avec une densité de puissance de plus de $40W/mm$ à $4GHz$ associée à 60% de PAE et $16dB$ de gain. Cependant, la technologie (field-plates) reste limitée à des composants prévus pour fonctionner à des fréquences inférieures à $10-12 GHz$ au mieux [I.39].

6.2.4.4 Les substrats utilisés pour la croissance du GaN

Les substrats généralement utilisés pour la croissance du GaN sont : le saphir (Al_2O_3), le silicium (Si), le carbure de silicium (SiC). Nous allons discuter les avantages et les inconvénients de chaque substrat. [I.40]

6.2.4.4.1 Saphir Al_2O_3

Le saphir (Al_2O_3) est le substrat le plus utilisé pour la croissance du GaN pour les applications optoélectroniques. Il possède un coefficient de dilatation thermique qui s'approche de celui du GaN, un coût relativement faible, et disponible en substrats de 6 pouces. L'inconvénient majeur du saphir est sa mauvaise conductivité thermique, qui se positionne peu adapté pour la réalisation des composants de puissance.

6.2.4.4.2 Le carbure de silicium (SiC)

Dès le début des années 1960, le Carbure de Silicium (SiC) fut reconnu pour ses qualités (*champ électrique, vitesse de saturation et conductivité thermique*). Sa grande largeur de bande interdite ayant un gap compris entre 2.2 et 3.3 eV selon son polytype (6H ou 4H). Son champ de claquage est huit fois plus élevé et une conductivité thermique trois fois plus élevée que le silicium, ce qui permet de fabriquer des composants pouvant supporter des tensions importantes. Il présente des caractéristiques physiques très intéressantes pour des applications à hautes températures et à fortes puissance. Le carbure de silicium (SiC) est le substrat le plus adapté pour la croissance du GaN. Il a la meilleure conductivité thermique, par rapport aux autres substrats. Les inconvénients majeurs de ce substrat sont son cout qui reste relativement élevé et la taille des substrats présents sur le marché.

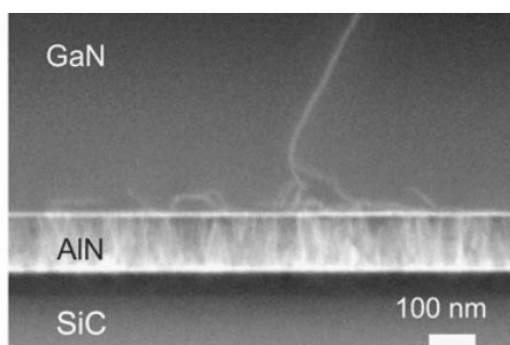


Fig. I.23 - STEM image d'une couche de GaN crûe sur SiC avec une couche de nucléation d'AlN

6.2.4.4.3 Le silicium (Si)

Le Silicium est un des substrats les plus utilisés pour la croissance du GaN, grâce à son prix très compétitif, sa disponibilité, et sa bonne conductivité thermique. Contrairement aux

substrats de saphir et de carbure de silicium, le Si (111) possède une maille plus grande que celle du GaN. Pour obtenir une couche GaN avec une faible densité de défauts, il est nécessaire d'intercaler une couche de nucléation d'AlN, ou des super-réseaux AlN/GaN entre le substrat et le GaN volumique comme le montre la figure Fig.I.24.

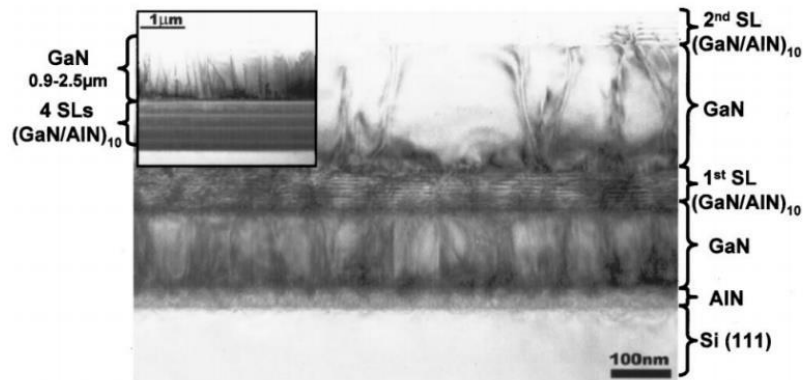


Fig. I.24 - Image pris par microscopie électronique en transmission (TEM) de super-réseau AlN/GaN déposé sur GaN/AlN/Si

6.2.4.5 Récapitulatif

Pour le GaN nous disposons de trois types de substrats standards (Saphir, SiC ou Si). Du substrat plus souvent semi-isolant qui sert de support à la croissance, et plus ou moins coûteux selon les filières.

Celui qui apporte les meilleurs résultats est le carbure de silicium monocristallin (SiC). Il présente un désaccord de maille de 3,5% avec le GaN et une très bonne conductivité thermique $\lambda_{SiC} = 3,8W/cm.K$. Son principal inconvénient est son coût élevé. Le second substrat est le saphir (Al_2O_3) qui présente un désaccord de maille très élevé de l'ordre de 13,5% et source de nombreuses dislocations (environ $10^7/cm^2$). Ce matériau possède une conductivité thermique assez faible $\lambda_{saphir} = 0,5W/cm.K$. Le troisième substrat est le silicium (Si) qui engendre une densité de dislocations de l'ordre de $5.10^9/cm^2$ car il possède un désaccord de maille très élevé d'environ 16% par rapport au GaN. L'inconvénient majeur est qu'il est

difficile d'obtenir des substrats isolants notamment à température élevée. Par contre, sa conductivité thermique est bonne et est comparable à celle du GaN, $\lambda_{Si} = 1,54 \text{ W/cm.K}$.

La figure Fig.I.25 présente une comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN, selon le coût, la conductivité thermique, le désaccord de maille, le coefficient de dilatation thermique et la disponibilité en taille.

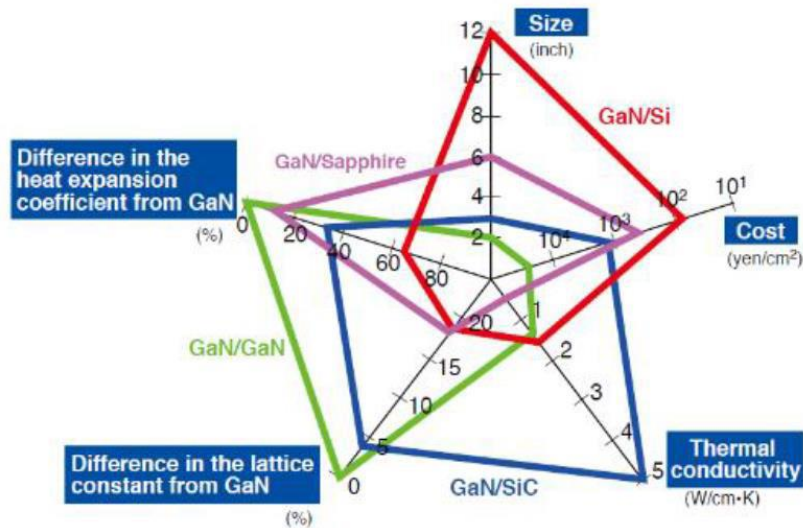


Fig. I.25 - Comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN

I.7 Amplificateurs de puissance RF (SSPA) à base de GaN

L'amplificateur de puissance est le dernier élément actif avant l'antenne d'émission. Son rôle est d'amplifier le signal à un niveau suffisant pour que la réception au sol soit possible avec des terminaux dotés d'antennes de taille modeste. La technologie la plus ancienne pour réaliser cette amplification de puissance est celle des tubes à ondes progressives (Travelling Wave Tube Amplifier, TWTA). Ces amplificateurs sont capables d'opérer à hautes températures et de fournir des puissances RF voisines de 200W avec un rendement de 50 à 70% - plutôt élevé pour un amplificateur linéaire RF. Leur principal inconvénient vient des multiples tensions de plusieurs kilovolts nécessaires à leur fonctionnement, rendant délicate la conception de leurs modules d'alimentation spécifiques (*Electronic Power Conditioner, EPC*). Ceux-ci doivent d'ailleurs être localisés dans une zone thermique contrôlée du satellite, alors

que le TWTA est généralement placé sur un panneau extérieur où il peut être directement refroidi par radiation d'où la nécessité d'acheminer la haute tension entre les deux éléments.

Plus récemment, des amplificateurs de puissance à transistors (Solid-State Power Amplifier, SSPA) sont utilisés. Les générations précédentes, basées sur des HEMT de puissance d'arséniure de gallium GaAs et limitées à des puissances relativement faibles (quelques dizaines de watts) sont en passe d'être remplacées par des SSPA à base de HEMT GaN dont le gain sensible en performances (notamment un rendement atteignant les 40 à 50% et une température maximale de jonction >150 °C). Ils en font des concurrents sérieux aux TWTA sur une plage de plus en plus étendue de fréquences et puissances. [I.41]

I.7.1 Structure générale d'un SSPA

L'amplificateur SSPA et son alimentation peuvent être empilés pour former un équipement monolithique comme représenté sur la Fig.I.26.a, où le boîtier doré contient la chaîne RF et le boîtier argenté son alimentation électrique (EPC - *Electronic Power Conditionner*). La chaîne RF que compose le SSPA est consistée d'une section radiofréquence basse puissance (RF LP) et une section radiofréquence haute puissance (RF HP), Voir Fig.26.b. L'EPC convertit le bus d'alimentation primaire 100V à une tension stable et à faible bruit de fonctionnement pour les sections RF LP et RF HP.

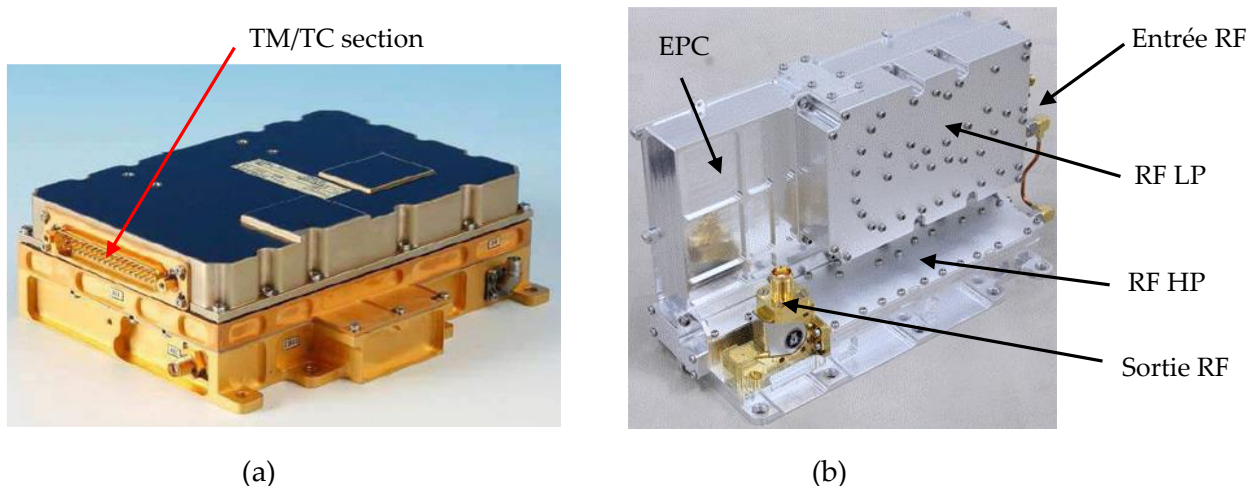


Fig. I.26 – (a). SSPA complet (photo Thales Alenia Space). (b). photographie d'un SSPA à base de GaN en bande C de puissance de sortie 100W. [I.42]

I.7.2 Analyse du concept thermique d'un SSPA

La plus grande partie de la chaleur est dissipée dans la section RF HP, en particulier l'étage final de 100W GaN HEMT. Pour un meilleur contrôle thermique, Il est absolument connaître que le RF HP est placé au niveau bas du châssis SSPA, qui est conçu pour être situé et fixé au sommet des caloducs (heat pipes) mis en sandwichs d'un panneau constituant le satellite. Afin de transférer efficacement la chaleur dissipée et d'abaisser la température du canal de l'élément actif GaN HEMT, une feuille thermo-conductrice (cale en or) est insérée entre le dispositif GaN HEMT et le châssis. La figure Fig.I.27 présente comme illustration les données d'analyse thermique. [I.42]

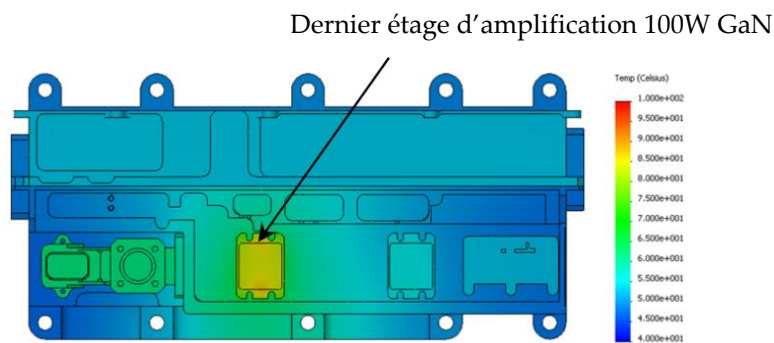


Fig. I.27 – Illustration d'une Analyse thermique d'un SSPA GaN HEMT de 100W en bande C.

I.8 - Principaux modes de défaillances des modules électroniques

Les composants ou les modules électroniques à base semi-conducteur et leurs assemblages respectifs subissent des cycles thermiques actifs induits par les pertes par conduction au cours de leur fonctionnement.

Dans le cas des applications embarquées en plus ces cycles, les modules subissent des contraintes environnementales qui peuvent être extrêmes et notamment pour des applications aéronautiques et spatiales.

La probabilité de défaillance dans les systèmes électroniques dépend fortement à la température de fonctionnement. La surcharge thermique est la cause de défaillance la plus fréquente dans les systèmes électroniques modernes et donc, il est important de comprendre les caractéristiques thermiques statiques et dynamiques des modules de puissance, en particulier la température de jonction.

I.8.1 Défaillances au niveau de l'assemblage

Près de 65 % des défaillances et des contraintes dans les assemblages électroniques sont attribués aux phénomènes thermomécaniques. Parmi ces défaillances, on trouve : [I.43]

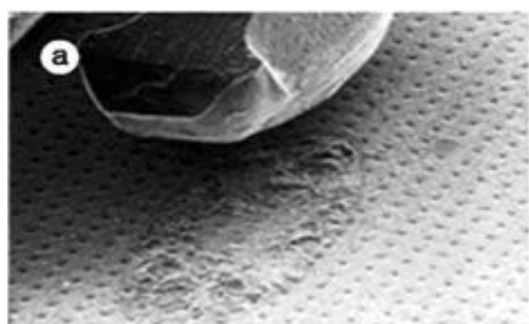
- La fatigue des fils de bonding entre la puce et les connexions électriques de l'assemblage de puissance,
- La fatigue des joints de brasure entre les différentes interfaces de l'assemblage,

I.8.2 Défaillance du fil de Bonding (câblage)

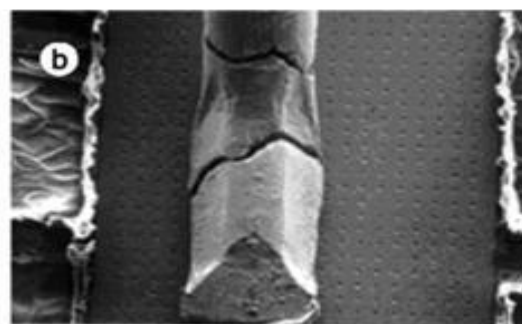
On peut diviser la défaillance à ce niveau en deux catégories :

- La levée des fils de câblage au niveau de la couche de métallisation de la puce.
- La fracture du fil de câblage au niveau du pied de ce dernier.

Ce mode de défaillance Figure *Fig.I.28.a* est dû essentiellement à la différence du CTE (coefficient de dilatation thermique) entre l'aluminium de la couche de métallisation et le silicium. En effet, le CTE de l'Al est de l'ordre de 23 ppm/K à température ambiante, alors que le CTE du Si est seulement de l'ordre de 2,6 ppm/K. En ce qui concerne les fissurations initiées au niveau de câblage sont dues aux problèmes de qualité du fil du bonding. Toutefois, ce mode de défaillance peut être le résultat des contraintes thermomécaniques subies par ce dernier, *Fig.I.28.b*



(a)



(b)

Fig. I.28 - Défaillance au niveau des fils de bonding (a) Levée du fil de câblage (b) Fracture du pied du fil de bonding

I.8.3 Fatigue thermique des joints de brasures

Les brasures constituent un élément important dans l'étude de la fiabilité des modules de puissance. En effet, elles sont fortement soumises aux phénomènes de délaminage lorsque le module électronique est sous hautes tensions ou températures, Figure Fig.I.29.

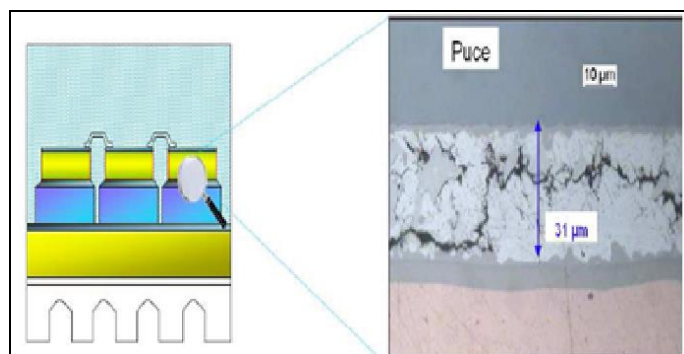


Fig. I.29 - Exemple de fissuration du joint de brasure entre la puce et l'isolant

Les joints de brasure constituent l'élément le plus fragile de l'assemblage sous cycles thermique appliquées aux modules électroniques.

I.9 Fiabilité des modules de puissance

Suivant différents modes de défaillance, l'étude de la fiabilité en électronique de puissance est un vaste problème impliquant : l'interaction de contraintes multiples d'imperfections physiques et technologiques des constituants, allant du cristal au circuit de puissance.

L'analyse des principaux critères technologiques (physiques et électriques) des matériaux de large bande interdite, et spécialement du Nitrure de Gallium GaN, montre que ce dernier est très prometteur pour les applications de télécommunications et radar. Pour cette raison, beaucoup de chercheurs ont commencé à s'intéresser à l'étude de la fiabilité des HEMT GaN [I-43-44].

I.9.1 Evaluation de la fiabilité

L'étude de la fiabilité des modules de puissance consiste à définir les modes de défaillance importants qui peuvent détériorer le fonctionnement nominal. Ces études sont basées sur la physique de défaillance, sur les études statistiques et de probabilités de défaillance et aussi sur les retours d'expérience. Le retour d'expérience est particulièrement important dans le domaine de la fiabilité parce que la récupération des modules défaillants, lorsque cela est possible, permet une investigation complète des mécanismes de défaillance effectivement responsable de la défaillance observée.

L'étude en laboratoire par les tests de vieillissement accéléré est nécessaire pour évaluer la fiabilité, par contre les phénomènes physiques responsables de telle ou telle défaillance peuvent être différents des modes réellement subis dans une application donnée. Pour cette raison, le retour d'expérience est nécessaire pour certifier les résultats des tests de vieillissement accéléré et les modules défaillants.

Il est important de mettre au point les méthodes de tests de ces dispositifs pour connaître leurs limites et estimer la fiabilité des dispositifs d'électronique de puissance en fonction des contraintes opérationnelles et environnementales. [I.44]

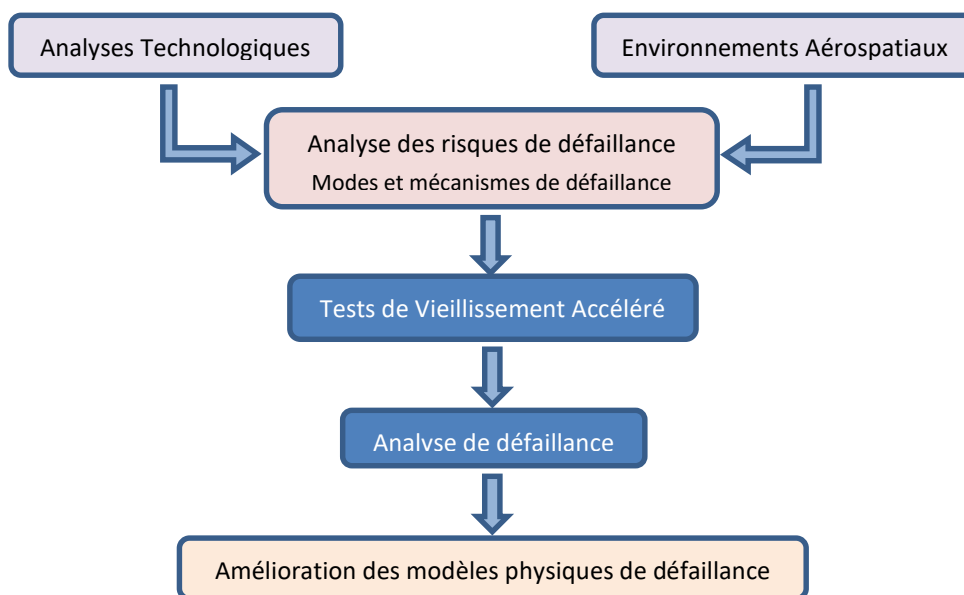


Fig. I.30 – Méthodologie usuelle pour estimer la fiabilité de dispositifs électroniques

Cette méthode débute par l'analyse de technologies intégrées, puis par les environnements rencontrés par ces dispositifs dans l'application. Ensuite, une analyse des risques de défaillance et des tests de vieillissement sont mis en place pour tenter de reproduire les modes et mécanismes précédemment identifiés.

I.9.2 Comparaison des méthodes actuelles de calcul de fiabilité

Les recueils de fiabilité sont bâtis à partir des données provenant de retours d'expériences, et permettant de définir la probabilité de défaillances des composants. Ces recueils se basent sur l'hypothèse que le taux de défaillances est constant sur toute la durée de vie du composant (pas d'effet lié au vieillissement). Nous avons retenu les recueils les plus couramment utilisés, susceptibles de pouvoir donner des résultats pertinents pour l'électronique de puissance : [I.45], [I.46]

- 1) MIL-HDBK-217F,
- 2) RDF 2000
- 3) FIDES.

1) MIL-HDBK-217F

C'est le Département de la Défense des Etats-Unis (US DoD) qui fut le premier à publier ce genre de recueil, au début des années 1960 : il s'agit du MIL-HDBK-217. Il a été mis à jour depuis, et la dernière version est le MIL-HDBK-217F de 1991. Le but de ce recueil était d'établir une méthode d'estimation de la fiabilité des équipements électroniques . Aujourd'hui malgré l'obsolescence de ses données, et le fait qu'il n'ait plus été mis à jour depuis plus de dix ans, il est encore très utilisé dans de nombreux domaines industriels. Basés sur le Transistor FET en *Si*, ce recueil peut être utilisé à réaliser un calcul prédictif du taux de défaillance du composant. Le taux de défaillances prédit (λ_p) est de la forme :

$$\lambda_p = \lambda_b \cdot \pi_T \cdot \pi_A \cdot \pi_Q \cdot \pi_E \quad (\text{Eq.I.11})$$

Où : λ_b est le taux de défaillances de base, π_T un facteur lié à la température, π_A facteur lié à l'application, π_Q un facteur de qualité, et π_E est un facteur lié à l'environnement.

2) UTE-C 80-810 (RDF2000)

Les bases de données de ce recueil proviennent essentiellement de l'industrie des Télécommunications. Celui-ci a été publié par l'Union Technique de l'Electricité (UTE). La dernière mise à jour date d'août 2005. Cependant avec ce recueil on peut définir les facteurs d'influence plus précisément en fonction d'un profil de mission. Pour un IGBT, le taux de défaillances prédit (λ_P) est de la forme :

$$\lambda_p = \lambda_{die} \cdot \lambda_{package} \cdot \lambda_{overstress} \quad (\text{Eq.I.12})$$

Où :

λ_{die} : est le taux de défaillances lié à la puce,

$\lambda_{package}$: est le taux de défaillances lié au boîtier,

$\lambda_{overstress}$ est le taux de défaillances lié aux surcharges que pourrait subir le composant.

En plus de ces données, souvent pour le calcul du taux de défaillance, on a recours à des énergies d'activation et des facteurs d'accélération pour les tests dont l'origine reste à ce jour en développement.

3) FIDES

Le dernier recueil à présenter un calcul pour composants de puissances est le guide FIDES : une méthodologie issue d'un consortium européen de 08 industriels de la Défense et de l'Aéronautique (*Airbus, Eurocopter, GIAT Industries, MBDA missile systems, Thales Airborne Systems, Thales Avionics, Thales Research & Technology et Thales Underwater Systems*) créée sous l'égide de la Délégation Générale pour l'Armement française (DGA). L'édition a date de 2004. Les objectifs du Guide FIDES sont d'une part de permettre une évaluation réaliste de la fiabilité des équipements électroniques, y compris dans les systèmes qui rencontrent des environnements sévères (système de défense, aéronautique, électronique industrielle,

transport...etc.), et d'autre part de fournir un outil concret pour la construction et la maîtrise de cette fiabilité. Pour un IGBT, le taux de défaillances prédit (λ_p) est de la forme :

$$\lambda_p = \lambda_{physique} \cdot \pi_{part_Manufacturing} \cdot \pi_{process} \quad (\text{Eq.I.13})$$

Où :

$\lambda_{Physique}$: représente la contribution physique,

$\pi_{Part_Manufacturing}$: traduit la qualité et la maîtrise technique de fabrication du composant,

et $\pi_{Process}$: est un facteur lié à la qualité et à la maîtrise technique du processus de développement, de fabrication, et d'utilisation du produit contenant le composant.

I.10 Conclusion

Ce chapitre Ce chapitre a été consacré à l'insertion des matériaux semi-conducteurs à large bande interdite en composants électroniques. Les différents propriétés physiques et électriques de ces matériaux ont abordés en détails à savoir : la bande interdite, le champ de claquage, la densité des porteurs intrinsèque, la mobilité électronique, la conductivité thermique en mettant l'optique sur l'effet de température de ce propriétés. Ainsi, les différents types de composants à base des semi-conducteurs à grand gap utilisés en hyperfréquences ou microondes tels que silicium de carbure SiC, le MESFET, et en particulier le nitrure de galium GaN ont été décrits comme principe de fonctionnement, les caractéristiques et leurs performances, les effets parasites indésirables tels que les pièges intrinsèques et l'effet thermique. 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.

Etant donné que la fiabilité est en relation avec la température, nous avons décrire une étude de la fiabilité des modules de puissance par la présentation des modes de défaillance importants et qui peuvent détériorer le fonctionnement nominal d'un module de puissance.

Dans cette optique, nous allons engager une étude sur l'effet thermique dans les modules AlGaN/GaN HEMT comme modèle, pour cela nous allons étudier l'équation de diffusion de chaleur et modéliser le comportement thermique de ce module.

Bibliographie

- [I.1] **O. BONNAUD**, "Composants à semi-conducteurs, de la physique du solide aux transistors", édition Ellipses, 2010, ISBN : 9782729828042
- [I.2] **H. MATHIEU** "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques" 5ème Edition, Dunod, Paris, 2004, ISBN 2-10-048633-0
- [I.3] **J. B. CASADY, 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.
- [I.4] **F. ELMAZOVA**, "Contribution à l'étude de l'amplification de puissance en technologie GaN par la technique de suivi d'enveloppe", Thèse, 2011, N°91-2011.
- [I.5] **O. AMBACHER**, "Growth and applications of group III-nitrides", *Journal of Physics Applied Physics*, vol. 31, pp. 2653-2710, 1998. DOI : 10.1088/0022-3727/31/20/001.
- [I.6] **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.
- [I.7] **S. VOINIGESCU** "High-Frequency Integrated Circuits", (*The Cambridge RF and Microwave Engineering Series*) first Edition, ISBN-13: 978-0521873024.
- [I.8] **N. DEFRANCE**, « Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences », *PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille*, 14 décembre 2007.
- [I.9] **F. SCHWIERZ**, "Wide bandgap and other non-III-V RF transistors: Trends and prospects," 2004.
- [I.10] **C. RAYNAUD, D. TOURNIER, H. MOREL, D. PLANSON**, "Comparison of high voltage and high temperature performances of wide bandgap semiconductors for vertical power devices", *Elsevier, Diamond and related materials*, 19(1), pp. 1-6, 2010. DOI: 10.1016/j.diamond.2009.09.015.
- [I.11] **E. JOHNSON**, "Physical limitations on frequency and power parameters of transistors". *IRE International Convention Record*, Vol. 13, pp. 27-34, Mar.1966. DOI: 10.1109/IRECON.1965.1147520
- [I.12] **R. KEYES**, "Figure of merit for semiconductors for high-speed switches" *Proceedings of the IEEE*, vol. 60, N°2, p. 225, Feb. 1972. DOI: 10.1109/PROC.1972.8593

- [I.13] **B. BALIGA**, "Power semiconductor device figure of merit for high-frequency applications", *Electron Device Letters, IEEE*, Vol. 10, N°10, pp. 455-457, Oct.1989. DOI: 10.1109/55.43098
- [I.14] **M. BHATNAGAR, et al.** "Silicon carbide high voltage (400 V) Schottky barrier diodes", *IEEE Electron Device Letters*, Vol.13, pp.501-503, 1992. DOI: 10.1109/55.192814
- [I.15] **R.SINGH, J. A. COOPER JR, T.P. CHOW, J.W. PALMOUR**, "SiC Power Schottky and PiN diodes" *IEEE transaction On Electronics Devices*, Vol. 49 N°4, pp. 665- 672, 2002. DOI: 10.1109/16.992877
- [I.16] **A. FAZAL, A.GUPTA**, "HEMTs and HBTs: Devices, Fabrication, and Circuits" *Editors Artech House, Boston London*, 1991. ISBN 9780890064016.
- [I.17] **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. DOI: 10.1109/55.974798
- [I.18] **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. DOI: 10.1109/55.910617
- [I.19] **J.PANKOVE, et al.** "High-temperature GaN/SiC heterojunction bipolar transistor with high gain", *IEEE International Electron Devices Meeting*, 1994. DOI: 10.1109/IEDM.1994.383385.
- [I.20] **Jae-WOO PARK**, "Simplified Analytical Model and High Power Characteristics of InGaP/GaAs HBTs at X Band", *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol. 17, N°03, March 2007. DOI: 10.1109/LMWC.2006.890490
- [I.21] **S.M. SZE**, "Semiconductor Devices - Physics and Technology", *John Wiley & Sons*, 1985, ISBN 0-471-87424-8
- [I.22] **C. MEAD**, "Schottky Barrier Gate Field Effect Transistor", *Proc. IEEE*, Vol. 54, no. 2, pp. 307-308, 1966. DOI: 10.1109/PROC.1966.4661
- [I.23] **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.
- [I.24] **PRIBBLE et al.** "Applications of SiC MESFETs and GaN HEMTs in Power Amplifier Design", *Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International*, Vol. 3, 2-7, pp. 1819 -1822, 2002. DOI: 10.1109/MWSYM.2002.1012216.
- [I.25] **N. DUBUC**, "Modélisation électrothermique des transistors SiC-MESFET et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement", *Thèse de doctorat, Université de Limoges*, 2003.

- [I.26] **D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, Nguyen T. Linh**, « Two dimensionnal electron gas MESFET structure », *Electronics Letters*, Vol. 16, No 17, Août 1980. DOI: 10.1049/el: 19800473.
- [I.27] **T. Mimura ; S. Hiyamizu ; T. Fujii ; K. Nanbu**, «A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions», *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 19, No 5, Mai 1980, p L225 à L227. DOI: 10.1143/JJAP.19.L225.
- [I.28] **Y. F. Wu; B.P. Keller; S. Keller, D. Kopolnek; S. P. Denbaars, U. K. Mishra**, «Measured microwave power performance of AlGa_N/Ga_N MODFET», *IEEE Electron Device Lett.*, Vol. 17, pp. 455-457, 1996
- [I.29] **S. T. Sheppard; K. Doverspike; W. L. Pribble et al.**, «High power microwave AlGa_N/Ga_N HEMTs on semi-insulating silicon carbide substrates», *IEEE Electron Device Lett.*, Vol. 20, pp. 161-163, April 1999
- [I.30] **M. 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.
- [I.31] **B. BENBAKHTI**, «Analyses physique et thermique de transistors à effet de champ de la filière GaN optimisation de structures pour l'amplification de puissance hyperfréquence», *thèse de doctorat, 2006, Université de Lille*
- [I.32] **A. PHILIPPON-MARTIN**, «Etude d'une nouvelle filière de composants sur technologie nitrure de gallium. Conception et réalisation d'amplificateurs distribués de puissance large bande à cellules cascodes en montage flip-chip et technologie MMIC», *thèse de doctorat n° 71-2007 soutenue le 06 Décembre 2007, Université de Limoges*
- [I.33] **F. ALI, A. GUPTA**, «HEMTs and HBTs: device, fabrication and circuits», *Ed. Artech house, ISBN 0-89006-401-6, pp. 11-76*
- [I.34] **O. Jardel**, “Contribution à la modélisation des transistors pour l'amplification de puissance aux fréquences micro-ondes. Développement d'un nouveau modèle électrothermique de HEMT AlGa_N/Ga_N incluant les effets de pièges”, *Thèse, 2008, U. Limoges*.
- [I.35] **C. MELIANI**, «Circuits intégrés amplificateurs à base de transistors HEMT pour les transmissions numériques à très haut débit (40 Gbit/s)», *thèse de doctorat soutenue le 17 Juin 2003, Université Paris VII Denis Diderot*
- [I.36] **H. R. CAMENZIND; B. POLATA; J. KOCSIS**, «ICs Break through the Voltage Barrier», *Electronics*, n° 42, 1969, p. 90

- [I.37] **S. KARMALKAR, U.K. MISHRA**, «Enhancement of Breakdown Voltage in AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility Transistors Using a Field Plate», *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol.48, n°8, August 2001, pages : 1515-1521
- [I.38] **Y. F. WU; M. MOORE; A. SAXLER; T. WISLEDER; P. PARIKH**, «40W/mm Double Field plated Ga_N HEMTs», *Device Research Conference 64th*, pp. 151-152, June 2006
- [I.39] **F. ELMAZOVA**, “contribution à l’étude de l’amplification de puissance en technologie Ga_N par la technique de suivi d’enveloppe”, *Thèse*, 2011, N°91-2011.
- [I.40] **Rémy OUIDA** « Vieillessement et mécanismes de dégradation sur des composants de puissance en carbure de silicium (SiC) pour des applications haute température » - *hal id* : tel-01127292. tel.archives-ouvertes.fr/tel-01127292, 2015.
- [I.41] **Guillaume DELAMARE** « Convertisseurs DC/DC à base de HFETs Ga_N pour applications spatiales » - *hal id* : tel-01499458. <https://hal.laas.fr/tel-01499458>
- [I.42] **M.Kido, S.Kawasaki, A.Shibuya, K.Yamada, T.Ogasawara, T.Suzuki, S.Tamura, K.Seino, A.Ichikawa, A.Tsuchiko**, «100W C-band Ga_N Solid State Power Amplifier with 50% PAE for Satellite Use», *Proceedings of the Asia-Pacific Microwave Conference 2016, (APMC)*. DOI: 10.1109/apmc.2016.7931322.
- [I.43] **Ludi ZHANG** « Etude de fiabilité des modules d’électronique de puissance à base de composant SiC pour applications hautes températures » - *hal id* : tel-00988235. tel.archives-ouvertes.fr/tel-00988235, 2014.
- [I.44] **G. PARENT**, “Evaluation de la durée de vie de composants électroniques de puissance commerciaux soumis à plusieurs tests de vieillissement et détermination des mécanismes de défaillance”, *Thèse*, 2017, INP Toulouse.
- [I.45] Etude prédictive de la fiabilité de l’électronique de puissance embarquée, <https://www.researchgate.net/publication/29622220>
- [I.46] " Guide de sélection des modèles de fiabilité prévisionnelle pour les composants électroniques", Institut pour la Maîtrise des Risques, https://www.imdr.eu/offres/doc_inline_src/818/Guide_de_selection_oct09_159.pdf, 2009

Chapitre II

*Effet Thermique et diffusion de chaleur en
équipements*

II.1 Introduction

La diffusion thermique est l'un des phénomènes les plus répandus dans les composants électroniques. Par ailleurs, il est nécessaire de connaître la distribution de température pour garantir le compromis performance et fiabilité des dispositifs électroniques. Le début de ce chapitre, est marqué par un rappel sur les généralités sur les transferts de chaleur en définissant les grandeurs caractéristiques de la thermique. On présente, les lois fondamentales du transfert de chaleur, l'équation de chaleur qui décrit le comportement thermique dans un composant ainsi que les effets thermiques au sein d'un dispositif.

II.2 Généralité sur le transfert thermiques

L'étude des transferts thermiques est la science qui permet de quantifier les échanges énergétiques entre un système et l'extérieur (ou entre deux systèmes). Cette science permet de déterminer les valeurs caractéristiques des variables d'état du système, notamment la température. On donne les termes les plus communément utilisés soit:

2.1 La chaleur

La chaleur Q définit un échange d'énergie de type désordonné: l'énergie se propage au sein d'un corps par l'agitation désordonnée des atomes (ou molécules) constituant la matière. Son unité est le joule [J].

2.2 Le champ de température

En tout point du système, le champ de température $T(x,y,z,t)$ est défini comme étant la valeur instantanée de la variable d'état température. Si le champ évolue dans le temps, le régime est dit variable ou transitoire. Si le champ de température est indépendant du temps, le régime sera qualifié de permanent ou stationnaire.

2.3 Le gradient de température

La notion de gradient de température est utilisée pour étudier les variations spatiales du champ de température au sein du système. Le gradient de température est maximal lorsqu'il est orienté perpendiculairement à une surface isotherme du système et il est défini par :

$$\overrightarrow{\text{grad}}(T) = \vec{n} \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \quad (\text{Eq.2.1})$$

Avec \mathbf{n} vecteur unitaire de la normale à l'isotherme.

Le gradient de température est plus communément exprimé sous forme d'écart global noté $\Delta T = T_2 - T_1$. Selon le premier principe de la thermodynamique, le sens du flux est dirigé de la température la plus élevée vers la plus basse. Ceci correspond à la différence de température entre le point le plus chaud T_{\max} et la température de référence $T_{\text{Réf}}$. Ce gradient est particulièrement élevé pour les composants à base de semi-conducteur GaN, compte tenu des fortes densités de puissance dissipées.

2.4 Flux de chaleur et densité de flux

Le flux de chaleur ϕ et la densité de flux de chaleur Φ sont deux grandeurs qui permettent de dimensionner la quantité de chaleur transmise ou générée par le système par unité de temps et par unité d'aire de la surface isotherme:

$$\phi = \frac{\partial Q}{\partial t} \quad ; \quad [W] \quad (\text{Eq.2.2.a})$$

$$\Phi = \frac{1}{S} \cdot \frac{\partial Q}{\partial t} \quad ; \quad [W/m^2] \quad (\text{Eq.2.2.b})$$

« S » étant l'aire de la surface isotherme

2.5 Puissance dissipée

Il est usuel d'exprimer la chaleur générée sous forme de puissance dissipée au niveau du composant. Le calcul de cette puissance dissipée diffère selon le mode de fonctionnement du transistor.

- ✓ En mode de fonctionnement DC ou pulsé, la puissance dissipée, notée $P_{\text{DISSIPÉE}}$, s'exprime comme le produit du courant de drain I_{DS} par la tension de drain V_{DS} .

$$P_{\text{diss}} = P_{DC} = V_{DS} * I_{DS} \quad ; \quad [W] \quad (\text{Eq.2.3})$$

- ✓ En mode de fonctionnement RF, la puissance dissipée s'exprime à partir de la puissance fournie en polarisation DC et du rendement en puissance du transistor (PAE):

$$P_{DISSIPÉE} = P_{DC} \cdot (1 - PAE)$$

Avec

$$PAE = \frac{P_{out} - P_{in}}{P_{dc}} \quad ; \quad [\%] \quad (Eq.2.4)$$

Cette relation traduit qu'une partie de la puissance générée par les alimentations (P_{DC}) sera dissipée (P_{diss}) et que l'autre partie sera transmise en sortie du composant ($P_{out}-P_{in}$), soit :

$$P_{diss} = P_{DC} - (P_{out} - P_{in}) \quad (Eq.2.5)$$

La puissance dissipée d'un transistor s'exprime généralement sous forme de densité linéique de puissance dissipée, en fonction du « Z » géométrie (développement) totale du transistor :

$$P_{diss} = \frac{\varphi}{Z} = \frac{\varphi}{N \cdot L_g} \quad ; \quad [W/mm] \quad (Eq.2.6)$$

Avec : Z : géométrie spécifique de l'élément actif.

Exemple: Un transistor GaN HEMT ayant une topologie $8 \times 125 \mu m$ (doté de huit doigts) et dissipant une puissance de 5W aura une densité linéique de puissance dissipée de

$$: P_{diss} = \frac{5}{8 \cdot 0,125} = 5 W/mm$$

2.6 Résistance thermique R_{TH}

La notion de résistance thermique R_{TH} est définie par analogie à l'électrique pour quantifier le gradient de température entre deux points du composant. Cette grandeur est fonction de la densité de puissance dissipée P_{diss} .

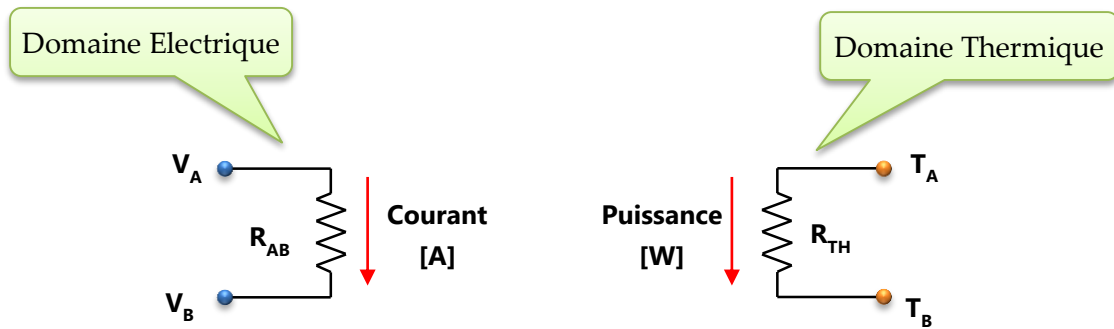


Fig. II.1- Relation fondamentale entre la résistance électrique et la résistance thermique

A partir de cette analogie électrique et thermique, un certain nombre d'équations sont similaires. En effet chaque domaine possède son propre «loi d'Ohm » comme illustré dans le tableau II.1.

	Domaine Electrique			Domaine Thermique		
	Variable	Symbole	Unité	Variable	Symbole	Unité
Grandeurs	Courant	I	A ou C/s	Puissance ou flux	P _{DISS}	W ou W/mm
	Tension	V	V	Température	T	°C ou °K
Résistances	Résistance électrique	R	Ohms (Ω)	Résistance thermique	R _{TH}	°C/W ou °C.mm/W
Capacités	Capacité électrique	C	F ou C/V	Capacité thermique	C _{TH}	J/°C ou J/°C/mm
Loi d'Ohm	$\Delta V_{AB} = V_A - V_B = R_{AB} \times I$			$\Delta T_{AB} = T_A - T_B = R_{TH} \times \Phi$		

Tab.II.1- Relations et similitudes entre le domaine thermique et le domaine électrique

De l'équation précédente, il est possible de revenir à la température du composant à partir de la résistance thermique d'après l'équation suivante :

$$R_{TH} = \frac{T_B - T_A}{P_{diss}} ; \quad [^{\circ}\text{C} \cdot \text{mm}/\text{W}] \quad (\text{Eq.2.7})$$

$$T_B = T_A + (P_{diss} * R_{TH}) \quad (\text{Eq.2.8})$$

Les matériaux utilisés dans les HEMTs ont une conductivité thermique non-linéaire en fonction de la température. Leur résistance thermique sera donc fonction de la température et de la puissance dissipée.

2.7 Relation entre Impédance thermique Z_{TH} et capacité thermique C_{TH}

La notion d'impédance thermique Z_{TH} est introduite dans l'analyse thermique en régime transitoire. Cette réponse de type RC est analogue à celle du domaine électrique. Donc, la constante de temps thermique τ_{TH} exprimé en seconde, correspond au produit de la résistance thermique et de la capacité thermique :

$$Z_{TH}(t) = R_{TH} * [1 - e^{(-t/\tau_{TH})}] \quad (\text{Eq.2.9})$$

$$\tau_{TH} = R_{TH} * C_{TH} \quad (\text{Eq.2.10})$$

Deux définitions peuvent être exprimées à la capacité thermique C_{TH} comme suit :

- La capacité thermique massique est fonction de l'augmentation de température associée à une quantité d'énergie appliquée. Elle est donnée par l'équation suivante :

$$C_{TH} = \frac{\varphi \cdot t}{\Delta T} ; \quad [J/^{\circ}\text{C}] \quad (\text{Eq.2.11.a})$$

- La capacité thermique massique est aussi définie comme le produit de la chaleur massique du matériau, de sa densité et de son volume. Elle est exprimée par :

$$C_{TH} = C_p \cdot \rho \cdot V ; \quad [J/^{\circ}\text{C}] \quad (\text{Eq.2.11.b})$$

Avec, C_p : la capacité thermique massique ou calorifique [$J/\text{kg}/^{\circ}\text{C}$], ρ : la densité volumique du matériau [kg/m^3] et V : le volume élémentaire du matériau.

II.3 Les modes de transfert de chaleur

Trois processus physiques ou mécanismes permettent le transfert de chaleur d'un corps vers un autre dès lors qu'ils ne sont pas en équilibre thermique (à température différente) :

- la conduction,
- la convection
- et le rayonnement.

Dans la pratique, on a en général une combinaison de ces trois modes, mais lorsque l'un des modes est dominant, on néglige les deux autres.

3.1 Transfert de chaleur par Conduction

Le phénomène de transfert d'énergie par conduction à travers une surface A est lié directement à l'activité atomique ou moléculaire au sein d'un gaz, un liquide ou un solide. Dans un corps solide, un transfert d'énergie sous forme de vibrations du réseau cristallin, apparait dès qu'il existe une différence de température au sein du solide ou entre solides *Fig.II.2.a*.

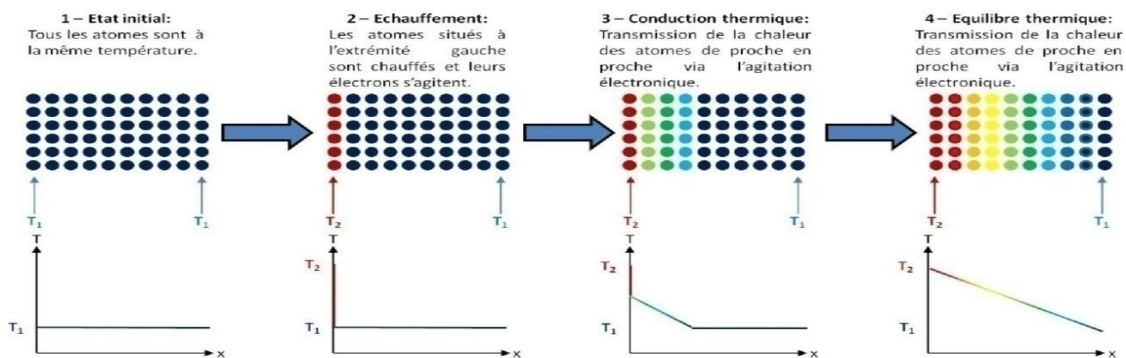


Fig.II.2.a Principe du transfert d'énergie par conduction de chaleur

Dans le cas de la conduction thermique dans un barreau (*FigII.2.b*), le flux de chaleur Q entre deux sections de surface S et de longueur L est donné par la loi de Fourier suivante :

$$\phi = Q = -K_{TH} \cdot \frac{S}{L} \cdot \nabla T \quad \text{avec : } K_{TH} \text{ (W/m}^\circ\text{C)} \quad \text{(Eq.2.12)}$$

C'est un transfert qui apparaît dès qu'il existe un gradient de température.

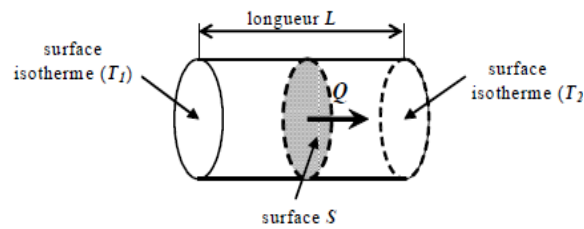


Fig.II.2.b Conduction de la chaleur dans un barreau

3.2 Transfert de chaleur par Convection

La convection est le transfert thermique caractéristique des fluides (liquide ou gaz) avec déplacement de particules. Deux types de convections sont distingués dans ce type transfert thermique :

3.2.1 Convection naturelle :

Elle est mise en mouvement du fluide sous l'action de la gravité en poussée d'Archimède. Si le mouvement des particules est causé uniquement par la variation de température au sein du fluide.

3.2.2 Convection forcée

La convection est qualifiée de forcée si le mouvement des fluides est causé par une source mécanique extérieure (ventilateur ou pompe), indépendante des phénomènes thermiques. L'étude des échanges de chaleur par convection est complexe, car elle met en jeu des phénomènes physiques régis par les lois de la mécanique des fluides.

$$\phi = h_c \cdot A \cdot (T_s - T_f) \quad (\text{Eq.2.13})$$

Avec : T_s la température à la surface, et T_f la température à une distance suffisamment grande du système pour que la température soit indépendante de la température du système (température du fluide loin de la surface du solide (°K)).

« h_c » représente le coefficient d'échange ou de convection thermique moyen en ($\text{W}/\text{m}^2/\text{K}$) permettant de relier le flux de chaleur et le gradient de température.

3.3 Transfert de chaleur par Rayonnement

Le rayonnement est le transfert thermique par vibration d'ondes électromagnétiques entre deux corps qui ne sont pas en contact. Le rayonnement est classé selon sa longueur d'onde. Plus la température du corps sera élevée, plus le flux rayonné sera énergétique.

Lorsqu'une surface chaude est entourée par des surfaces froides comme les parois de la structure, il existe un refroidissement par radiation. Ce refroidissement par radiation dépend de l'émissivité du matériau qui compose la surface chaude. La *figure II.3* présente l'émissivité de matériaux métalliques et non métalliques. L'équation *Eq.2.14* montre la relation entre le flux thermique et la température de la paroi :

$$\phi = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_S^4 - T_a^4) \quad (\text{Eq.2.14})$$

Avec : ε : l'émissivité du matériau [J/kg/°C]
 σ : constante de Stefan-Boltzman.

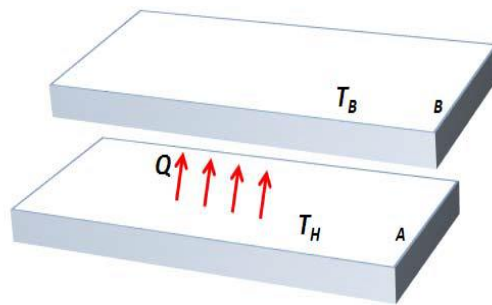


Fig.II.3 Principe de rayonnement thermique

Dans le vide, les échanges énergétiques se font uniquement par rayonnement. Par conséquent, le refroidissement des satellites s'effectue donc uniquement par rayonnement.

II.4 Récapitulatif

Selon le milieu où régit le flux de chaleur la diffusion de température se manifeste selon les modes transferts de chaleur décrits ci-dessus. Soit le tableau récapitulatif suivant *Tab.II.2* :

		<u>Les trois Modes de transfert de chaleur</u>		
Milieu de diffusion	Caractéristiques	Conduction thermique	Convection	Rayonnement
Vide	<ul style="list-style-type: none"> - Volume & forme indéfini 	Non	Non	Oui
Solide	<ul style="list-style-type: none"> - Volume défini - Il a une forme - Presque incompressible 	Oui	Non	Oui
Fluide	<ul style="list-style-type: none"> - Volume défini - La forme peut changer - Presque incompressible 	Oui	Oui	Oui

Tab.II.2 Récapitulatif mode de transfert de chaleur selon les milieux de diffusion

Modéliser le comportement thermique d'un transistor requiert la définition des différentes grandeurs présentées précédemment.

II.5 Equation de diffusion de chaleur

L'effet de Joule est provoqué par un dégagement de chaleur lors du passage d'un courant électrique dans un conducteur. Plus l'intensité est importante, plus la chaleur dissipée est grande. On considère un volume infinitésimal de matière homogène et parfaitement isolée défini par la figure *Fig.II.4* de côté dx , dy et dz . On considère les flux de chaleur Φ (W/m²) entrant décomposé en 3 dimensions Φ_x , Φ_y et Φ_z et les flux de chaleur sortant par les faces du volume infinitésimal Φ_{x+dx} , Φ_{y+dy} et Φ_{z+dz} .

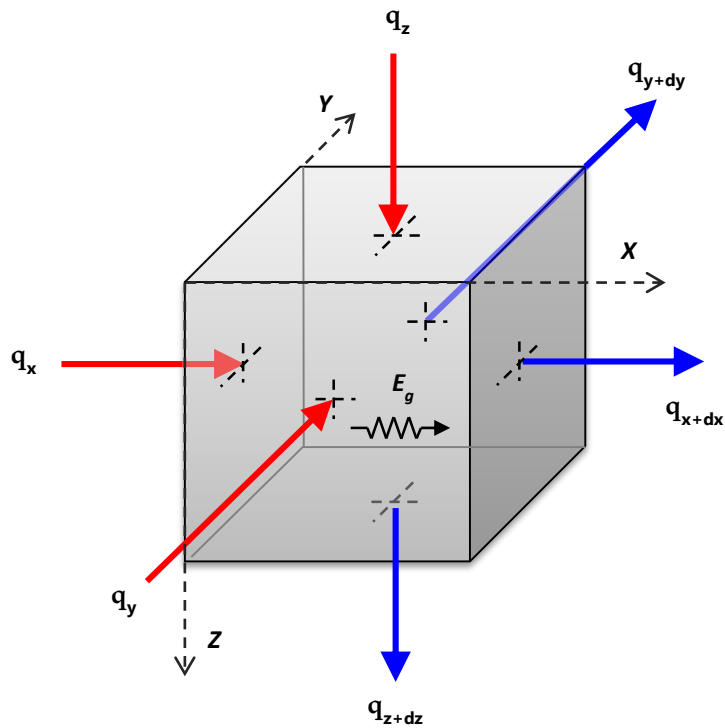


Fig.II.4 Variation d'énergie au sein d'un volume infinitésimal

Une puissance thermique volumique peut être générée au sein du matériau, noté E_g énergie de génération thermique à l'intérieur du volume.

$$E_g = g(x, y, z, t) \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (\text{Eq.2.15})$$

$g(x, y, z, t)$; représente la densité volumique de puissance générée par les sources placées à l'intérieur du volume. [W/m³].

Nous avons aussi la variation d'énergie totale interne dans le volume E_{st} , en fonction la masse volumique ρ et de la chaleur calorifique C_p propre au matériau et s'exprime par la relation suivante :

$$E_{st} = \rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (\text{Eq.2.16})$$

Nous savons que la quantité de chaleur q que traverse à travers la surface du matériau et le flux d'énergie Φ sont reliés par la relation suivante : $\Phi = q \cdot S$ ainsi, la chaleur sortant :

$$\begin{aligned}
 q_{x+dx} &= q_x + \frac{\partial q}{\partial x} \cdot dx \\
 q_{y+dy} &= q_y + \frac{\partial q}{\partial y} \cdot dy \\
 q_{z+dz} &= q_z + \frac{\partial q}{\partial z} \cdot dz
 \end{aligned}
 \tag{Eq.2.17}$$

En écrivant le bilan global en appliquant le principe de conservation de l'énergie ou la :
 Variation temporelle totale = (ce qui rentre - ce qui sort) des surfaces + création intérieure volumique

$$E_{st} = \sum \Phi + E_g \tag{Eq.2.18}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 \sum \Phi &= (q_x - q_{x+dx}) \cdot dy \cdot dz + (q_y - q_{y+dy}) \cdot dx \cdot dz + (q_z - q_{z+dz}) \cdot dx \cdot dy \\
 \sum \Phi &= - \left(\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial z} \right) dx \cdot dy \cdot dz
 \end{aligned}
 \tag{Eq.2.18.a}$$

$$\rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = - \left(\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial z} \right) + g(x, y, z, t) \tag{Eq.2.19}$$

En appliquant la loi de Fourier (Eq.2.12) :

$$\rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = -K_t \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + g(x, y, z, t) \tag{Eq.2.20}$$

Soit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{K_t}{\rho \cdot C_p} \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + g(x, y, z, t) \tag{Eq.2.20.a}$$

Où : $\alpha = \frac{K_t}{\rho \cdot C_p}$ est la diffusivité thermique (m²/sec)

L'équation Eq(2.20.a) exprime la seconde loi de Fourier. Dans la majorité des problèmes, la puissance notée $g(x,y,z,t)$ dans l'équation Eq(2.20.a) est nulle ($g(x,y,z,t)=0$) et donc :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{K_t}{\rho \cdot C_p} \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{Eq.2.21})$$

On déduit facilement pour un milieu de diffusion bidimensionnel & unidimensionnel respectivement représentés par les équations suivantes (Eq.2.21.a) & (Eq.2.21.b):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{K_t}{\rho \cdot C_p} \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{Eq.2.21.a})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{K_t}{\rho \cdot C_p} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{Eq.2.21.b})$$

II.6 Différentes méthodes de résolution de l'équation de chaleur

Depuis fort longtemps, la résolution de l'équation de chaleur est étudiée mais trouver une technique ou un outil d'aide à la conception simple et efficace, est toujours d'actualité. Des méthodes numériques de modélisation basées sur les différences finies ou les éléments finis existent mais sont incomplètes ou complexes. Par ailleurs, des fois la solution analytique pour des systèmes complexes n'existe pas. Les méthodes analogiques sont une alternative intéressante car le sens physique est maintenu. Déterminer la température instantanée en tout point du matériau considéré revient à la résolution de l'équation de chaleur [II.7]. On distingue au moins dans le domaine de modélisation thermique des composants électroniques, quatre approches de solutions majeures soit : Solutions Analogiques, Solutions Analytiques, Solution Numériques, Solution Electrothermiques.

6.1 Solutions Analogiques

Ces méthodes ont été les premières à être utilisées pour modéliser les transferts par conduction dans les composants électroniques. Elles ont donné lieu à la définition de notions très utilisées en électronique de puissance, telles que la résistance thermique, la capacité thermique, la constante de temps thermique, et l'impédance thermique.

6.2 Solutions Analytiques

Plusieurs méthodes analytiques pour résoudre les problèmes de transfert de chaleur ont été développées, chacun possédant des caractéristiques particulières avantageuses suivant les types particuliers de problèmes à résoudre. Les solutions analytiques de l'équation de transfert de chaleur ne peuvent être obtenues sans hypothèses simplificatrices pour la géométrie, les propriétés des matériaux et les conditions aux limites. Les méthodes les plus utilisées sont : [II.8-9-10-11]

6.2.1 Méthode utilisant les séries de Fourier (FSM)

Dans ce procédé, l'équation à résoudre est l'équation différentielle partielle de chaleur en régime permanent avec une conductivité thermique constante dans chaque couche. Cette méthode FSM est un outil très utile pour la prédiction facile de structures planes et simples.

6.2.2 Méthode de transformation (TM)

Elle est basée sur l'utilisation de la forte similitude mathématique de l'équation de Laplace pour le problème thermique multicouche à l'état stationnaire. Cette méthode de transformation (TM) permet d'éliminer les coordonnées (x,y,t) et transforme l'équation de la chaleur en une équation différentielle classique ne dépendant que de la variable z et les transformations requises sont effectuées à l'aide d'algorithmes de transformée de Fourier.

6.2.3 Méthode du Modèle Compact (CM)

Le CM a été utilisé pour prédire la température d'un dispositif électronique en boîtier (package). Cette méthode peut engendrer un nombre limité de résistances thermiques pour établir une connexion directe entre les nœuds surface-surface et des nœuds internes supplémentaires. Cependant, la vraie résistance thermique ne reflète pas les grandes voies d'écoulement de la chaleur dans les boîtiers.

6.2.4 Méthode de Séparation des Variables

Elle constitue l'une des méthodes importantes de la résolution des équations différentielles ceci en réécrivant les équations de formes de deux variables distinctes et indépendantes. Elle est plus pratique à appliquer en dimensions finies.

6.3 Solutions Numériques

Les méthodes numériques sont devenues un outil important pour simuler le comportement thermique des systèmes électroniques [II.11]. Plusieurs méthodes de modélisation numérique pour résoudre les problèmes de transfert de chaleur ont été développés tels que :

6.3.1 Méthodes des Différences Finies (FDTD)

Le principe de cette méthode consiste en une discrétisation du domaine de définition des variables espace et temps. La discrétisation du milieu à étudier en petits volumes est à la fois fonction de sa structure et des conditions aux limites. Dans le cas de la résolution de l'équation de la chaleur dans un milieu quelconque, chaque nœud résultant de la discrétisation est caractérisé par une valeur discrète de la température. Mais comme Inconvénients une limitation de la géométrie des domaines de calculs, difficultés de prise en compte des conditions aux limites et en général absence de résultats sans majoration d'erreurs.

6.3.2 Méthodes des Éléments Finis (FEM)

En comparant à la méthode de différence finis, la méthode des éléments finis est une méthode d'approximation qui présente d'une part à l'avantage de mieux s'adapter aux formes irrégulières, et d'autre part aux problèmes où les conditions aux limites sont pas constantes. Mais comme inconvénients une complexité de mise en œuvre et coût en temps de calcul et en mémoire.

6.3.3 Méthode Dynamique des Fluides (CFD)

Les simulations par CFD (*Computational Fluid Dynamics*) seraient utilisées pour prévoir les températures des appareils électroniques et des interactions de transfert de chaleur en circuits [II.12]. Cependant, une grande variabilité dans la longueur des échelles exigent un temps de

calcul énorme et les simulations CFD exigent également une connaissance en informatique pour utiliser le logiciel.

6.3.4 La méthode de Ligne de Transmissions (TLM)

C'est une technique numérique appropriée pour résoudre les problèmes électromagnétiques, mais elle peut également être appliquée à des problèmes thermiques ou de diffusion, ainsi que l'acoustique.

La méthode de modélisation par ligne de transmissions revient à remplacer chaque bout du matériau (appelé nœud aussi) par une ligne de transmission soumis aux effets de dispersion et de réflexion d'impulsions classiques et détecter ainsi la valeur et la position des nœuds chauds dans les composants électroniques [II.8-9-10]. Grâce à un certain nombre de caractéristiques la TLM (*Transmission Line Matrix*) peut être considérée idéale pour résoudre les problèmes de transfert de chaleur. Nous décrivons cette méthode en détail dans le prochain chapitre, cependant on cite quelques avantages de la méthode TLM:

- ✓ La TLM est exprimée en termes de circuits électriques qui sont familiers à l'utilisateur,
- ✓ Les deux environnements internes et externes peuvent être modélisés simultanément,
- ✓ les propriétés des matériaux non homogènes peuvent être introduites au modèle, et l'étude des formes complexes peut être incluse,
- ✓ La représentation des régions de source de chaleur peut être élaborée et le sens de la nature physique du modèle à géométrie complexe est conservé.

6.4 Solutions électrothermiques

Plusieurs procédés électrothermiques destinés à résoudre les problèmes de transfert de chaleur ont été développés tels que:

6.4.1 Méthode directe (Fully Coupled Method)

Cette méthode est basée sur la modélisation du comportement des circuits électroniques, où le problème électrique et le problème thermique sont traités par un simulateur unique. Dans ce cas, le modèle thermique doit être traduit sous forme de modèle électrique équivalent (réseaux RC) si c'est le simulateur électrique qui se charge de la simulation électrothermique.

Si c'est le simulateur thermique 3D qui se charge de la simulation électrothermique. Le problème de cette méthode est dans la complexité des modèles à simuler. La figure Fig.II.5 donne un exemple d'application basé sur un switch d'un convertisseur de puissance. Les simulations électriques des formes d'ondes lors des commutations sont faites à l'aide de modèles physiques de diode et d'IGBT implantés dans SABER.

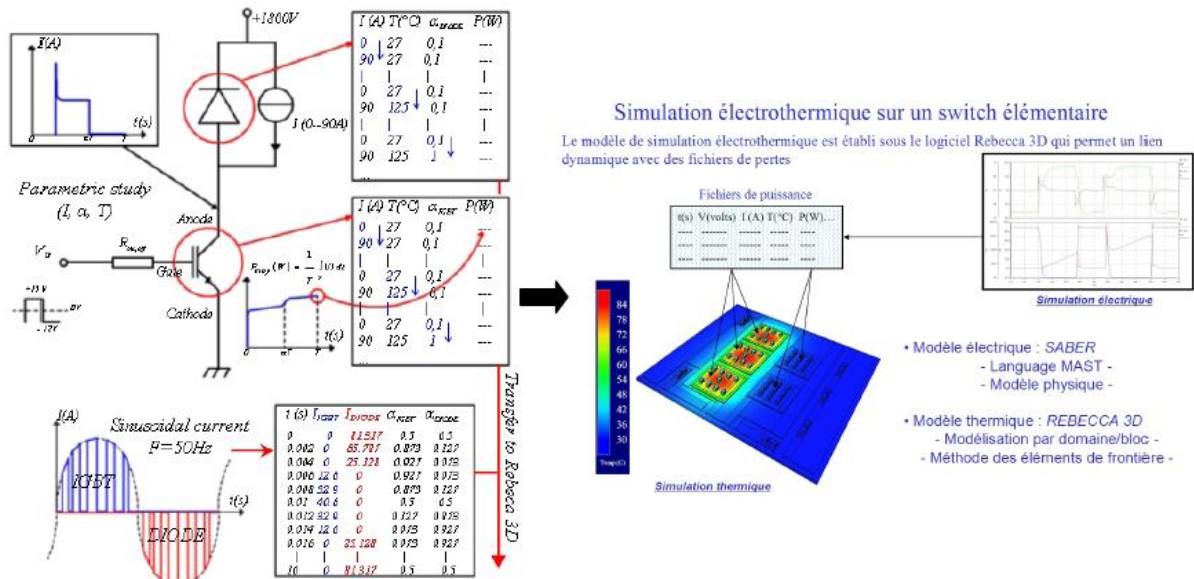


Fig.II.5 Méthode directe utilisant Saber et Rebeca-3D

6.4.2 Méthode de Relaxation

Cette méthode de relaxation a été basée sur le couplage de l'effet thermique avec le simulateur de circuits électriques, où les problèmes thermique et électrique sont traités séparément par deux simulateurs (par exemple ANSYS et SABER). Pour réaliser le couplage électrothermique, un programme « superviseur » à l'aide d'un logiciel interface (API : Application Programming Interface) qui contrôle le flux d'informations entre les deux simulateurs et leur activation en fonction du temps. Par conséquent, l'arrière-plan mathématique du mécanisme de couplage est nécessaire.

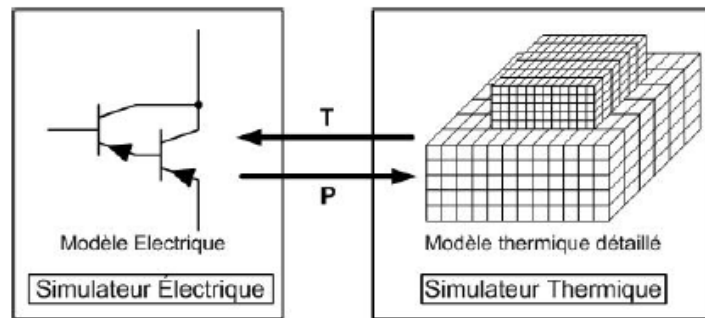


Fig.II.6 Schématisation de la Méthode de relaxation

6.4.3 Méthodes de mesures de température pratiques

Les méthodes de mesures pratiques de température se basent sur la détermination de l'impédance thermique. Cette technique nécessite la connaissance précise des caractéristiques de fonctionnement électrique du module électronique spécifié et ne fournit aucune information sur la distribution de la température sur ses régions actives [II.16]. Cette méthode présente de graves inconvénients celle de dépasser la puissance maximale de fonctionnement du dispositif lui-même et elle nécessite à chaque test une excitation d'impulsions différentes de chaleur et son refroidissement à la température ambiante. Une des techniques la plus utilisée est l'infrarouge (IR) microscope. C'est un système de vidéo thermique (*Thermal Video System TVS*) balaie toute la surface en vue et mesure la lumière infrarouge provenant de chaque emplacement de point chauds. Il est non-intrusif et fournit un profil de température de surfaces à gammes de températures différentes. Ainsi, des points chauds localisés et des gradients élevés de température sont facilement détectés. Cependant, la limitation de la méthode IR dépend de la résolution de la TVS.

6.5 Exemples de logiciel et solveur thermique

Actuellement, l'analyse de comportements thermiques des systèmes électroniques et l'amélioration de leurs performances a été achevée grâce à différents d'outils de CAO (*Computer Aided Optimisation*) et solveur thermique. La première phase de modélisation thermique d'un composant électronique Exemple de logiciels sont cités dans de nombreux articles publiés tels que: FEAP, CALCE, MAYA, FLUENT, FLOTHERM, etc ... Le tableau *tab.II.3* présente un échantillon de sociétés ayant des logiciels d'analyse thermique des systèmes électroniques.

AcuSIM Software Inc.	www.acusim.com
Amtec Engineering	www.amtec.com
Analytic and Computational Research Inc. (ACRI)	www.acri.com
Ansys Corp.	www.ansys.com
Boundary Element Software Technology Corp. (BEST)	www.gpbest.com
Blue Ridge Numerics Inc.	www.brni.com
CFD Research Corp.	www.cfdrc.com
Computational Dynamics Ltd	www.cd.co.uk
Computational Mechanics Inc.	www.compmech.com
COMSOL Inc.	www.comsol.com
Concurrent Analysis Corp.	www.caefem.com
Daat Research Corp.	www.daat.com
Engineering Mechanics Research Corp. (EMRC)	www.emrc.com
Engineering Sciences Inc. (ESI)	www.unicfd.com
FEM Engineering	www.femengineering.com
Flomerics Inc.	www.flomerics.com
Flow Science Inc.	www.flow3d.com
Fluent Inc.	www.fluent.com
Harvard Thermal Inc.	www.harvardthermal.com
IBM/CATIA	www.catia.ibm.com
ICEM CFD Engineering	http://icemcfd.com
Innovative Research Inc.	www.inres.com
Integrated Engineering Software (IES)	www.integratedsoft.com
LMS CADSI	www.cadsi.com
Livermore Software Technology Corp. (LSTC)	www.lstc.com
MAYA Simulation Ltd.	www.mayahtt.com
Moldflow Corp.	www.moldflow.co.uk
MSC.Software	www.mssoftware.com
Network Analysis Inc.	www.sinda.com
NGB Technologies Inc.	www.ngbtech.com
Numerical Applications Inc.	www.numerical.com
Numeritec Corp.	www.numeritec.com
Technalysis Inc.	www.technalysis.com
ThermoAnalytics Inc.	www.thermoanalytics.com

Tab II.3 Exemples de logiciels et d'outils CAO pour l'analyse thermique

L'outil de simulation électrothermique E-Th (pour Electro-Thermal), développé par Keysight et fonctionnant avec le logiciel ADS est réservé pour les composants actifs est un solveur thermique qui permet de simuler le comportement thermique en modes CW (Continuous Wave) et impulsif [II.17]. Réaliser le modèle thermique d'un transistor par le logiciel ANSYS Professional, nécessite d'optimiser le nombre d'éléments [II.18]. Donc, il est possible de réduire en grande partie le nombre d'éléments en considérant les symétries du composant. Dans le cas d'un GaN HEMT à 8 doigts de $125\mu\text{m}$ de largeur de grille (doigts), on ne modélise qu'un quart de transistor comme le montre la figure Fig.II.7.

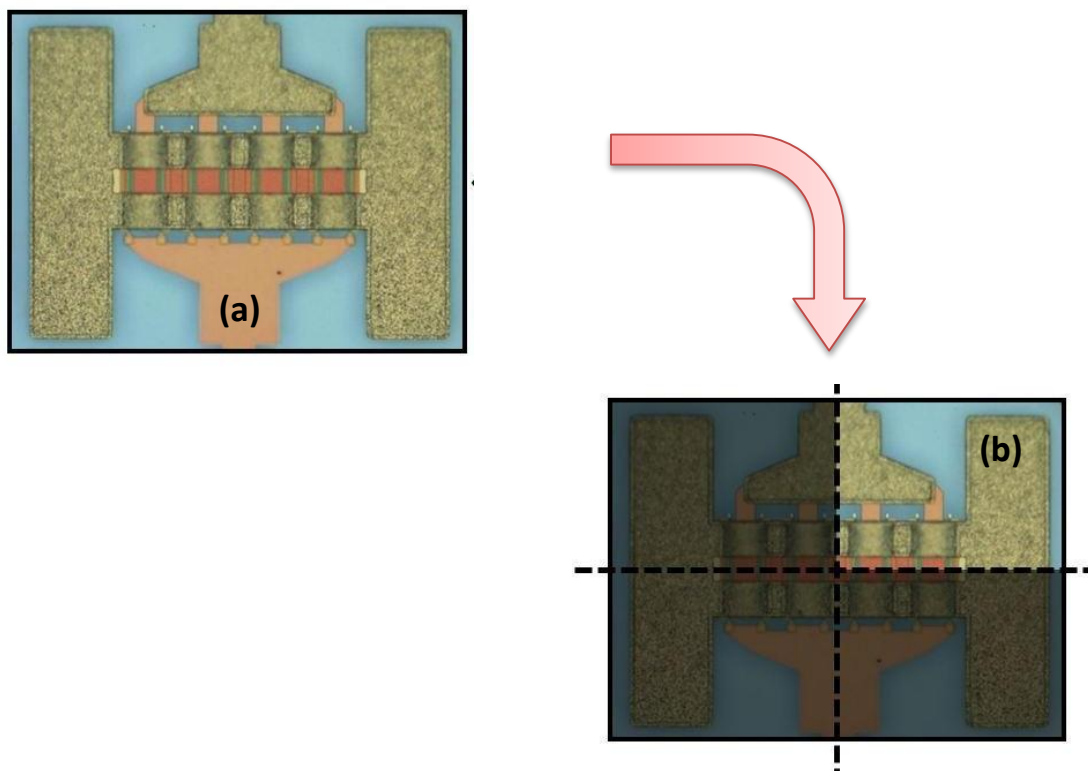


Fig.II.7 Vue de dessus d'un transistor GaN HEMT $8 \times 125\mu\text{m}$ à l'échelle microscopique. (a) Photographie du transistor. (b) un quart (1/4) de transistor (zone modélisée)

6.6 Récapitulatif

Les différents niveaux d'exigence dans l'analyse thermique ainsi que la conception des circuits de puissance nous amènent à utiliser des outils de modélisation thermique basés sur des méthodes variées. En conséquence, nous pourrions dire que des outils très sophistiqués ne sont pas venus exclure ce qui existait déjà, mais uniquement compléter l'ensemble d'outils

mise à la disposition des concepteurs afin qu'ils y fassent appel en fonction du problème posé. La figure Fig. II.8 donne un aperçu général de ces méthodes qu'on a décrit précédemment.

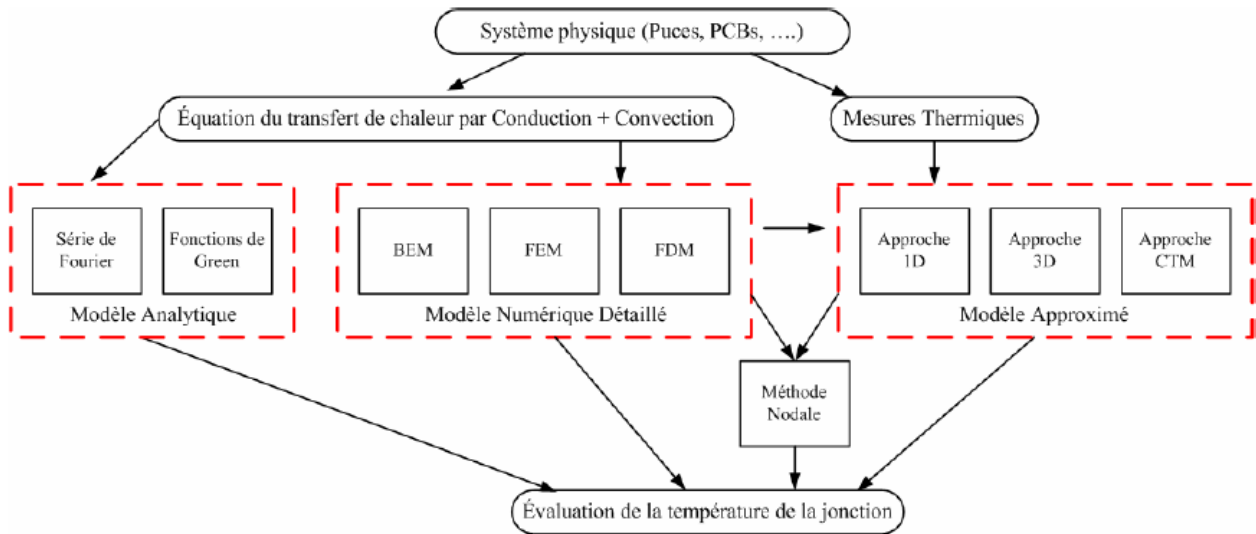


Fig.II.8 Classification de différentes méthodes de modélisation thermique

II.7 Self-heating des transistors de puissance (Auto échauffement)

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. 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 [II.20]. 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. La surface de cette zone est d'autant plus petite que la fréquence est élevée. Ceci devient problématique pour les applications submicroniques.

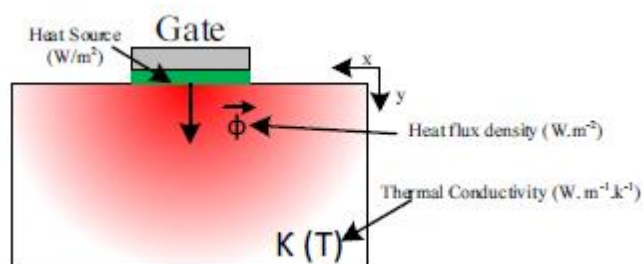


Fig.II.9 - : illustration Autoéchauffement dans le transistor GaN à un doigt.

La polarisation du transistor peut entraîner son auto-échauffement. Lorsqu'un fort champ électrique est appliqué, la relaxation d'un électron produit un photon optique longitudinal [II.4]. Par conséquent, la température dans le canal n'est plus à l'équilibre thermique. Ceci va entraîner une diffusion de la chaleur à partir du point chaud.

Généralement l'effet thermique, l'auto-échauffement et la température externe, influent sur les caractéristiques I/V du transistor par une diminution du niveau de ces caractéristiques quand on augmente la température [II.5]. Ceci est dû au fait que la température diminue la mobilité et la vitesse des électrons dans le canal du dispositif et, par conséquent, tout en diminuant le courant [II.6].

La probabilité de défaillance dans les systèmes électroniques est fortement dépendante de la température de fonctionnement (FigII.10). La surcharge thermique est la cause de défaillance la plus fréquente dans les systèmes électroniques modernes. Par conséquent, il est vraiment important de comprendre les caractéristiques thermiques statiques et dynamiques des modules électroniques, en particulier concernant la température de jonction [II.7].

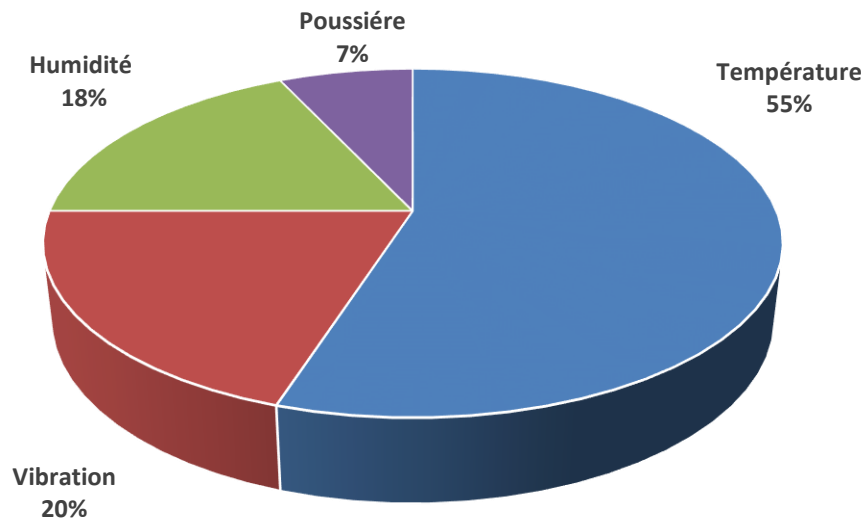


Fig. II.10 - : Causes principales de la défaillance électronique

L'élévation interne de la température se manifeste par [II.19]:

- Variation des performances électriques : La dérive des paramètres provoquent une diminution des performances pouvant aller plus ou moins brutalement jusqu'à la défaillance ;
- Le boîtier « packaging » qui est soumis à des gradients de température très importantes. Il existe des températures critiques pour lesquelles se produisent des changements d'état de structures même de boîtiers ;

Les cycles thermiques ou le fonctionnement en mode impulsionnel, auxquels sont soumis les matériaux ayant des coefficients de dilatation différents, induisent des forces très importantes, peuvent conduire à une rupture instantanée ou créer une fatigue qui provoque une rupture à plus ou moins long terme exemples de soudures en modules électroniques.

II.8 Conclusion

Ce chapitre, les modes de transfert de chaleur et les formulations sont présentés. Des solutions analytiques ne peuvent être trouvées que pour des géométries très simples: des techniques analytiques et approximatives peuvent être employées. L'analyse des transferts de chaleur dans les composants de l'électronique de puissance, repose sur les lois fondamentales de la théorie générale des transferts de chaleur. Ses particularités résident essentiellement dans

la géométrie et la structure des dispositifs, et dans les sources de chaleur. Nous avons décrit la résolution de l'équation de diffusion de chaleur qui permet de déterminer la température en tout point du matériau considéré en fonction du temps. Nous avons remarqué que les calculs seront relativement simples à effectuer dans le cas d'un semi-conducteur de simple géométrie simple cube, ou barreau. Cependant, dans des transistors considéré comme étant structure complexes, le calcul sera compliqué d'où la nécessité d'utiliser des méthodes de résolution en prenant en considération les zones de sources de chaleur, les phénomènes de couplage thermique. A ce stade le calcul est compliqué et les méthodes numériques semblent l'optimal solution inévitable.

Bibliographie

- [II.1] **A. Matulionis, J. Liberis, I. Matulioniene, M. Ramonas, L. F. Eastman, J. R. Shealy, V. Tilak, and A. Vertiatchikh.** "Hot-phonon lifetime in AlGa_N/Ga_N at a high lattice temperature". *Semiconductor Science and Technology*, Vol.19, N°4. DOI: 10.1088/0268-1242/19/4/138
- [II.2] **B.K. Ridley, W.J. Sacha, and L.F. Eastman.** "Hot-phonon-induced velocity saturation in Ga_N". *Journal of Applied Physics*, 96(3):1499-1501, 2004. DOI: 10.1063/1.1762999
- [II.3] **B. Benbakhti.** "Analyse physique et thermique de transistors à effet de champ de la filière Ga_N, Optimisation de structures pour amplification hyperfréquence". *Université de Lille*, 2006.
- [II.4] **Manju K. Chattopadhyaya and Sanjiv Tokekar.** "Thermal model for dc characteristics of AlGa_N/Ga_N hemts including self-heating effect and non-linear polarization". *Microelectronics Journal*, 39:1181-1188, 2008. DOI: 10.1016/j.mejo.2008.01.043
- [II.5] **J. Kim, .A. Freitas Jr., J. Mittereder, R. Fitch, B.S. Kang, S.J. Pearton, and F. Ren.** "Effective temperature measurements of AlGa_N/Ga_N-based HEMT under various load lines using micro-Raman technique". *Solid State Electronics*, 50:408-411, 2006. DOI: 10.1016/j.sse.2005.11.009
- [II.6] **O. Jardel.** "Contribution à la Modélisation des Transistors pour Amplification de Puissance aux Fréquences Micro-ondes et Développement un nouveau Modèle Electrothermique de HEMT AlGa_N/Ga_N incluant les effets de pièges". *Université de Limoge*, 2008.
- [II.7] **C. Charbonniaud.** "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors effet de champ Ga_N pour amplification de puissance micro-onde", Université de Limoge, 2005.
- [II.8] **D. De Cogan,** "Transmission line matrix (TLM) techniques for diffusion applications", OPA, 1998.
- [II.9] **C. Christopoulos,** "The application of time-domain numerical simulation methods to the microwave heating of foods", *IMA J. Math. Appl. Bus. Ind.* 5 (1995) 385-397.
- [II.10] **D. De Cogan, W. O'Connor, S.H. Pulko,** "Transmission line matrix in computational mechanics", CRC press, 2006.
- [II.11] **J-H. SAIAC.** "Analyse numérique des équations aux dérivées partielles", Polycopié des cours de calcul scientifique CSC108 et CSC10, p.206, 8 juin 2006.

- [II.12] **P. T. Mussard, P. Austin, J. Dorkel**, "New electro-thermal modeling method for IGBT power module," in *BCTM*, 2004.
- [II.13] **C. E. C. W. Batty, Alexander B. Yakovlev, John F. Whitaker, Amir Mortazawi, Ayman Al-Zayed, Mete Ozkar, Sean C. Ortiz, Ronald M. Reano, Kyoung Yang, Linda P. B. Katehi, Christopher M. Snowden, Michael B. Steer**, "Global Coupled EM–Electrical–Thermal Simulation and Experimental Validation for a Spatial Power Combining MMIC Array," *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, 2002.
- [II.14] **N. E. Benhissen**, "Modélisation des couplages électrothermiques dans les composants électroniques," *Université du Québec à Trois-Rivières, Thèse doctorat, Septembre 1998*.
- [II.15] **O. Turin et al.**, "A modified transferred-electron high-field mobility model for GaN devices simulation", *Solid-State Electronics. Vol. 49, pp. 1678-1682, 2005*.
- [II.16] **M. Gassoumi**, "Etude des défauts électriquement actifs dans les composants hyperfréquences de puissance dans les filières SiC et GaN", *Thèse de Doctorale, INSA Lyon, juin 2006*
- [II.17] www.keysight.com.
- [II.18] www.ansys.com.
- [II.19] **A. Bejan**, "Heat transfer", *John Wiley & Sons, Inc, 1993*.
- [II.20] **Tong, X.C.**, "Advanced Materials for Thermal Management of electronic Packaging", 2010, *Springer*.

Chapitre III

Théorie de modélisation par la méthode TLM

III.1 Introduction

Le processus de modélisation peut avoir différents niveaux de complexité en fonction de la nature du problème physique.

Transmission Line Matrix ou (Modeling) est une méthode de modélisation numérique, inventée, introduite et développée en 1971 pour la première fois par *Peter Johns et Raymond Beurle* (ingénieurs en micro-ondes de l'université de Nottingham U.K afin de résoudre à l'époque les problèmes d'électromagnétisme) [III.1-III.2-III.3]. En 1977, *Johns* l'avait introduit aux problèmes de diffusion [III.4] par une simple méthode de modélisation explicite et inconditionnellement stable ainsi, plusieurs développements ont été effectués en vue d'améliorer son premier modèle original [III.5]. En 1985, *Johns* collabore avec le mathématicien *De Cogan* pour développer une technique aux problèmes de diffusion [III.6]. Ensuite pour la première fois, *De Cogan* et *Henini* avait introduit la modélisation en 3D des problèmes de la diffusion pour modéliser le transfert thermique dans des structures composées de fusibles électriques contenus dans des substrats isolants [III.7].

De Cogan, Wong.G.C, S. Pulko, avaient souvent envisagé à trouver des solutions à des problèmes avec des propriétés physiques hétérogènes spatio-temporelles avec modélisation par incorporation de « lignes stub », grâce à l'interpolation inter nodal où par évaluation du potentiel au niveau de la discontinuité [III.12-16]. *De Cogan*, avait introduit par addition d'un générateur de courant au nœud en question en modélisant une puissance thermique locale dans l'algorithme TLM, ainsi que la modélisation des frontières adiabatiques par un circuit ouvert [III.8].

Depuis, la technique TLM a été utilisée avec succès pour modéliser un grand nombre de problèmes électromagnétiques avec des conditions aux limites spécifiques, où par la suite a été largement employée pour étudier et résoudre plusieurs phénomènes physiques tels que : la diffusion de masse [III.8-III.9], la mécanique ondulatoire [III.10], la propagation des ondes acoustiques [III.8-III.10-III.11], la diffusion de chaleur dans les semi-conducteurs, & transfert de chaleur dans les systèmes ou tissus biologiques (*bio-heat transfer*) etc... [III.25-III.26-27]. Le tableau *Tab.III.1* suivant permet de récapituler globalement l'historique et évolution de la méthode TLM.

Période	Evènement liée à la méthode TLM
1971	résolution les problèmes bidimensionnels de propagation électromagnétique dans des guides d'onde homogènes.
1972	<i>Johns</i> a proposé une extension tridimensionnelle pour évaluer les fréquences de coupure de guides d'onde de sections arbitraires (traitement des milieux hétérogènes).
1980	<i>Shih</i> et <i>Hoefler</i> ont présenté les trois sources d'erreur potentielles rencontrées lors de l'analyse par la méthode TLM. Il s'agit des erreurs de troncature, de vitesse et de résolution spatiale. [III.17]
1985	<i>Hoefler</i> avait repris les travaux de <i>Saguet</i> et <i>Pic</i> décrit en 1982 concernant une nouvelle forme de discrétisation spatiale « méthode modifiée de la ligne de transmission (MTLM) ». Il a décrit la modélisation de frontières irrégulières ainsi que des propriétés dispersives et anisotropiques des matériaux. <i>De Cogan</i> et <i>Johns</i> avaient s'intéressent l'application de la méthode TLM aux problèmes de diffusion. <i>De Cogan</i> et <i>Henini</i> ont introduit pour la première fois la modélisation en 3D des problèmes de la diffusion du transfert thermique dans les structures composées de fusibles électriques contenus dans des substrats isolants. Modélisation d'une puissance thermique locale par l'addition d'un générateur de courant au nœud en question et les frontières adiabatiques sont parfaitement modélisées par un circuit ouvert.
1987	<i>Johns</i> a proposé une nouvelle forme de nœuds pour la méthode TLM « nœuds condensés symétriques (SCN) » à partir une démonstration à l'équivalence numérique de la formulation TLM et de la méthode des différences finies (FD).
1990 – 1992	- <i>Pulko et al.</i> avait utilisé et traitée en 1990 la technique TLM basée sur l'estimation d'un pas variable dans la modélisation à la diffusion thermique dans des corps de géométrie complexe. Ensuite par <i>Webb</i> et <i>Gui</i> en 1992. [III.18-19] - <i>Jin</i> et <i>Vahldieck</i> ont proposé une nouvelle formulation du concept TLM dans le domaine fréquentiel. - <i>Morente</i> et son équipe décrit l'introduction de conditions aux frontières absorbantes.
1994 - 1998	<i>Jean. P. Bérenger</i> avait proposé initialement les « couches absorbantes parfaitement adaptées » (PML) couches absorbantes artificielles pour les équations d'ondes, couramment utilisée pour tronquer les domaines de calcul dans les méthodes numériques de simulation de problèmes à frontières ouvertes, particulièrement dans les méthodes FDTD et FEM. En 1998, <i>Eswarappa</i> et <i>Hoefler</i> introduit la PML dans un modèle hybride couplant les deux méthodes TLM et FDTD.
2001	<i>Smy et al.</i> développe la modélisation en 3D du phénomène thermique par maillage hétérogène. La technique fût appliquée à un substrat soumis à des sources thermiques locales avec les conditions de température constante et de flux nul imposés aux surfaces frontières. [III-20]
A ce jour	Le TLM est une technique numérique éprouvée pour l'électromagnétisme [III.21], le transfert de masse et de chaleur [III.22], les problèmes électromagnétiques-thermiques couplés [III.23] et les mécanismes de calcul [III.24].
	<i>Thermal behavior for HBT, HEMT (Si, GaAs, GaN, SiC...)</i>

Tab.III.1 - Evolution & Evènement liée à la méthode TLM

III.2 Origine & principe de base de la méthode TLM

Selon le principe de Huygens, la méthode TLM repose sur l'analogie entre la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu et la propagation des (tensions & courants) dans un réseau de ligne de transmission. La ressemblance entre les équations de Maxwell avec les équations télégraphistes sont considérées comme naturelle. Ainsi, la méthode TLM est qualifiée de méthode « physique » par rapport aux autres méthodes numériques (FDTD, FEM...etc.).

Dans un tel milieu décrit par le réseau TLM, la propagation d'une onde électromagnétique s'effectue selon le principe de Huygens : «*Chacun des points d'un front d'onde agit comme une source de petites ondes secondaires. À un instant ultérieur, l'enveloppe des bords avant des petites ondes forme le nouveau front d'onde.* » (Figure III-1).

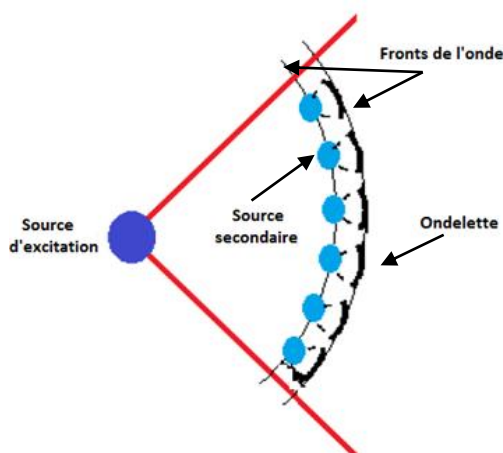


Fig.III.1 - Principe de Huygens

La méthode TLM est basée sur une discrétisation du principe d'Huygens, selon lequel un front d'onde peut être décomposé en un ensemble de sources secondaires émettant des ondelettes sphériques de même amplitude, fréquence et phase. Dans la TLM, ces sources secondaires sont assimilées à des nœuds entre lesquels la fluctuation de pression est transmise par des lignes de transmission. Ainsi, le milieu de propagation discrétisé est une grille cartésienne de pas constant Δx dans toutes les directions, qui modélise un réseau de lignes de transmission dans lequel se propagent les impulsions. A chaque itération temporelle et à chaque nœud, on distingue deux types d'impulsions : impulsions incidentes et les impulsions diffusées.

La TLM repose sur l'analogie entre la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu et la propagation des tensions et des courants dans un réseau de lignes de transmission [III-28].

Techniquement, la TLM opère sur une structure maillée qui peut être uni, bi ou tridimensionnels et représenté par un ensemble de ligne de transmission afin de réaliser une analogie entre la grandeur physique à évaluer et la grandeur électrique (tension ou courant).

2.1 Les ondes électromagnétiques

Une Une onde électromagnétique est le résultat de la vibration couplée d'un champ électrique « E » et d'un champ magnétique « H » variable dans le temps. L'énergie circule et rayonne sous forme d'ondes électromagnétiques dans milieu de propagation que ce soit : une ligne de transmission (câble, guide d'onde, optique) ou comme dans l'atmosphère. Physiquement, le comportement des ondes électromagnétiques peut-être décrit par ces deux théories suivantes: Théorie ondulatoire qui se rapporte aux lois de l'optique géométrique ou théorie corpusculaire qui se base sur la propagation de particules élémentaires énergétiques, *Fig III.2.a.*

Par ailleurs, une onde électromagnétique peut subir une réflexion ou une réfraction à l'interface entre deux milieux de propagation. Dans le premier cas, l'onde repart vers où elle venait. Dans le second cas, elle continue son chemin mais en changeant de direction. Autrement, lorsqu'une onde électromagnétique rencontre un obstacle, elle se diffuse sur celui-ci et change de direction, *Fig III.2.b.*

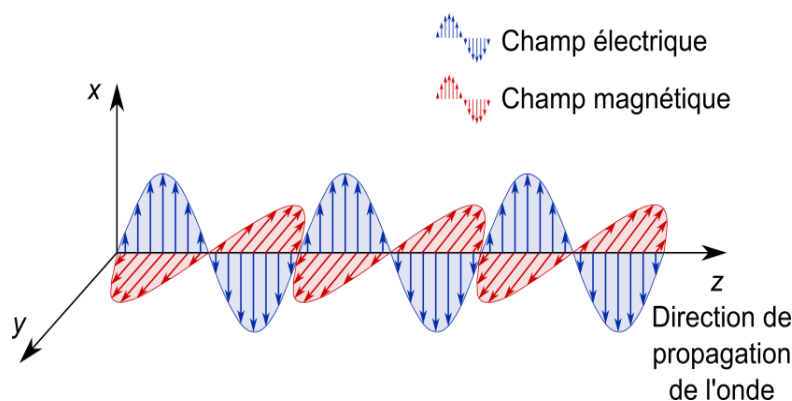


Fig.III.2.a - propagation de l'onde EM dans un milieu

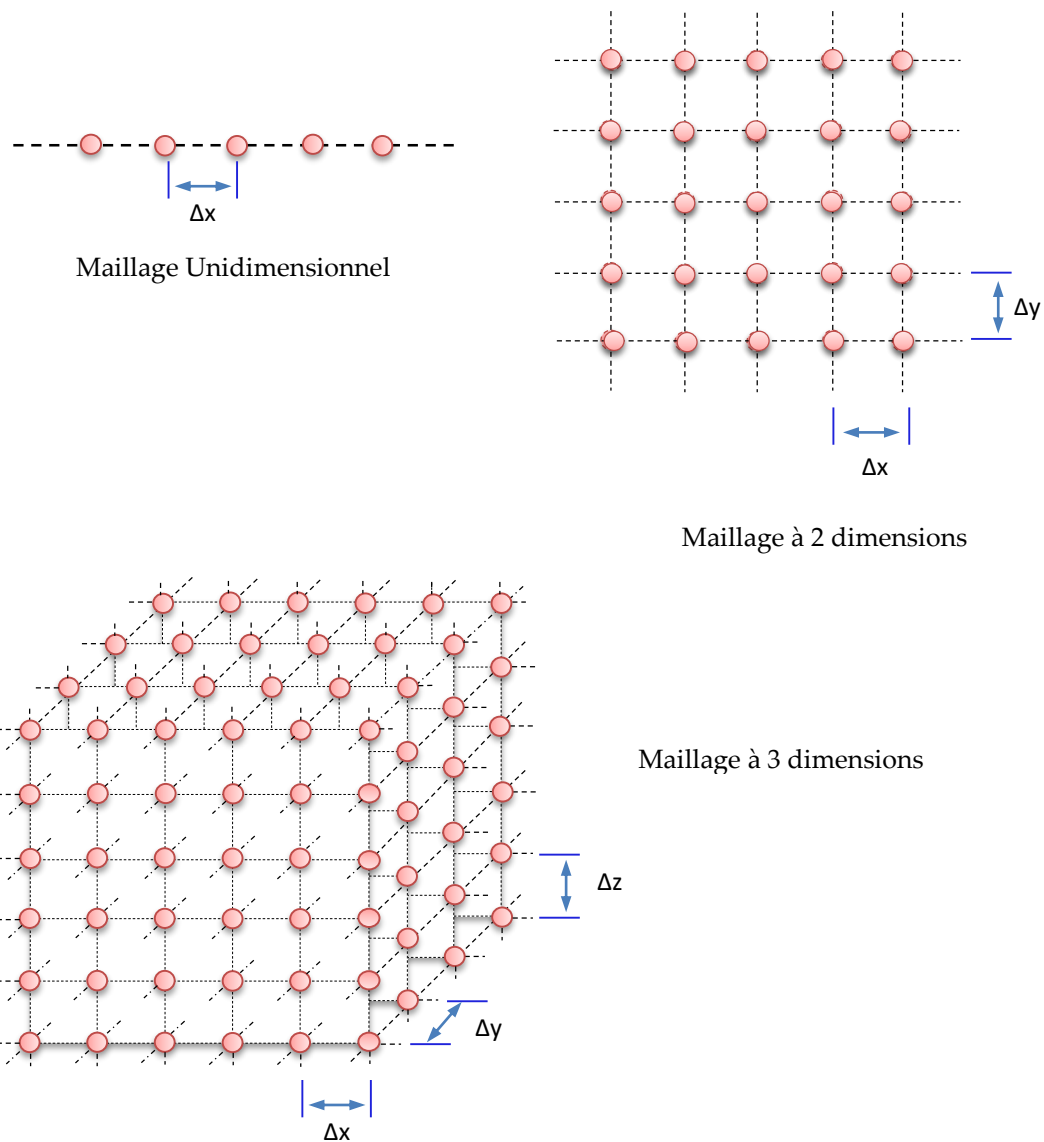


Fig.III.2.b - Discrétisation de la structure par la méthode TLM

Mathématiquement, le comportement d'une onde électromagnétique est régi par les équations de Maxwell suivantes :

$$\nabla \cdot H = \sigma \cdot E + \varepsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.1})$$

$$\nabla \cdot E = -\mu \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.2})$$

∇ : est le symbole de l'opérateur « Rot ». σ (S/m), ε (F/m), μ (H/m), sont la conductivité qui exprime l'atténuation de l'onde (EM), la permittivité et la perméabilité du milieu respectivement.

Dans un milieu quelconque, l'équation de propagation d'une onde d'électromagnétique, en combinant les deux équations Eq.3.1 et Eq.3.2 en coordonnées cartésiennes en trois dimensions:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \mu\sigma \cdot \frac{\partial E(x, y, z, t)}{\partial t} + \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 E(x, y, z, t)}{\partial t^2} \quad (\text{Eq.3.3})$$

De la même manière, nous pouvons trouver l'équation de propagation d'une onde (EM) en termes champ électrique E . L'équation Eq.3.3 s'écrit, si le milieu de propagation est unidimensionnel :

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} = \mu\sigma \cdot \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial t^2} \quad (\text{Eq.3.4})$$

A partir de cette équation, deux aspects sont distinguées et à considérés pour l'équation Eq.3.4 (1^{er} et/ou 2^{ème} terme) selon le choix des éléments σ , ε et μ caractérisant le milieu de propagation. Soit :

a) $\mu\sigma \cdot \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \ll \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial t^2}$; l'équation se réduit à :

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} = \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial t^2} \quad (\text{Eq.3.5})$$

C'est l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu sans pertes (vide).

b) $\mu\sigma \cdot \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \gg \mu\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial t^2}$; l'équation se réduit à :

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} = \mu\sigma \cdot \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.6})$$

C'est l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu fortement absorbant. Par ailleurs, dans ce cas l'équation Eq.3.6 est équivalente à l'équation de diffusion régie par la loi de Fick, présentée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 N(x, t)}{\partial x^2} = D \cdot \frac{\partial N(x, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.7})$$

Avec :

- D : Le coefficient de diffusion qui est lié au milieu de diffusion.
- N : La concentration en éléments diffusants (particules : neutrons, protons, électrons, ions, atomes, etc...) ou particules d'énergie (phonons : chaleur).

Nous arrivons à un point où nous devons présenter un milieu de propagation pour la modélisation de l'équation Eq.3.3 d'une façon générale, dans lequel une ligne de transmission peut être considérée.

2.2 Lignes de transmission & équivalence électrique

Les lignes de transmission les plus répandues sont les lignes coaxiales et lignes bifilaires. Ce sont des milieux qui permettent de transporter de point à l'autre de l'énergie électrique. Lorsqu'une tension y est appliquée et un courant y circule, il s'y établit un champ électrique et un champ magnétique.

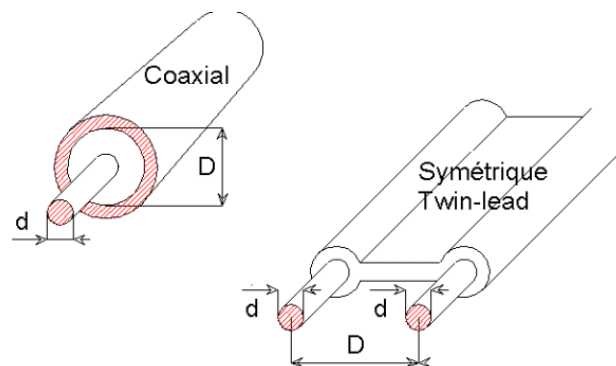


Fig.III.3 - Lignes de transmission

En hyperfréquences, une ligne de transmission peut être représentée par une succession d'éléments de longueur Δx répartis le long de la ligne. Il en résulte une caractérisation pour chaque élément par des grandeurs électriques linéiques (par unité de longueur) appelées communément résistance R_d (Ω/m) en série, inductance L_d (H/m) en série et capacité C_d (F/m) en parallèle. Dues aux fuites entre les fils (milieu légèrement conducteur), une résistance parasite est aussi présente entre les deux fils caractérisé par une conductance G_d (Ω^{-1}/m). Ces éléments sont répartis sur toute la ligne de transmission où :

- ✓ R : résistance série caractérisant les pertes par effet Joule à la surface des parois du fil.
- ✓ L : Inductance caractérisant la densité d'énergie magnétique stockée dans le milieu.
- ✓ C : Capacité caractérisant la densité d'énergie électrique stockée dans le milieu.
- ✓ G : Conductance parallèle caractérisant le courant circulant d'un fil à l'autre (les pertes dans l'isolant).

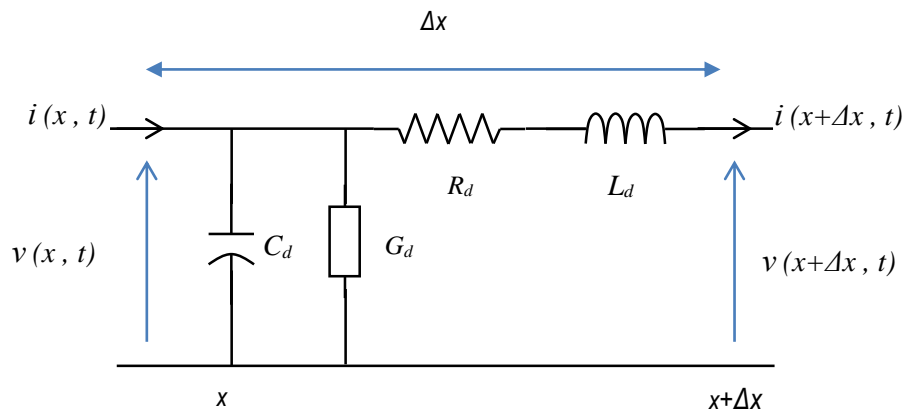
$$R = R_d \cdot \Delta x \qquad \text{Eq.3.8}$$

$$L = L_d \cdot \Delta x \qquad \text{Eq.3.9}$$

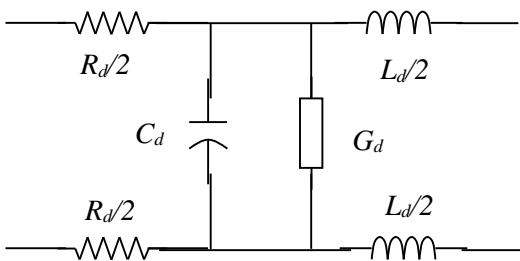
$$C = C_d \cdot \Delta x \qquad \text{Eq.3.10}$$

$$G = G_d \cdot \Delta x \qquad \text{Eq.3.11}$$

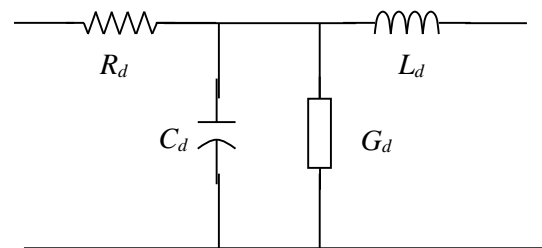
La figure III.4 ci-dessous, présente le modèle équivalent électrique d'une ligne de transmission.



(a)



(b)



(c)

Fig.III.4 - (a) Modèle équivalent d'une ligne de transmission discrétisée avec des éléments distribués. (b) Modèle ligne de transmission bifilaire. (c) Modèle ligne de transmission coaxiale

2.3 Equation télégraphiste d'une ligne de transmission

L'application de principes fondamentaux des milieux continus et de l'électricité (lois des mailles et des nœuds KVL & KCL), au circuit élémentaire représenté par la figure III.4 (a) lorsque Δx tend vers zéro, permet d'obtenir une équation qui régit le potentiel électrique le long de la ligne de transmission. Soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial v(z, t)}{\partial z} = \frac{v(z + \Delta z, t) - v(z, t)}{\Delta z} \\ \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = \frac{i(z + \Delta z, t) - i(z, t)}{\Delta z} \end{array} \right. \quad (\text{Eq.3.11})$$

$$\frac{\partial v(z, t)}{\partial z} = -R_d \cdot i(z, t) - L_d \cdot \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.12})$$

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -G_d \cdot v(z, t) - C_d \cdot \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.13})$$

Si on élimine la fonction i entre les équations Eq.3.12 & Eq.3.13, on obtient l'équation différentielle qui donne la fonction V dans une ligne de transmission :

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} = L_d C_d \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 t} + (R_d C_d + L_d G_d) \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} + R_d G_d \cdot v(x, t) \quad (\text{Eq.3.14})$$

Dans le cas où les pertes entre les lignes sont négligeables (Fig.III-5) (*lignes de transmissions isolées* $G_d=0$), l'équation Eq.3.14 précédente sera réduite à une expression simplifiée suivante :

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} = L_d C_d \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 t} + R_d C_d \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.15})$$

Cette équation est appelée « Equation des Télégraphistes », qui exprime la variation de tension dans la ligne de transmission. La propagation d'une onde électromagnétique unidimensionnelle peut être modélisée par une ligne de transmission si la similarité entre les équations Eq.3.3 & Eq.3.15 est considérée [III.20-21].

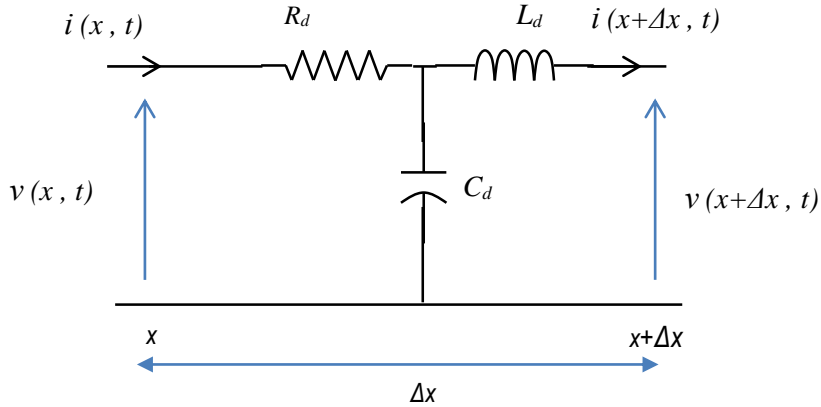


Fig.III.5 - Modèle équivalent d'une ligne de transmission parfaitement isolée ($Gd=0$)

Pour une ligne sans pertes : (condition où : $G=0$ & $R=0$), on y voit que des éléments réactifs lesquels ne consomment aucune puissance active, d'où l'absence des pertes. Le rôle des éléments réactifs consiste uniquement à reproduire le délai de propagation des signaux sur la ligne (Fig.III-6).

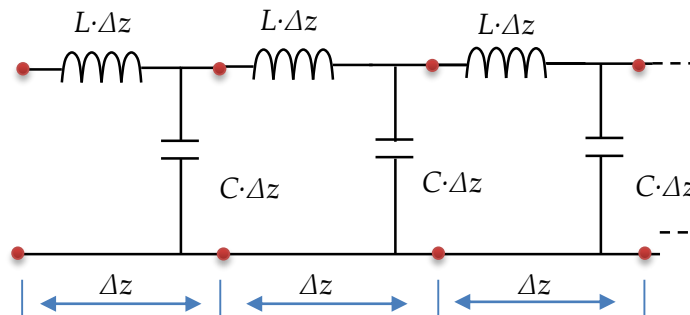


Fig.III.6 - Modèle équivalent d'une ligne de transmission sans pertes ($Gd=0$ et $Rd=0$)

6.3.1 Equation électrique équivalente et propagation de l'onde

La ligne est sans perte, si la résistance distribuée R_d est nulle ou presque négligeable l'équation Eq.3.15 se simplifie et devienne équivalente à l'équation Eq.3.5, soit :

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} = L_d C_d \frac{\partial v(x, t)}{\partial^2 t} \quad (\text{Eq.3.16})$$

Avec : $V_p = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{L_d C_d}}$

$\frac{1}{L_d C_d}$: représente le carré de la vitesse de propagation d'une onde, et c'est la célérité de propagation d'une impulsion injectée dans la ligne de transmission.

6.3.1 Equation électrique équivalente et phénomène de diffusion

Dans le cas où le produit ($L_d C_d$) est très inférieur à ($R_d C_d$), autrement dit, la résistance linéique (distribuée) R_d est significative et une inductance linéique L_d de valeur négligeable devant R_d soit : ($L_d C_d \ll R_d C_d$). Donc, le terme ($R_d C_d$) n'est pas négligeable (il existe certaines conditions sur ($L_d C_d$) et le temps Δt pour lesquels le terme d'atténuation domine). L'erreur provoquée par la négligence du terme inductif L_e dans les équations Eq.3.15 télégraphistes est présentée comme suit :

$$L_e = \frac{\Delta t^2}{C} \quad (\text{Eq.3.17})$$

Ce paramètre est très important dans la modélisation par la méthode TLM, il permet de prédire le pas temporel ainsi que la minimisation de l'erreur de modélisation. Un choix judicieux du pas temporel Δt conduit à négliger L_e et représenter la ligne uniquement par son terme capacitif. Par conséquent, l'équation Eq.3.15 se simplifie et devienne équivalente à l'équation Eq.3.6 et qui représente une propagation d'une onde atténuée tout au long de la ligne de transmission, soit :

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} = R_d C_d \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.18})$$

Dans ce cas, la méthode TLM peut être utilisée pour modéliser les phénomènes de diffusion, tel que : diffusion et transfert de chaleur.

6.3.1 Equivalence électrique et source de courant externe

Une source de courant externe peut être définie physiquement dans la méthode de modélisation TLM comme étant une source de chaleur d'excitation externe provoquée par des points chauds (hotspots) dans un semi-conducteur. Cette source d'excitation est exploitée par la méthode TLM dans la diffusion de chaleur. En présence d'une source de courant I_{ext} (A), les équations Eq.3.13 & Eq.3.14 deviennent comme suit : [III.21]

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = \frac{I_{ext}}{\Delta x} - C_d \cdot \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.19})$$

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} = R_d C_d \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} + L_d C_d \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 t} - \frac{R_d}{\Delta x} \cdot I_{ext} \quad (\text{Eq.3. 20})$$

6.3.1 Rapport entre propagation et diffusion

On désigne par M_e un paramètre d'erreur qui représente un rapport du terme de propagation au terme de diffusion. Soit la formule suivante :

$$M_e = \frac{L_d C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t^2}}{R_d C_d \cdot \frac{\partial V}{\partial t}} \quad (\text{Eq.3.21})$$

A partir de cette relation, la résolution du problème de diffusion par la méthode de modélisation TLM est précise si le paramètre $M_e \ll 1$. Dans le cas contraire, ce modèle est plus approprié pour le phénomène de propagation. [III.23-24]

III.3 Modèles TLM

A travers l'étude présentée antérieurement, nous pouvons déduire que deux situations distinctes peuvent se présenter :

- TLM sans pertes (*Lossless TLM*) consiste en la propagation de l'onde dans un milieu sans pertes.
- TLM avec pertes (*Lossy TLM*) consiste en la propagation de l'onde dans un milieu fortement résistif.

3.1 Le modèle TLM ordinaire sans pertes

Ce modèle est valable si la résistance distribuée R_d est nulle. Dans ce cas, l'équation Eq.3.15 à une dimension (1D) qui régit la propagation d'une onde dans le vide avec le terme de l'atténuation négligé. Dans ce cas particulier, une impulsion injectée à l'intérieur de la ligne élémentaire Δx en un temps Δt se propage à la vitesse de propagation donnée comme suit :

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{L_d \cdot C_d}} \quad (\text{Eq.3.22})$$

3.1.A) Impédance caractéristique

Dans un tel milieu comme ligne de transmission sans perte l'impédance caractéristique est donnée comme suit :

$$Z = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} \quad (\text{Eq.3.23})$$

En combinant les équations Eq.3.22 et Eq.3.23 l'impédance caractéristique peut être s'écrit en fonction des éléments linéiques de la ligne de transmission L_d , C_d et le temps Δt de propagation de l'impulsion injectée dans la ligne de transmission.

$$Z = \frac{\Delta t}{C_d} = \frac{L_d}{\Delta t} \quad (\text{Eq.3.24.a})$$

ou

$$Z = \frac{\Delta t}{C} = \frac{L}{\Delta t} \quad (\text{Eq.3.24.b})$$

Autrement, d'après les principes de bases de l'électricité, l'impédance caractéristique Z s'écrit :

$$Z = V \cdot I \quad , \quad \text{avec :} \quad C = \frac{Q}{V} \quad \& \quad Q = I \cdot \Delta t$$

$$Z = \frac{\Delta t}{C} \quad \text{(Eq.3.24.c)}$$

Cette formule est très importante qui relie l'impédance, les paramètres de la ligne, et la discrétisation spatio-temporelle dans la modélisation par la méthode TLM.

Dans un espace à 2D, le circuit équivalent TLM à un nœud d'une ligne de transmission sans pertes peut-être illustré de la manière suivante :

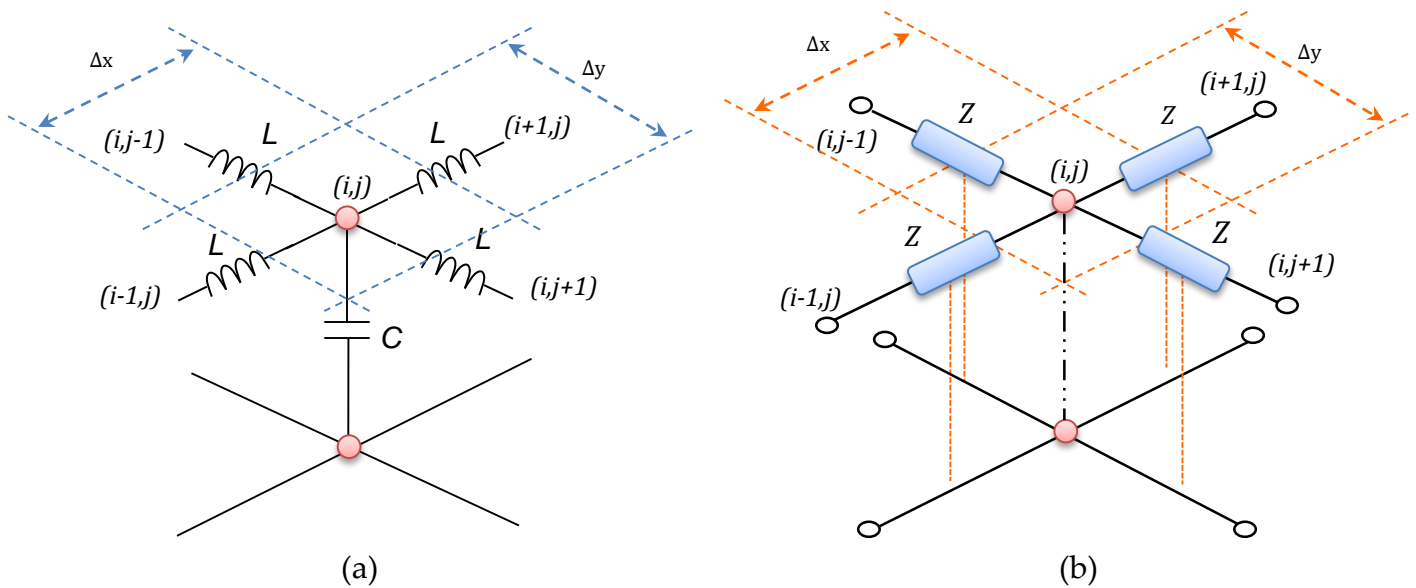


Fig.III.7 - (a) Circuit élémentaire en LC. (b) Circuit modèle TLM sans pertes à deux dimensions

3.1.B) Coefficient de réflexion Γ

Dans une ligne de transmission sans pertes un signal se propage le long de la ligne sans perturbation si l'impédance de la ligne Z_0 demeure constante. Le phénomène est régi par le principe de réflexion et transmission de l'onde, lorsqu'à l'interface entre deux lignes d'impédances Z_0 et Z_L soient différentes. Une représentation schématique illustrant une discontinuité entre deux lignes de transmission d'impédances différentes. [III.23]

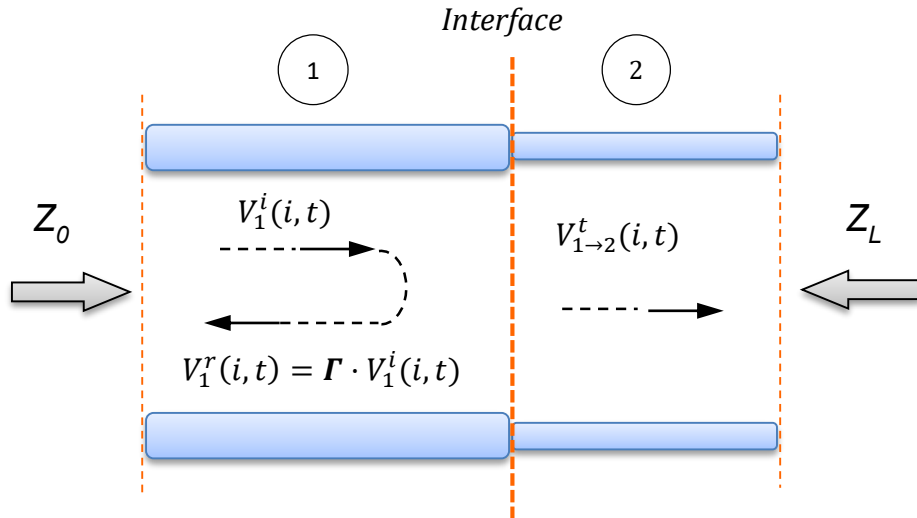


Fig.III.8 - discontinuité entre deux lignes de transmission d'impédances différentes

Le coefficient de réflexion à l'interface est donné par l'équation mathématique suivante :

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (\text{Eq.3.25})$$

Lorsqu'un signal incident (*tension ou courant électrique*) arrivant à l'interface, une portion de ce signal est réfléchi à la discontinuité du milieu « 1 » caractérisé par son impédance Z_0 , et l'autre sera transmis à la discontinuité du milieu « 2 » d'impédance Z_L . En appliquant le principe de continuité et la loi d'Ohm, le courant incident est égal à la somme de courant réfléchi et transmis $I^i = I^t + I^r$. Il en résulte une relation avec le coefficient de réflexion tel que :

$$I_1^r(i, t) = \Gamma \cdot I_{1 \rightarrow 2}^t(i, t) \Rightarrow I_{1 \rightarrow 2}^t(i, t) = (1 - \Gamma) \cdot I_1^i(i, t) \quad (\text{Eq.3.26})$$

De même pour le potentiel (tension), l'application de la loi d'Ohm nous permet d'obtenir la tension transmise (ou onde transmise) à la discontinuité milieu « 2 ». Soit les équations suivantes :

$$I^i = \frac{V^i}{Z_0} \quad \& \quad I^t = \frac{V^t}{Z_L} \quad (\text{Eq.3.27})$$

En éliminant Z_0 et Z_L avec la combinaison des équations Eq.3.25 & Eq.3.27, on obtient la relation entre le potentiel incident du milieu « 1 » et le potentiel transmis du milieu « 2 ».

$$V_{1 \rightarrow 2}^t(i, t) = (1 + \Gamma) \cdot V_1^i(i, t) \quad (\text{Eq.3.28})$$

3.1.C) Conditions aux limites

Toute équation différentielle présente une solution particulière qui dépend aux conditions limites. Dans le domaine électrique, l'équation télégraphiste Eq.3.15 a une solution particulière qui dépend aux trois (03) conditions aux limites majeures et qui sont exploités par la méthode de modélisation TLM :

- 1) Si la ligne se termine par un court-circuit (c.c), la modélisation de la limite (l'interface) en court-circuit est spécifiée par une impédance égale à zéro ($Z_L=0$). Dans ce cas, le coefficient de réflexion à l'interface $\Gamma = -1$. Cela veut dire que toute impulsion incidente sur l'interface est réfléchiée en antiphase.
- 2) Si la ligne se termine par un court-ouvert (c.o), la modélisation de la limite (l'interface) en court-ouvert est spécifiée par une impédance qui tend vers l'infini ($Z_L \rightarrow \infty$). Dans ce cas, le coefficient de réflexion à l'interface $\Gamma = 1$. Cela veut dire que les/quelques impulsions incidentes sur l'interface sont réfléchiées en phase.
- 3) Si la ligne est homogène ($Z_L=Z_0$), nous avons une adaptation d'impédance. L'équation Eq.3.15 prend la limite où le coefficient de réflexion à l'interface $\Gamma = 0$.

3.1.D) Discrétisation du milieu de propagation

La méthode TLM exploite la transformation du milieu discrétisé en éléments de circuit élémentaire LC tel qu'illustré en figure Fig.III.7.a en un milieu équivalent discrétisé en lignes de transmissions caractérisées par des impédances évaluées par les équations Eq.3.24.a et b.

La figure Fig.III.7.b présente le circuit modèle TLM sans pertes à deux dimensions, dont le milieu est discrétisé en nœuds (i,j) avec des impédances égaux. Le nœud est présenté comme une discontinuité. La procédure numérique en TLM consiste au premier lieu à l'injection aux différents nœuds une impulsion potentielle qui se propage le long de la ligne de transmission. Selon les lois de réflexion et de transmissions classiques [III.24-25] cette impulsion se disperse dès qu'elle rencontre une discontinuité. Les impulsions transmises et réfléchiées se propagent à son tour jusqu'à la prochaine discontinuité (nœud) après un pas temporel Δt où une nouvelle dispersion prend place et ainsi de suite. La ligne de transmission devient le lieu d'un ensemble d'impulsions se propageant d'un point à un autre. Toutes les lignes de transmission ont le même pas temporel, ce qui permet à toutes les impulsions incidentes d'atteindre les nœuds

simultanément. La routine TLM consiste à calculer à chaque itération k les impulsions incidentes pour déterminer l'évolution de la quantité physique considérée en un point donné et les impulsions réfléchies en vue de préparer la prochaine itération $(k+1)$ [III.10-16]. La figure Fig.III.9 montre cette évolution pour une ligne de transmission bidimensionnelle.

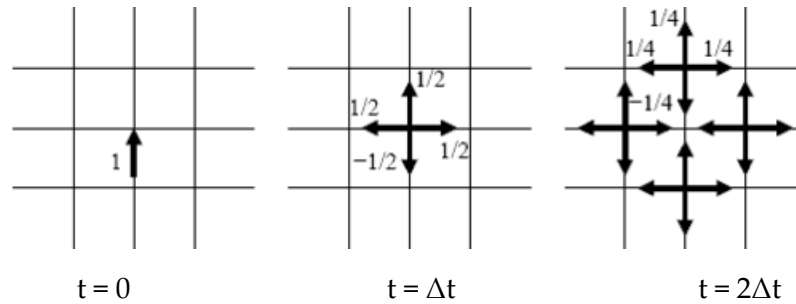


Fig.III.9 - Evolution d'une impulsion dans une ligne de transmission bidirectionnel

Si on injecte une impulsion en tension comme excitation au niveau du nœud (i,j) à l'instant $t = \Delta t$ (que l'on désigne par indice k) du circuit modèle TLM sans pertes Fig.III.8.b, on obtient une tension nodale au même nœud (i,j) à l'instant $t + \Delta t$ désigné par l'indice $(k+1)$, évalué par la superposition des tensions transmises par les 4 quatre directions comme suit :

$${}_{k+1}V_2^t(i,j) = \sum_{b=1}^4 (1 + \Gamma) \cdot {}_{k+1}V_1^i(i,j) \tag{Eq.3.28}$$

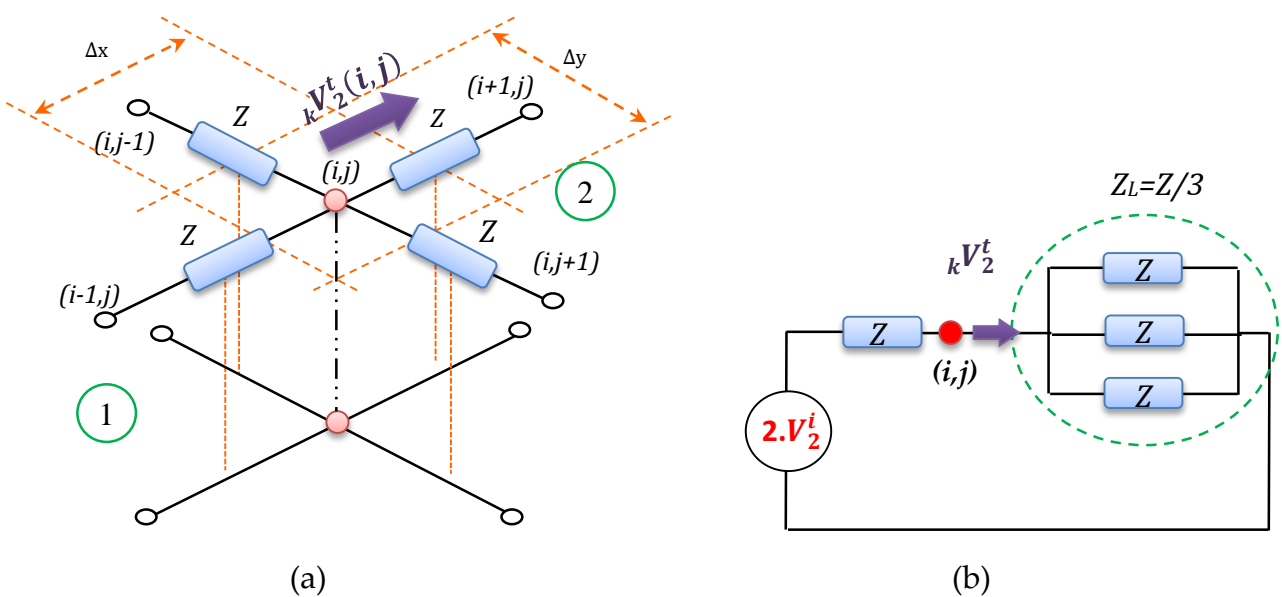


Fig.III.10 - (a) Circuit LC en TLM équivalent. (b) Impédance équivalente vue par la tension nodale V_2^t

La figure Fig.III.10.b illustre l'impédance équivalente vue par la tension incidente nodale V_2^i qui est à son tour la tension transmise à l'intersection (i,j). Autrement dit, Pour une tension V_2^i le long de la branche 2 (côté droite) les tensions prévenant des trois branches en parallèles seront vues comme étant une tension transmise au nœud (i,j) par une ligne de transmission d'impédance équivalente d'une valeur $Z_L = Z/3$.

Cette valeur d'impédance équivalente peut être calculée par principe de synchronisation où pour chaque branche ait une impédance constante de même valeur :

$Z_1 = Z_2 = Z_3 = Z_4 = Z$, il en résulte que :

$$Z_L = \frac{1}{\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_3} + \frac{1}{Z_4}} = \frac{Z}{3} \quad (\text{Eq.3.29})$$

Au niveau du nœud (i,j) la tension V_2^i le long de la branche 2 (côté droit) atteint la discontinuité où une partie de cette tension sera réfléchiée en sens inverse le long de la branche 1 (côté droit) d'une valeur de $\Gamma \cdot V_2^i$, et qui s'appelle *scattering voltage*, et le reste sera transmis à travers la discontinuité aux autres lignes d'une valeur de $(1 - \Gamma) \cdot V_2^i$ avec un coefficient de réflexion égale à $\Gamma = -1/2$. (i.e : $\Gamma = \frac{(Z/3)-Z}{(Z/3)+Z} = -0.5$).

Il en résulte que la tension totale est:

$${}_{k+1}V(i, j) = \frac{1}{2} \cdot [{}_kV_1^i(i, j) + {}_kV_2^i(i, j) + {}_kV_3^i(i, j) + {}_kV_4^i(i, j)] \quad (\text{Eq.3.30})$$

En utilisant l'équation Eq.3.28 et pour les 4 branches (b=4), les impulsions en tension réfléchiées appelées communément (*scattering pulses*) sont données comme suit :

$${}_{k+1}V_b^r(i, j) = \Gamma \cdot {}_kV_b^i(i, j) + \sum_{q=1, q \neq b}^4 (1 + \Gamma) \cdot {}_kV_q^i(i, j) \quad (\text{Eq.3.31})$$

$${}_{k+1}V_b^r(i, j) = -0,5 \cdot {}_kV_b^i(i, j) + \frac{1}{2} \cdot \sum_{q=1, q \neq b}^4 {}_kV_q^i(i, j)$$

Sous forme matricielle cette équation de sommation peut être écrite comme suit :

$${}_{k+1}V_b^r(i, j) = \Gamma \cdot {}_{k+1}V_b^i(i, j) + \sum_{q=1, q \neq b}^4 (1 + \Gamma) \cdot {}_{k+1}V_q^i(i, j)$$

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_{k+1}^S = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_k^I \quad (\text{Eq.3.32})$$

Les termes k & $k+1$ sont des pas de temps consécutifs arbitraires séparés par l'intervalle de discrétisation temporelle Δt . Ainsi, la modélisation TLM consiste à évaluer la tension nodale au temps $t+\Delta t$ ($k+1$) en appliquant l'équation Eq.3.28 et évaluer au temps t (k) les tensions inverses incidentes des nœuds adjacents donnés par l'équation matricielle Eq.3.32 de la façon suivante :

$$\begin{aligned} {}_{k+1}V_1^i(i, j) &= {}_kV_2^s(i + 1, j) \\ {}_{k+1}V_2^i(i, j) &= {}_kV_1^s(i - 1, j) \\ {}_{k+1}V_3^i(i, j) &= {}_kV_4^s(i, j + 1) \\ {}_{k+1}V_4^i(i, j) &= {}_kV_3^s(i, j - 1) \end{aligned} \quad (\text{Eq.3.33})$$

De la même manière plus simple, en se basant sur le principe de transmission et réflexion de l'impulsion, les équations Eq.3.30 & Eq.3.32 peuvent être estimées en introduisant le circuit équivalent représenté par le circuit de Thévenin qui suppose que l'impulsion incidente sur le point nodal (i, j) en provenance de la branche b ($b=1\dots 4$) est générée par une tension de valeur égale à $2V_i$ branchée en série avec l'impédance Z en question. On présente cette technique représentée par le circuit de Thévenin dans la suite utile.

2.3 Le modèle TLM avec pertes

Dans le cas où les pertes dans la ligne de transmission sont importantes, le modèle mathématique présenté par l'équation télégraphiste Eq.3.15 unidimensionnel est caractérisé par le terme $(R_d C_d)$ d'une valeur significative non négligeable, et sera réduite à Eq.3.18 décrit précédemment.

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} = R_d C_d \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.18})$$

La figure Fig.III.11 suivante présente une ligne de transmission avec perte discrétisée en nœuds et caractérisés par des longueurs élémentaires Δx qui regroupent les résistances et capacités distribués soient ($R=R_d \cdot \Delta x$, $C=C_d \cdot \Delta x$).

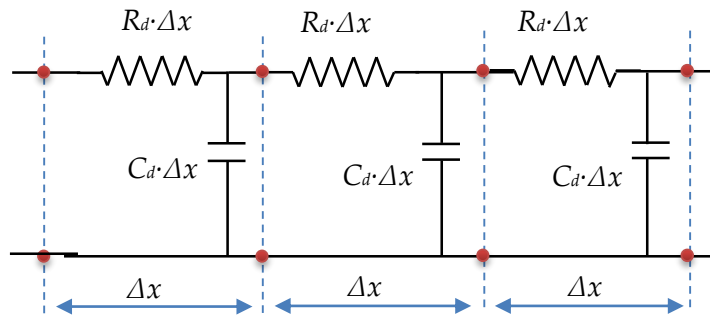


Fig.III.11 - modèle discrétisé en éléments linéiques d'une ligne de transmission avec pertes

On s'intéresse aux modèles électriques pour le phénomène de diffusion, soit une ligne de transmission sans fuites inclut un terme capacitif et un terme résistif. Comme déjà mentionné précédemment dans l'équation Eq.3.24, la capacité peut être remplacée par son impédance caractéristique Z .

En effet, il existe deux configurations que possède le modèle électrique en élément RC où deux types de discrétisations spatiales sont possibles : [III.21-24-28-29]

- La configuration dite « A » considérée comme étant la technique TLM standard ou classique. Généralement appelée « link-Line TLM », caractérisé par la concentration de la résistance au centre du nœud et l'impédance caractéristique apparaît aux extrémités du nœud qui constitue l'interconnexion entre les nœuds. Cette configuration consiste à un maillage du milieu spatial en « π ». Elle est aussi dite « Line Boundary, LB ».
- La configuration dite « B » appelée communément « link-Resistor TLM », caractérisé par la position de l'impédance caractéristique au centre du nœud

alors que la résistance apparaît aux extrémités du nœud. Cette résistance discrétisant les pertes sert d'interconnexion entre les différents nœuds adjacents. Cette configuration consiste en une discrétisation du milieu spatial en « T ». Elle est aussi appelée « Resistor Boundary , RB ».

Concernant la diffusion en général, certains milieux peuvent inclure des sources internes qui s'exprime en TLM par l'introduction d'un générateur de courant $I(x)$ qui injecte directement un courant I au point nodal concerné. Donc, on distingue deux types de modèle TLM :

- ✓ Modèle TLM ordinaire,
- ✓ Modèle TLM avec injection de sources internes.

4.2.1 Modèle TLM ordinaire

L'équivalence électrique et ses configurations « LB » et « RB » discutés précédemment sont illustrées sur les figures suivantes Fig.III.12.a.b.c pour chaque modèle en 1D, 2D, et 3D respectivement.

6.2.4.3.3 Modèle unidimensionnel

L'équation différentielle qui correspond à ce modèle est analogue d'une part à l'équation de diffusion à une dimension donnée par la loi de Fick présenté antérieurement par Eq.3.7 et d'autre part à l'équation de diffusion de la chaleur à une dimension suivante qu'on a vu au chapitre précédent :

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial^2 x} = \left(\frac{\rho C_p}{K_T} \right) \cdot \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.34})$$

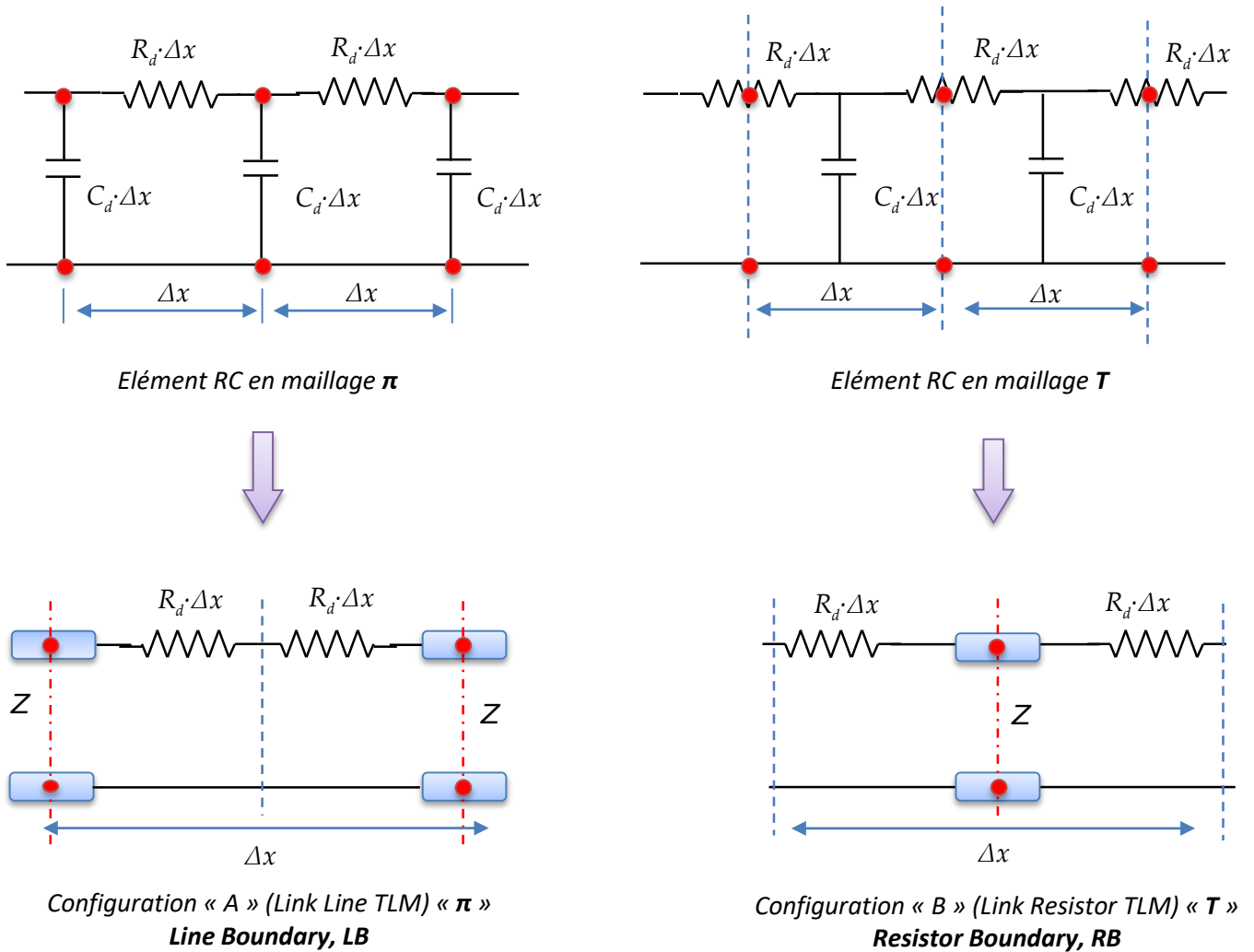


Fig.III.12.a - modèles discrétisés & équivalents TLM en nœuds d'une ligne de transmission avec pertes

6.2.4.3.3 Modèle bidimensionnel

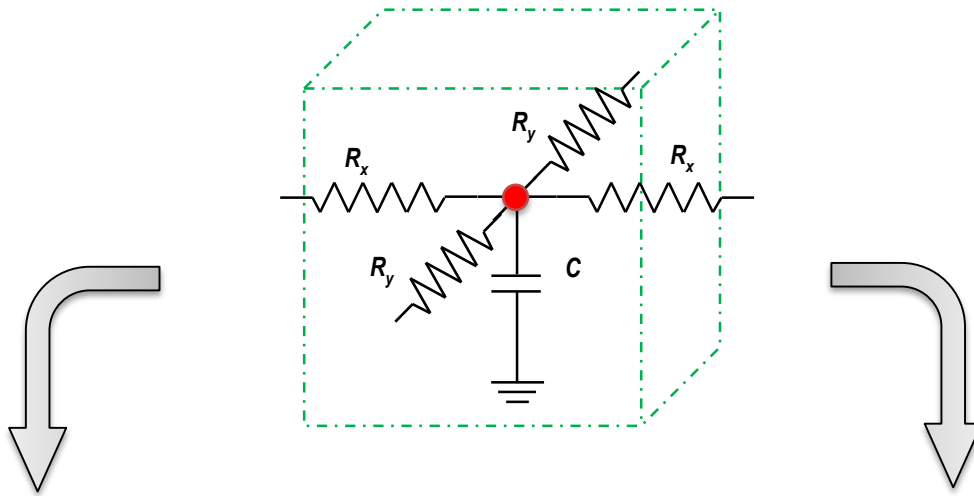
Deux équations à additionner du type de l'équation Eq.3.18 sont à considérés pour une ligne de transmission à deux dimensions Fig.III.12.b :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} &= R_d C_d \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 v(y, t)}{\partial^2 y} &= R_d C_d \frac{\partial v(y, t)}{\partial t} \end{aligned} \right\} \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 v(y, t)}{\partial^2 y} = 2 \cdot R_d C_d \frac{\partial v}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.35.a})$$

Cette équation est analogue d'une part à l'équation de diffusion à deux dimensions donnée par la loi de Fick et d'autre part à l'équation de diffusion de la chaleur à 2D suivante :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 N}{\partial^2 y} = D \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.35.b})$$

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 T(y, t)}{\partial^2 y} = \left(\frac{\rho C_p}{K_T} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.35.c})$$



2D Configuration « A » (Link Line TLM) « π »
Line Boundary, LB

2D Configuration « B » (Link Resistor TLM) « T »
Resistor Boundary, RB

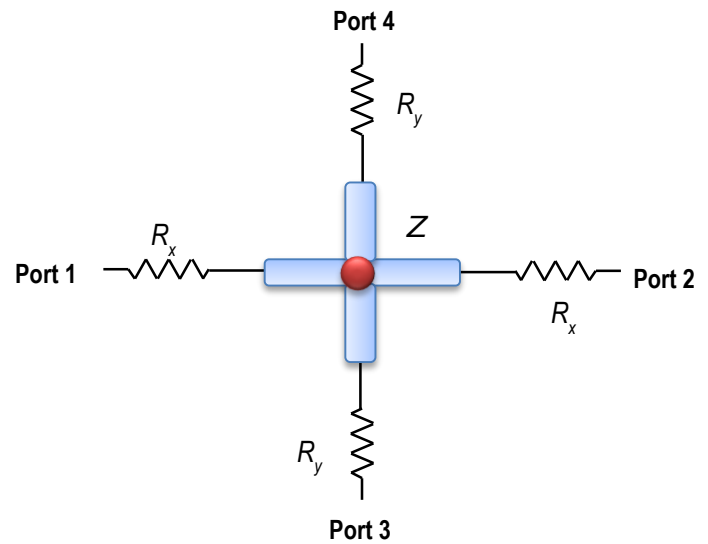
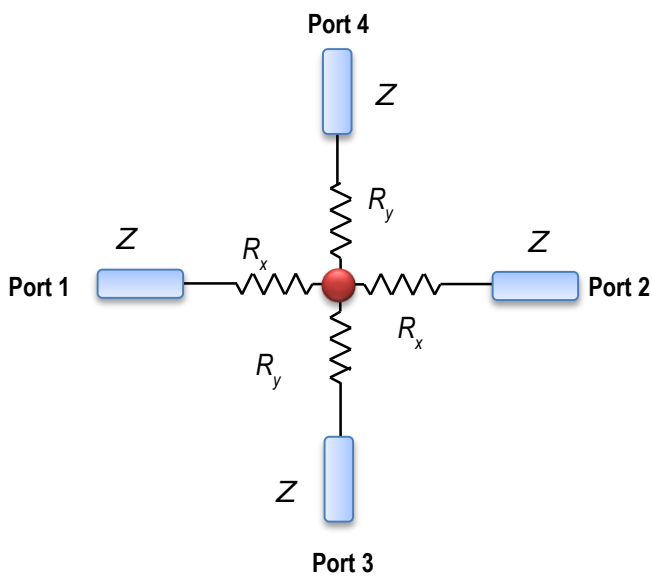


Fig.III.12.b - modèles discrétisés à deux dimensions & équivalent TLM en nœuds d'une ligne de transmission avec pertes

6.2.4.3.3 Modèle tridimensionnel

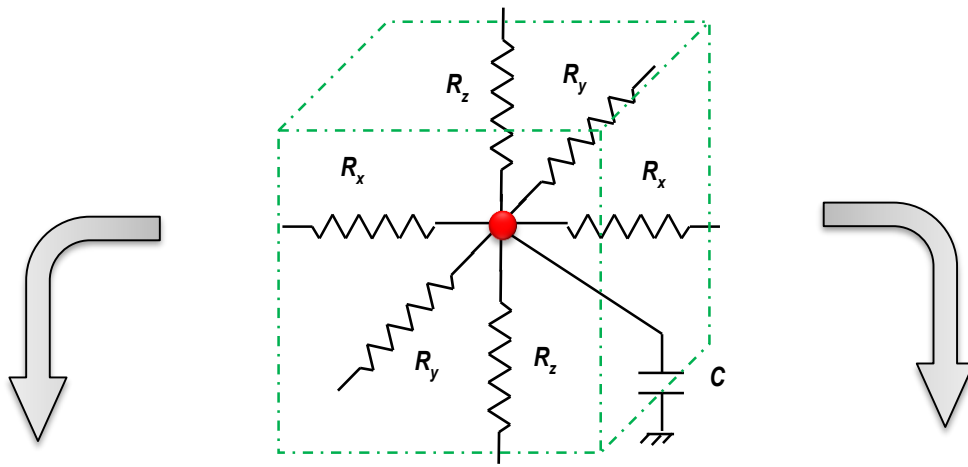
Trois équations à additionner du type de l'équation Eq.3.18 sont à considérés pour une ligne de transmission à trois dimensions Fig.III.12.c:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} &= R_d C_d \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 v(y, t)}{\partial^2 y} &= R_d C_d \frac{\partial v(y, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 v(z, t)}{\partial^2 z} &= R_d C_d \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} \end{aligned} \right\} \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 v(y, t)}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 v(z, t)}{\partial^2 z} = 3 \cdot R_d C_d \frac{\partial v}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.36.a})$$

De même, cette équation est analogue d'une part à l'équation de diffusion à trois dimensions donnée par la loi de Fick et d'autre part à l'équation de diffusion de la chaleur à 3D suivante :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 N}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 N}{\partial^2 z} = D \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.36.b})$$

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 T(y, t)}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial^2 z} = \left(\frac{\rho C_p}{K_T} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Eq.3.36.c})$$



3D Configuration « A » (Link Line TLM) « π »
Line Boundary, LB

3D Configuration « B » (Link Resistor TLM) « T »
Resistor Boundary, RB

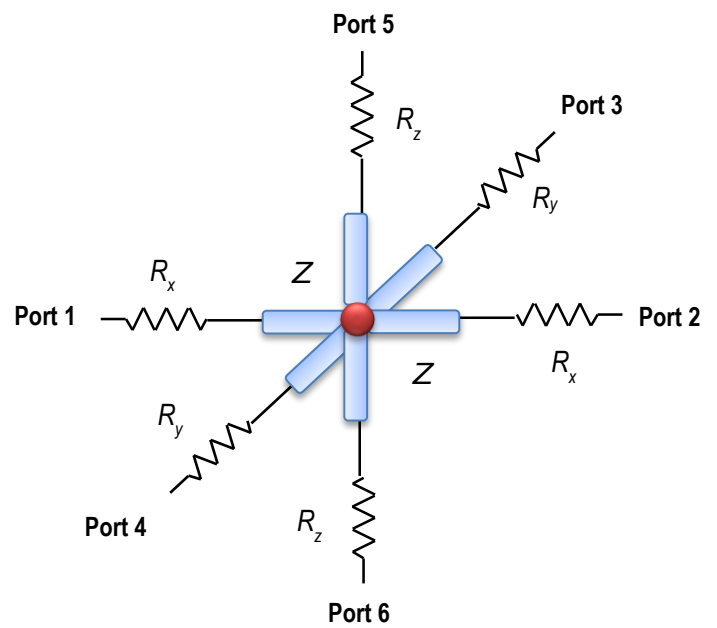
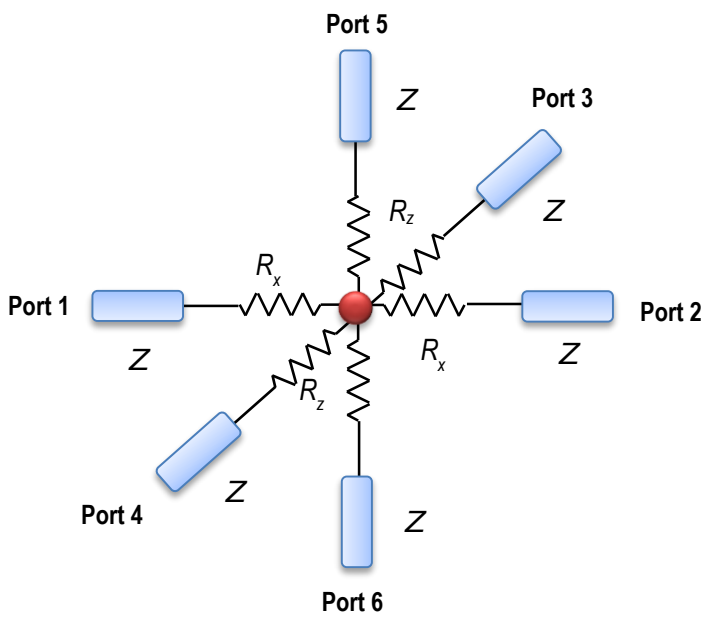
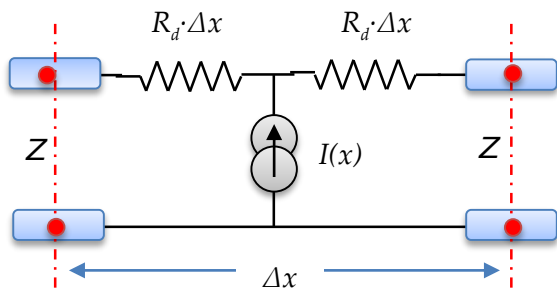


Fig.III.12.c - modèles discrétisés à trois dimensions & équivalent TLM en nœuds d'une ligne de transmission avec pertes

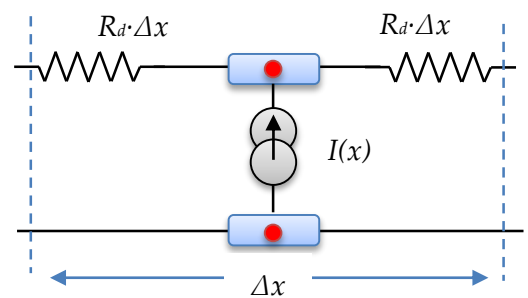
4.2.2 Modèle TLM avec source interne

Souvent, dans le cas de diffusion thermique une source de chaleur interne est présente dans le milieu de diffusion comme étant une source d'excitation thermique et qui peut être dans la méthode TLM modélisé par un générateur de courant placé au milieu du nœud. Pour les deux configurations définies précédemment, l'équivalent TLM dans ce cas sera présentés comme suit Fig.III.13.a Fig.III.13.b Fig.III.13.c:

6.2.4.3.3 Equivalent TLM unidimensionnel



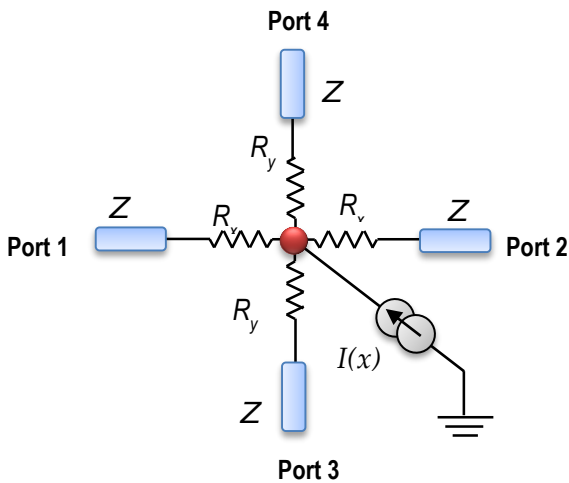
« A » (Link Line TLM) Line Boundary, LB



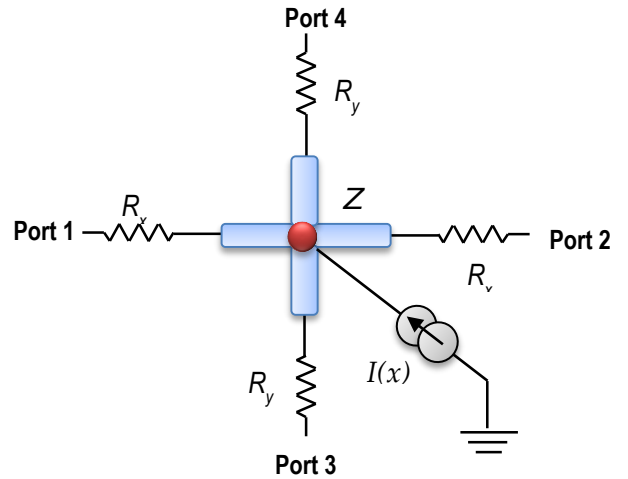
« B » (Link Resistor TLM) Resistor Boundary, RB

Fig.III.13.a - équivalent TLM unidimensionnel avec source de chaleur interne

6.2.4.3.3 Equivalent TLM bidimensionnel



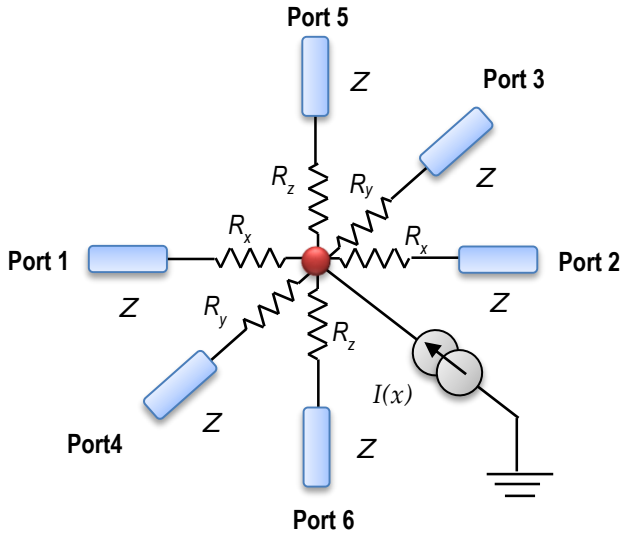
Configuration « A » (Link Line TLM)
Line Boundary, LB



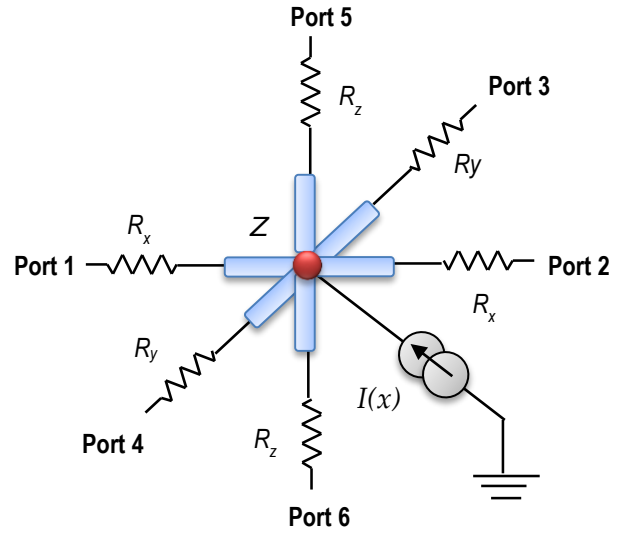
Configuration « B » (Link Resistor TLM)
Resistor Boundary, RB

Fig.III.13.b - équivalent TLM bidimensionnel avec source de chaleur interne

6.2.4.3.3 Equivalent TLM tridimensionnel



Configuration « A » (Link Line TLM)
Line Boundary, LB



Configuration « B » (Link Resistor TLM)
Resistor Boundary, RB

Fig.III.13.c - équivalent TLM tridimensionnel avec source de chaleur interne

Souvent, la technique TLM dans le domaine du transfert de chaleur a été effectuée par la formulation « LB Link Line » [III.21] [III.28] [III.29]. Ainsi, la méthode TLM a été établie en tant que routine explicite inconditionnellement stable pour la modélisation et la résolution numérique de problèmes de diffusion. [III.4].

III.4 Modélisation TLM

Dans ce contexte nous allons décrire les différentes équations nécessaires au développement de la méthode TLM pour les phénomènes de diffusion en une dimension, deux dimensions et en trois dimensions. Pour commencer, nous avons le cas du TLM unidimensionnel en prenant (configuration A : type LB) où $Z(x)$ est l'impédance caractéristique de la ligne de transmission et $R(x)$ est la résistance de cette même ligne au nœud (i).

4.1. Modèle unidimensionnel TLM-1D

Soit un milieu considéré par une barre de semi-conducteur de paramètres physiques (section : S et longueur : L) ou la diffusion est présente par une source interne de génération de chaleur. Cette barre étant discrétisé en nœuds élémentaires ayant chacun une longueur Δx .

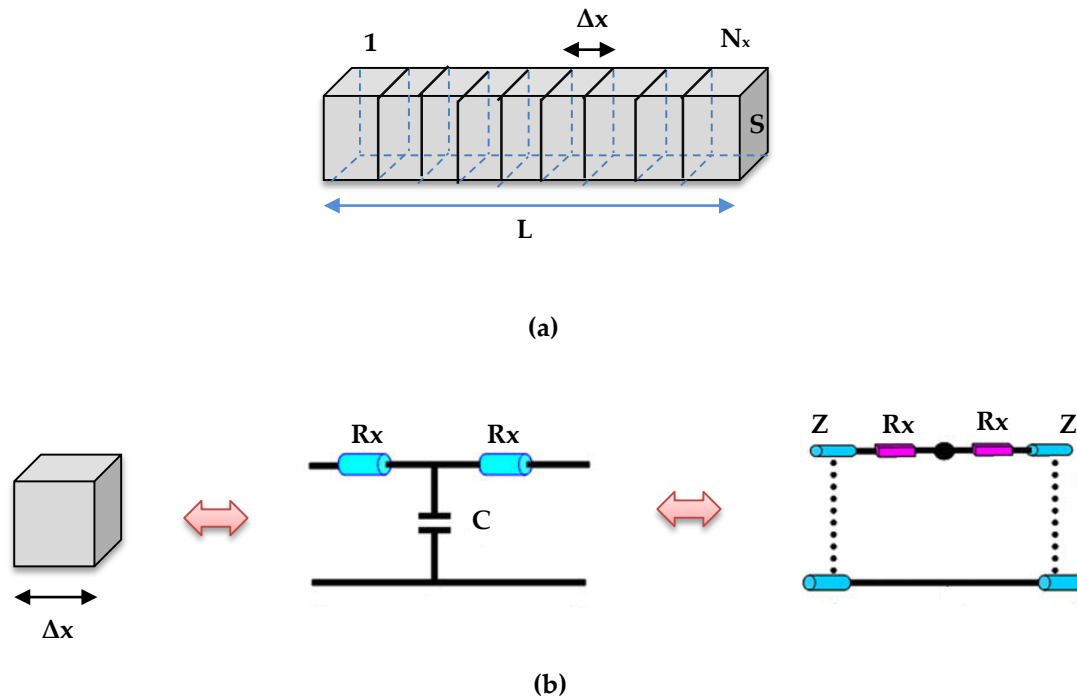


Fig.III.14 - (a). Discrétisation du milieu de diffusion en nœuds élémentaires. (b). Circuit équivalent d'un élément de modélisation avec un nœud TLM en son centre

À l'intérieur de cette barre une impulsion de chaleur est injectée et se propageant le long de la barre jusqu'à ce qu'elle se disperse selon les lois de réflexion et de transmission. Cette dispersion est due à une discontinuité ($R \equiv Z$) (nœud suivant). L'injection sous forme d'impulsion delta, des conditions initiales du problème aux différents nœuds du réseau TLM conduit à l'instauration d'un processus de propagation et dispersion de ces impulsions. Autrement dit, les impulsions de température 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. En effet, la barre devient le lieu d'un ensemble d'impulsions qui se propagent d'un point à un autre.

Le processus numérique par la méthode TLM consiste à calculer à chaque itération, l'intensité des impulsions incidentes pour déterminer l'évolution de la température en un point donné ainsi que l'intensité des impulsions réfléchies en vue de préparer la prochaine itération. La *figure III.15.a* montre l'axe et les assignations utilisés pour cette étude, tandis que la *figure III.15.b* donne une représentation des impulsions incidentes et réfléchies au modèle TLM type LB, formé par une résistance $R(x)$ et une capacité $C(x)$.

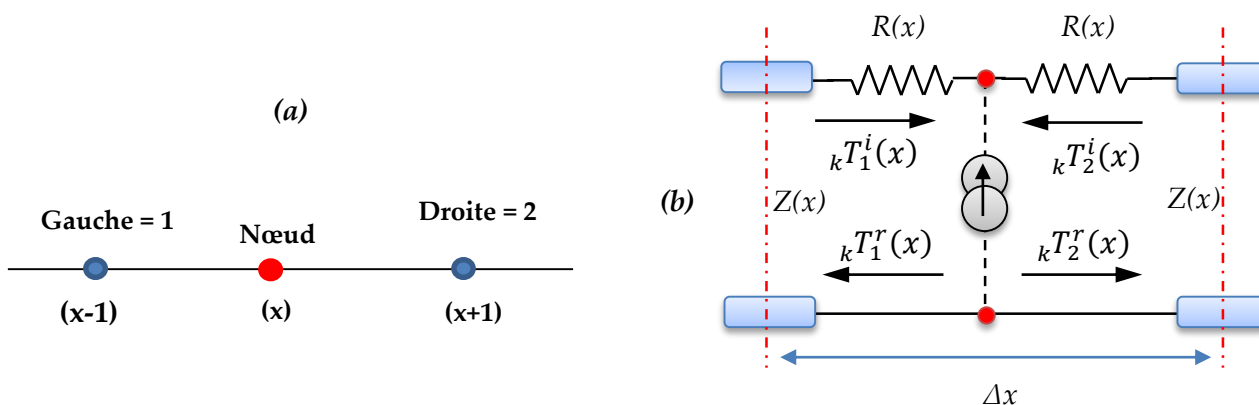


Fig.III.15 - (a) Axe et assignations pour le modèle unidimensionnel. (b) Représentation des impulsions incidentes et réfléchies au modèle TLM-1D type LB

A partir de ce circuit électrique formé par une résistance $R(x)$ et une capacité $C(x)$, il existe une analogie entre l'équation de diffusion de chaleur dans un solide unidimensionnel et l'équation simplifiée *Eq.3.34*, dont la capacité distribuée C_d et R_d représente la chaleur spécifique la conductivité thermique respectivement du matériau ou semi-conducteur pour chaque élément Δx de la barre.

4.1.1 Algorithme TLM pour le phénomène de diffusion

La résolution par la méthode TLM nécessite l'introduction de :

- ✓ Paramètres du phénomène ;
- ✓ Conditions initiales ;
- ✓ Conditions aux limites.

Elle conduit à la détermination de :

- ✓ Impulsion totale à l'itération k ;
- ✓ Impulsions réfléchies à l'itération k ;
- ✓ Impulsions incidentes à l'itération $k+1$.

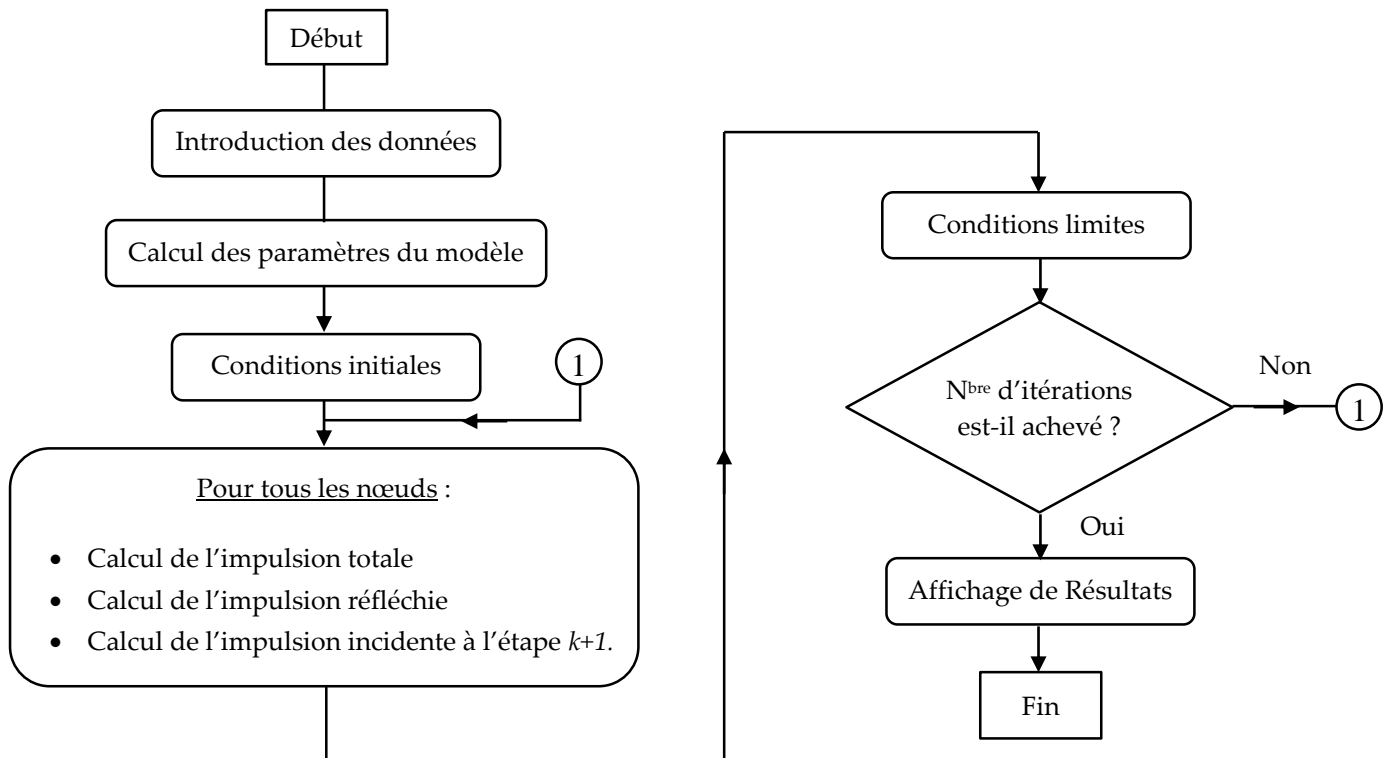


Fig.III.16 - Organigramme de la méthode TLM-1D pour phénomène de diffusion

4.1.2 Définitions des paramètres du modèle

Il s'agit de définir les expressions de $R(x)$, $C(x)$ et $Z(x)$ des éléments linéiques du modèle de diffusion à étudier. À partir du nœud (x) de la figure Fig.III.15 on définit la résistance et la capacité thermique par R_T et C_T respectivement dont leurs expressions sont donnés par :

$$R_T = \frac{dx}{K_t \cdot S} \quad (\text{Eq.3.37})$$

$$C_T = \rho \cdot C_p \cdot S \cdot dx \quad (\text{Eq.3.38})$$

Avec :

S : la section.

dx : le pas spatial.

ρ : la densité du matériau.

C_p : la capacité calorifique spécifique au matériau.

K_T : sa conductivité thermique.

Notons que la conductivité thermique et la chaleur spécifique peuvent être constantes ou variables avec la température. Leurs valeurs sont constantes s'ils sont égaux à la température ambiante (300°K) pour tous les nœuds. S'ils sont variables avec la température, ils sont régis par un modèle mathématique obtenu par le biais de test expérimentale de caractérisation du matériau.

On déduit à partir des équations Eq.3.34 et Eq.3.18 une équivalence suivante, sachant que la résistance et la capacité par unité de longueur du modèle respectivement R_d et C_d sont reliés par : $R(x) = R_d \cdot dx$ et $C(x) = C_d \cdot dx$ soit :

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

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

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

Ainsi :

$$R(x) = \frac{R_T}{2} = \frac{dx}{2 \cdot K_t \cdot S} \quad (\text{Eq.3.38})$$

$$C(x) = C_T = \rho \cdot C_p \cdot S \cdot dx \quad (\text{Eq.3.39})$$

$$Z(x) = \frac{dt}{C(x)} = \frac{dt}{\rho \cdot C_p \cdot S \cdot dx} \quad (\text{Eq.3.40})$$

4.1.3 Calcul de l'impulsion totale au nœud

Si on considère l'instant où une impulsion isolée, comme par exemple ${}_k T_1^i(x)$ arrive au milieu du nœud (x) de la figure Fig.III.15.b en l'absence du générateur interne, le théorème de Thévenin appliqué en ce point donne le schéma équivalent de la figure Fig.III.17. Les lois d'Ohm et de Kirchhoff appliquées à ce circuit donnent:

$$2 \cdot {}_k T_1^i(x) - T_1(x) = (R(x) + Z(x)) \cdot i$$

$$T_1(x) = (R(x) + Z(x)) \cdot i$$

D'où :

$$T_1(x) = {}_k T_1^i(x)$$

$T_1(x)$ est la contribution de ${}_kT_1^i(x)$ à l'élévation de la température au nœud (x).

D'une manière similaire, si on considère l'impulsion ${}_kT_2^i(x)$, Fig.III.16 on obtient:

$$2 \cdot {}_kT_2^i(x) - T_2(x) = (R(x) + Z(x)) \cdot i$$

$$T_2(x) = (R(x) + Z(x)) \cdot i$$

D'où :

$$T_2(x) = {}_kT_2^i(x)$$

$T_2(x)$ est la contribution de ${}_kT_2^i(x)$ à l'élévation de la température au nœud (x).

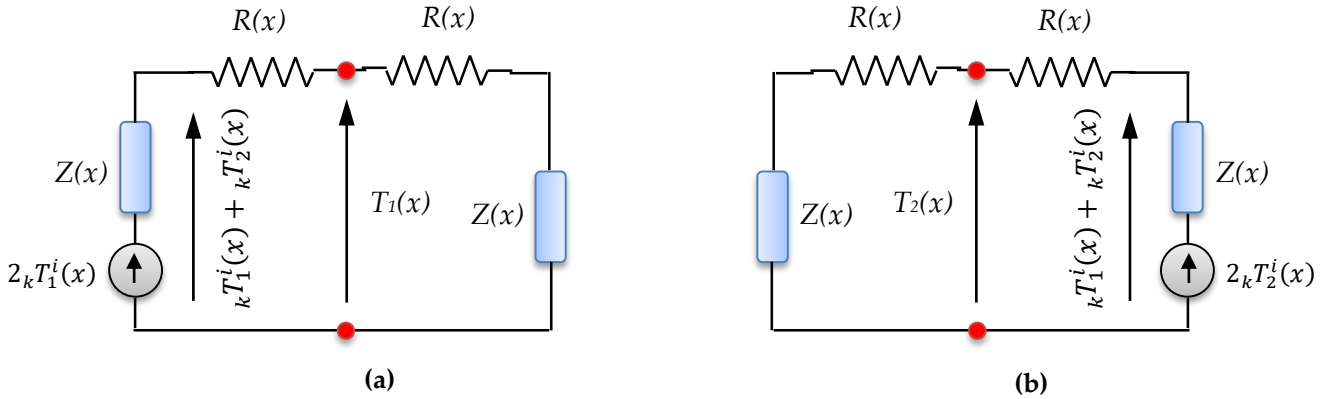


Fig.III.17 Schéma équivalent de Thévenin vu par les impulsions : (a) ${}_kT_1^i(x)$. (b) ${}_kT_2^i(x)$

Si on considère le générateur de courant, le schéma équivalent du Thévenin est présenté dans la figure Fig.III.18. Ainsi la loi d'Ohm permet d'obtenir la contribution $T_3(x)$ à l'élévation en température du générateur au nœud (x).

$$T_3(x) = \frac{I(x)}{2} (R(x) + Z(x))$$

L'impulsion totale $T(x)$ au nœud (x) est égale à la somme de $T_1(x)$, $T_2(x)$ et $T_3(x)$ en appliquant le théorème de superposition :

$$T(x) = T_1(x) + T_2(x) + T_3(x)$$

$$T(x) = {}_kT_1^i(x) + {}_kT_2^i(x) + \frac{I(x)}{2} (R(x) + Z(x)) \tag{Eq.3.41}$$

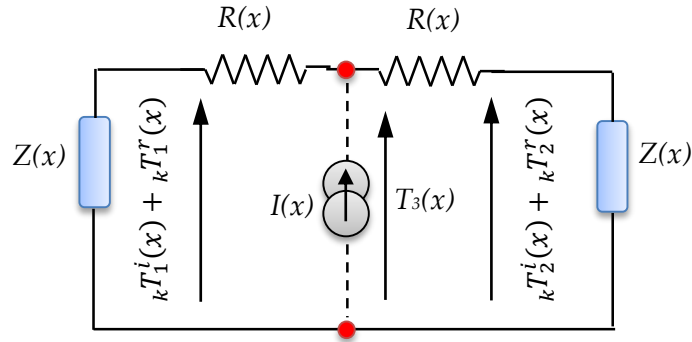


Fig.III.18 Schéma équivalent de Thévenin vu par le générateur de courant $I(x)$

4.1.4 Calcul des impulsions réfléchies

A partir du schéma équivalent de Thévenin vu par les deux impulsions $kT_1^i(x)$ et $kT_2^i(x)$, nous obtiendrons les équations des impulsions réfléchies en fonction des impulsions incidentes et de l'impulsion totale au nœud (x) . Les courants côté gauche I_2 et côté droite I_1 peuvent être estimés par l'application de la loi de Kirchhoff :

Au point (x) , on a : $I_1 + I_2 = 0$ avec : $I_1 = \frac{2 \cdot kT_1^i(x) - T(x)}{R+Z}$ & $I_2 = \frac{2 \cdot kT_2^i(x) - T(x)}{R+Z}$

$$\text{Côté gauche} \begin{cases} T_1(x) = kT_1^i(x) + kT_1^r(x) \\ 2 \cdot kT_1^i(x) - T_1(x) = Z(x) \cdot i \\ T_1(x) - T(x) = R(x) \cdot i \end{cases}$$

$$\text{Côté droit} \begin{cases} T_2(x) = kT_2^i(x) + kT_2^r(x) \\ 2 \cdot kT_2^i(x) - T_2(x) = Z(x) \cdot i \\ T_2(x) - T(x) = R(x) \cdot i \end{cases}$$

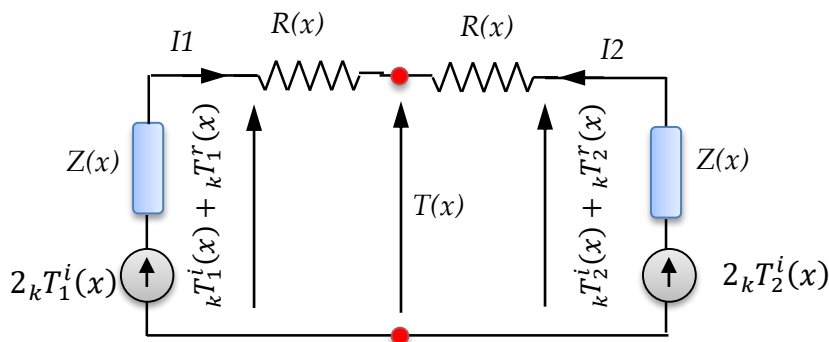


Fig.III.19 Schéma équivalent de Thévenin pour le calcul des impulsions réfléchies

En éliminant $T_1(x)$ et i des équations précédentes, on aboutit les expressions de l'impulsion réfléchie des deux côtés du nœud (x).

$${}_kT_1^r(x) = \frac{Z(x)}{R(x) + Z(x)} \cdot T(x) + \frac{R(x) - Z(x)}{R(x) + Z(x)} \cdot {}_kT_1^i(x) \tag{Eq.3.42}$$

$${}_kT_2^r(x) = \frac{Z(x)}{R(x) + Z(x)} \cdot T(x) + \frac{R(x) - Z(x)}{R(x) + Z(x)} \cdot {}_kT_2^i(x) \tag{Eq.3.43}$$

4.1.5 Les coefficients de réflexions

Le phénomène de dispersion aura eu lieu au niveau de l'interface ou la discontinuité caractérisée par la différence des impédances de la ligne de nœuds différents. Après dispersion à l'extrémité du nœud, l'impulsion $[\Gamma_1 \cdot {}_kT_1^r(x)]$, où Γ_1 représente le coefficient de réflexion du côté gauche, retourne le long de la ligne de transmission dans le nœud (x) tandis que l'impulsion ${}_kT_1^t(x)$ est transmise à l'intérieur du nœud (x-1).

La dispersion de l'impulsion ${}_kT_1^r(x)$ réfléchie du côté gauche est montrée par la figure suivante :

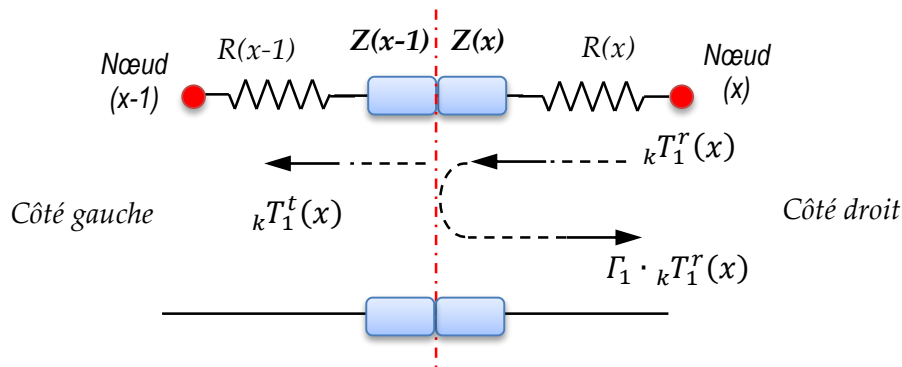


Fig.III.20.a Dispersion de l'impulsion réfléchie ${}_kT_1^r(x)$ à l'extrémité droite du nœud(x).

La représentation équivalente de Thévenin correspondant au schéma de la figure Fig.III.2.a au moment de la dispersion est montrée par la figure suivante :

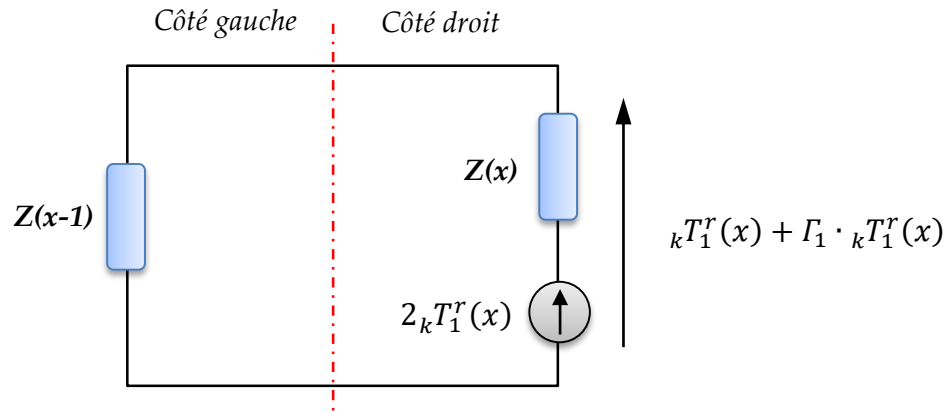


Fig.III.20.b - Equivalent Thévenin au moment de la dispersion de l'impulsion réfléchie ${}_k T_1^r(x)$ à l'extrémité droite du nœud(x)

Nous avons aussi au moment de la dispersion une tension S égale à :

$$S = {}_k T_1^r(x) + \Gamma_1 \cdot {}_k T_1^r(x)$$

D'après la loi d'Ohm $\left\{ \begin{array}{l} S = i \cdot Z(x - 1) \\ 2 \cdot {}_k T_1^r(x) = i \cdot [Z(x) + Z(x - 1)] \end{array} \right.$

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

$$\Gamma_1(x) = \frac{Z(x) - Z(x - 1)}{Z(x) + Z(x - 1)} \quad (\text{Eq.3.44})$$

Les figures Fig.III.21.a et Fig.III.21.b sont considérées et le même raisonnement est suivi pour obtenir le coefficient de réflexion du côté droit $\Gamma_2(x)$ du nœud (x) en considérant l'impulsion réfléchie : ${}_k T_2^r(x)$.

$$\Gamma_2(x) = \frac{Z(x + 1) - Z(x)}{Z(x + 1) + Z(x)} \quad (\text{Eq.3.45})$$

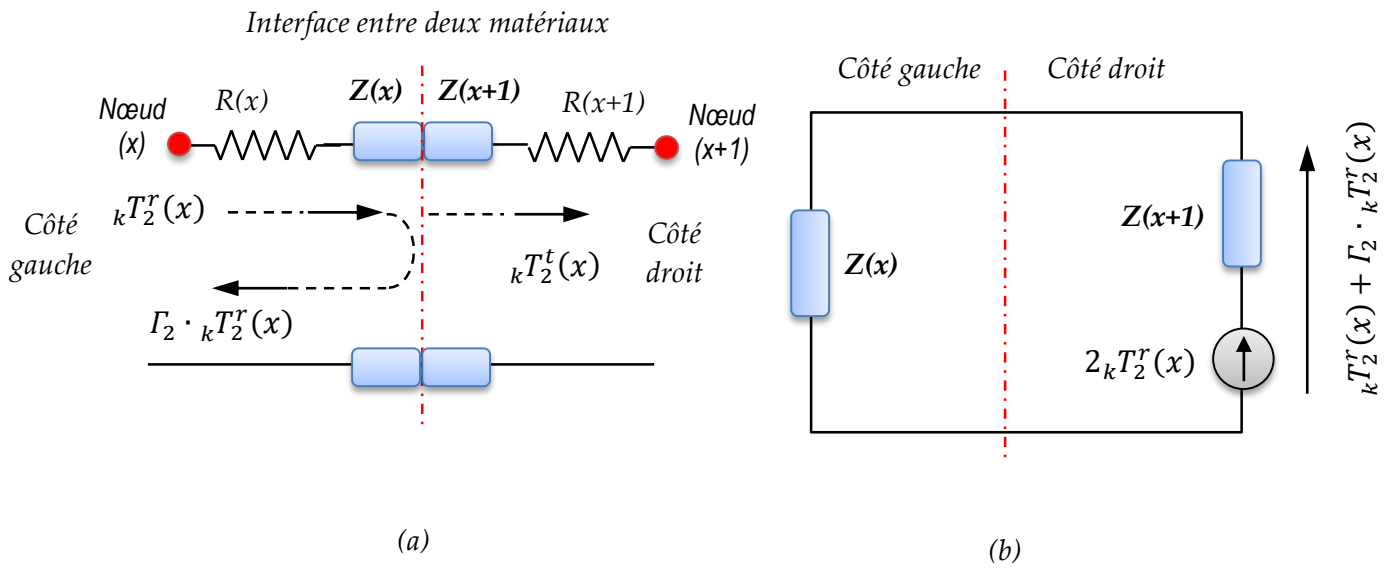


Fig.III.21 - (a).Dispersion de l'impulsion réfléchie ${}_k T_2^r(x)$ à l'extrémité gauche du nœud (x) .
 (b).Equivalent Thévenin au moment de la dispersion de l'impulsion réfléchie ${}_k T_2^r(x)$ à l'extrémité droite du nœud (x)

4.1.6 Calcul des impulsions incidentes

Les impulsions en température réfléchies ainsi dispersées donnent naissance aux tensions incidentes à gauche et à droite ${}_{k+1} T_1^i(x)$ et ${}_{k+1} T_2^i(x)$ sur le nœud (x) à la prochaine itération $t=k+1$, (deviennent incidentes sur le nœud (x) pour la prochaine itération) et qui sont calculées par les équations suivantes. La figure Fig.III.22 illustre la dispersion des impulsions réfléchies aux extrémités du nœud (x) en question.

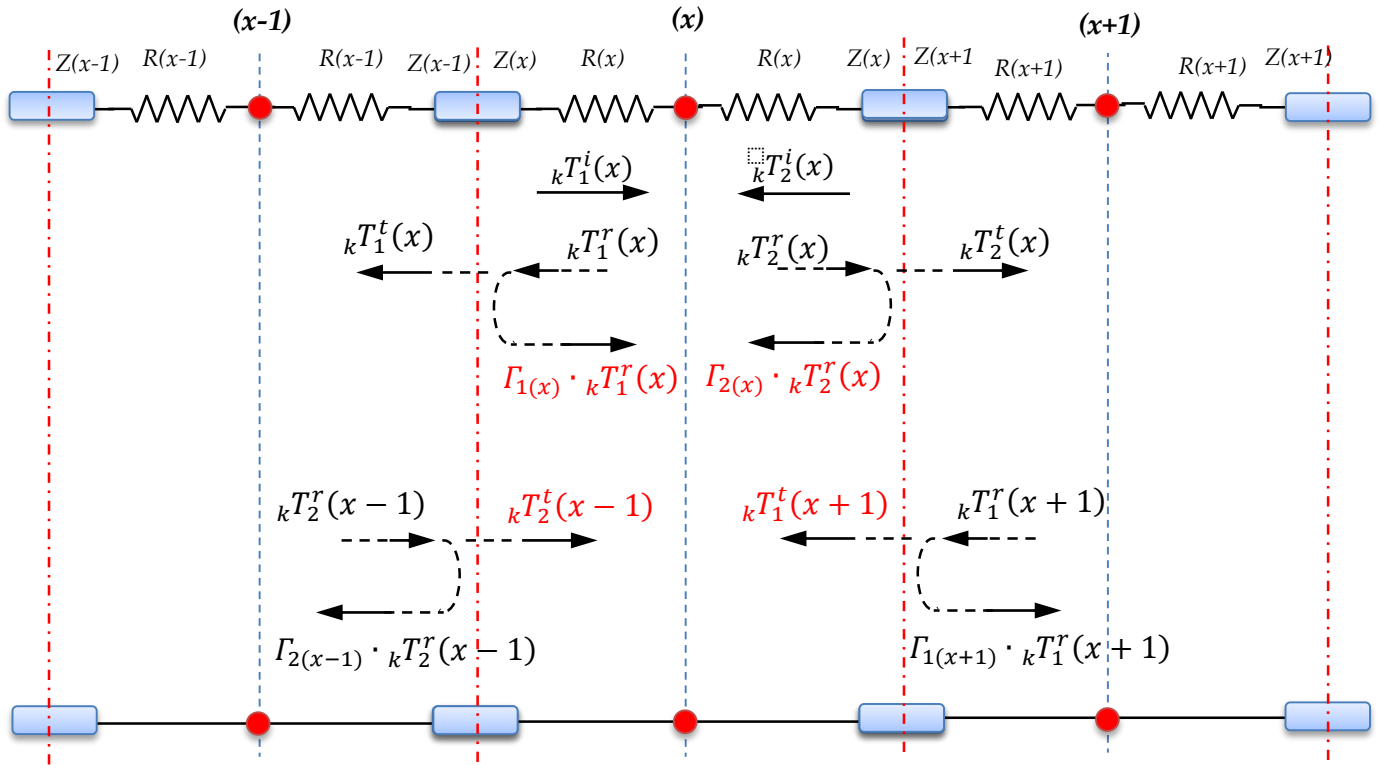


Fig.III.22 - Dispersion des impulsions réfléchies aux extrémités du nœud(x)

Les impulsions réfléchies propageant le long de la ligne de transmission jusqu'aux extrémités du nœud (x) se dispersent de nouveau. Multipliées par les coefficients de réflexion appropriés, donnent naissance aux impulsions qui deviennent incidentes sur le nœud (x) pour la prochaine itération.

A partir du schéma de la figure Fig.III.22, on peut écrire :

$${}_kT_1^i(x) = \Gamma_1(x) \cdot {}_kT_1^r(x) + {}_kT_1^t(x+1)$$

$${}_kT_2^i(x) = \Gamma_2(x) \cdot {}_kT_2^r(x) + {}_kT_2^t(x-1)$$

Tel que les coefficients de réflexions au nœud (x):

$$\Gamma_2(x) = \frac{Z(x+1) - Z(x)}{Z(x+1) + Z(x)}$$

$$\Gamma_1(x) = \frac{Z(x) - Z(x-1)}{Z(x) + Z(x-1)}$$

Où $[\Gamma_1(x) \cdot {}_k T_1^r(x)]$ et $[\Gamma_1(x) \cdot {}_k T_1^r(x)]$ représentent les impulsions qui retournent dans le nœud (x) , après la dispersion des impulsions réfléchies du nœud (x) et ${}_k T_1^t(x+1)$, ${}_k T_2^t(x-1)$ sont les impulsions transmises dans le nœud (x) après la dispersion des impulsions réfléchies des nœuds adjacents.

Sur le nœud (x) les impulsions réfléchies ainsi dispersées donnent naissance à la prochaine itération $(k+1)$ aux impulsions incidentes à gauche et à droite ${}_{k+1} T_1^i(x)$, ${}_{k+1} T_2^i(x)$.

$${}_{k+1} T_1^i(x) = \frac{Z(x-1) - Z(x)}{Z(x-1) + Z(x)} \cdot {}_k T_1^r(x) + \left[1 - \frac{Z(x) - Z(x-1)}{Z(x) + Z(x-1)} \right] \cdot \frac{Z(x)}{Z(x-1)} \cdot {}_k T_2^r(x-1) \quad (\text{Eq.3.46})$$

$${}_{k+1} T_2^i(x) = \frac{Z(x+1) - Z(x)}{Z(x+1) + Z(x)} \cdot {}_k T_2^r(x) + \left[1 - \frac{Z(x) - Z(x+1)}{Z(x) + Z(x+1)} \right] \cdot \frac{Z(x)}{Z(x+1)} \cdot {}_k T_1^r(x+1) \quad (\text{Eq.3.47})$$

Si nous avons un milieu homogène, $\Gamma_1(x) = \Gamma_2(x) = 0$ & $Z(x-1) = Z(x) = Z(x+1)$ les équations précédentes deviennent :

$${}_{k+1} T_1^i(x) = {}_k T_2^r(x-1) \quad (\text{Eq.3.48})$$

$${}_{k+1} T_2^i(x) = {}_k T_1^r(x+1) \quad (\text{Eq.3.49})$$

4.1.7 Application des conditions aux limites

Certaines conditions spécifiques aux problèmes de la diffusion à savoir les limites en court-circuit ou en circuit ouvert peuvent être utilisées pour la simulation en TLM avec pertes qui sont déjà discutés pour la TLM sans pertes.

Communément simulés par la technique TLM dans le domaine de diffusion et transfert de la chaleur, quatre importantes conditions sont distinguées à savoir :

1) La limite au flux nul ou limite circuit ouvert (O.C), $\Gamma = +1 \Rightarrow Z_L = \infty$

L'impulsion (énergie) incidente est totalement réfléchie à la limite avec la même amplitude et le même signe. Autrement dit, l'incidence sur la limite adiabatique de la température transmise du nœud (x) au temps Δt sera entièrement réfléchie au même nœud. Dans ce cas l'impédance du nœud adjacent ($x+1$) ou ($x-1$) est infinie qui implique le coefficient de réflexion égale à 1. Ceci est traduit par l'expression suivante:

$${}_{k+1}T_j^i(x) = {}_kT_j^r(x) \quad \text{Avec } j : \text{ indice de branche ou incidence}$$

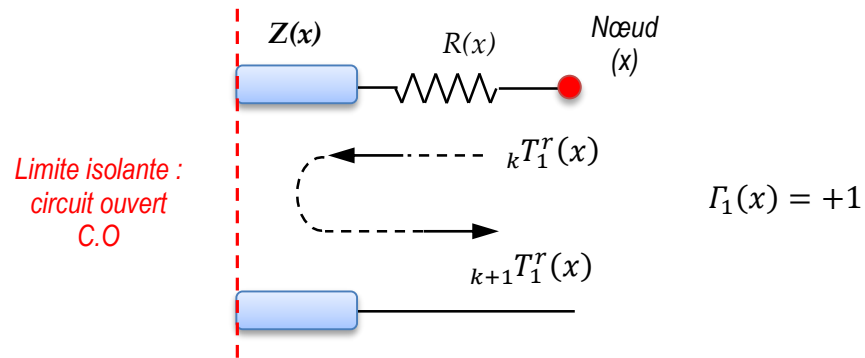


Fig.III.23 - Limite isolante OC

En pratique c'est une isolation thermique parfaite ou une limite adiabatique. Pour une barre isolée: (*insulation boundary*) la température ne sort pas de la barre, nous avons donc (auto-échauffement).

2) La perte totale du flux ou limite court-circuit (C.C), $\Gamma = -1 \Rightarrow Z_L = 0$

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. L'impulsion (énergie) incidente retourne avec la même amplitude et de signe opposé qui en résulte une diminution de l'énergie du milieu. Dans ce cas l'impédance du nœud adjacent ($x+1$) ou ($x-1$) est nulle qui implique le coefficient de réflexion égale à -1. Ceci est traduit par l'expression suivante:

$${}_{k+1}T_j^i(x) = -{}_kT_j^r(x) \quad \text{Avec } j : \text{ indice de branche}$$

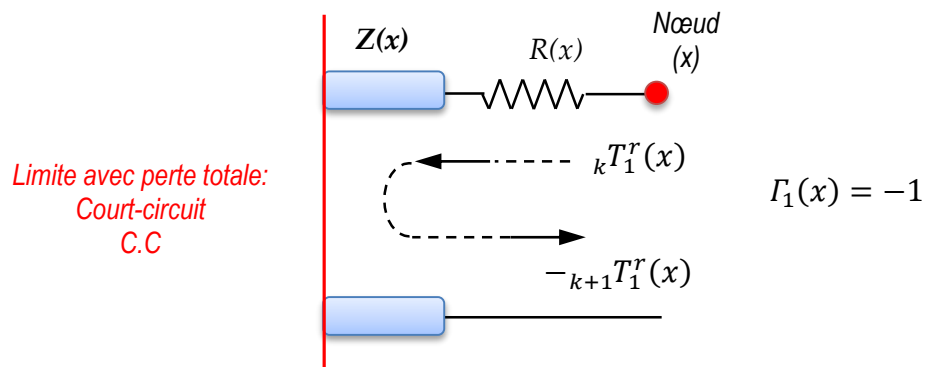


Fig.III.24 - Limite avec une perte totale CC

3) Adaptation d'impédance

Dans des situations où le milieu physique est homogène et s'étend vers l'infini et afin de pouvoir limiter le domaine d'étude à un milieu fini, on peut imposer une limite fictive à partir de laquelle les variations deviennent négligeables. Cette limite peut être modélisée par une adaptation d'impédance ($Z_T = Z$). On aboutit, un coefficient de réflexion égal à zéro et par conséquent l'impulsion incidente sur le nœud frontalier du domaine actif (en provenance du milieu infini) sera égale à zéro:

$${}_{k+1}T_j^i(x) = 0 \quad \text{Avec } j : \text{ indice de branche}$$

4) Limite à température imposée

Utilisé 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. Une partie de l'impulsion incidente est absorbée et l'autre est réfléchi.

$$-1 < \Gamma < 0 \Rightarrow \text{pseudo circuit ouvert}$$

$$0 < \Gamma < +1 \Rightarrow \text{pseudo court circuit}$$

4.2. Modèle bidimensionnel TLM-2D

On considère le réseau bidimensionnel de type LB, de la figure Fig.III.12.b où $Z(x,y)$ est l'impédance caractéristique de la ligne de transmission et $R(x,y)$ est la résistance de cette même ligne au nœud (x,y) . A l'itération $(t=k\Delta t)$ les impulsions incidentes notées ${}_kT_j^i(x,y)$ où j indique la direction d'incidence. Après dispersion à la discontinuité $R-Z$ les impulsions réfléchies sont notées ${}_kT_j^r(x,y)$.

La figure (Fig.III.25.a) illustre l'équivalence à un générateur de tension de valeur $2 \cdot {}_kT_j^r(x,y)$ (générateur de Thévenin) débitant dans l'impédance Z où circulent des ondes incidentes et réfléchies. La figure (Fig.III.25.b) présente le circuit équivalent si on considère les quatre directions du cas bidimensionnel.

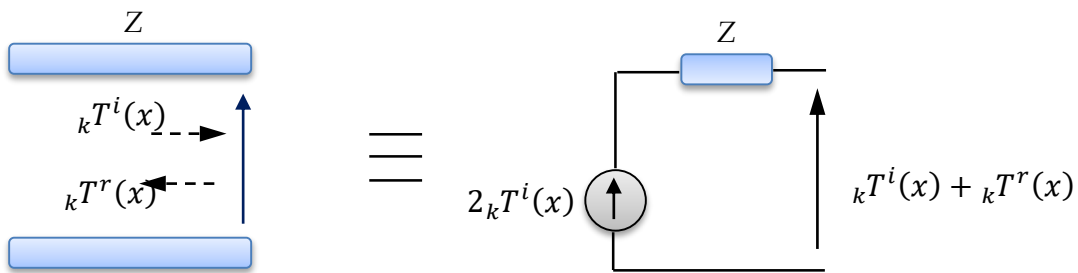


Fig.III.25.a - Circuit équivalent de Thévenin d'une ligne de transmission

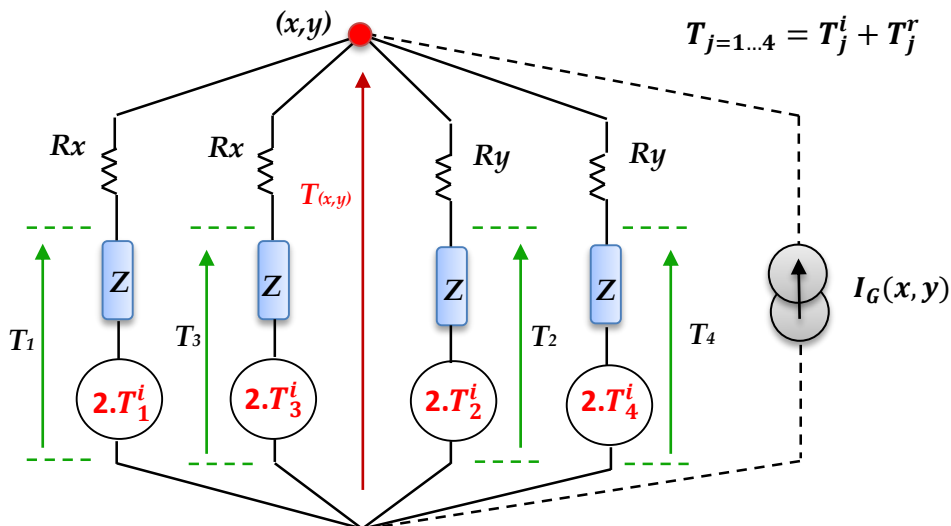


Fig.III.25.b - Représentation du point nodale (x,y) en configuration LB par circuit équivalent de Thévenin.

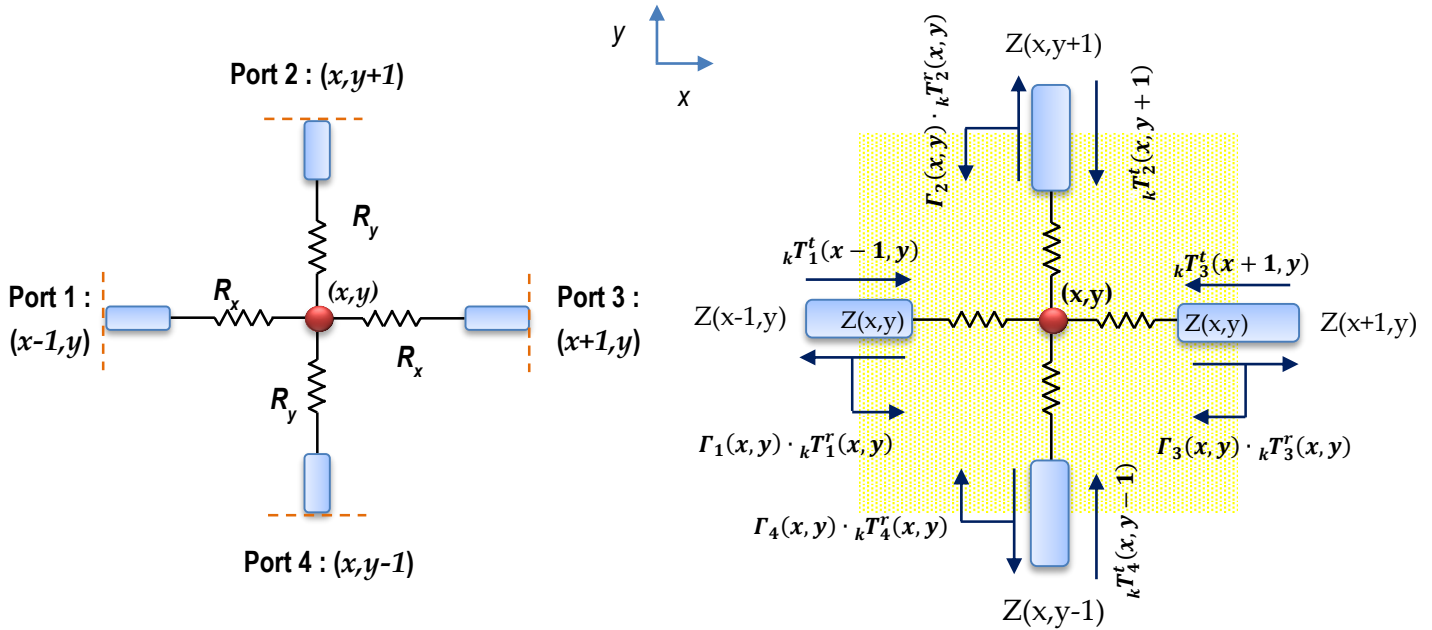


Fig.III.25.c - Représentation du point nodale (x,y) en axes et numérotations pour le modèle bidimensionnel

4.2.1 L'impulsion totale en nœud (x,y)

Les températures incidentes de quatre directions contribuent à fournir une température totale ${}_kT(x,y)$ sur le nœud (x,y) à l'itération k , ainsi que la contribution de la source de chaleur interne $T_G(x,y)$. La température nodale ${}_kT(x,y)$ est donnée par la relation suivante :

$${}_{k+1}T(x,y) = \frac{\frac{2}{R_x + Z} \cdot ({}_kT_1^i(x,y) + {}_kT_3^i(x,y)) + \frac{2}{R_y + Z} \cdot ({}_kT_2^i(x,y) + {}_kT_4^i(x,y)) + T_G(x,y)}{\frac{2}{R_x + Z} + \frac{2}{R_y + Z}} \quad (\text{Eq.3.50})$$

L'application de la loi d'Ohm et de Kirchoff au circuit de la figure Fig.III.25.b permet de donner la contribution de ce générateur comme suit :

$$T_G(x,y) = \frac{I_G(x,y,z)}{4} \cdot [R(x,y) + Z(x,y)] \quad (\text{Eq.3.51})$$

Si $R_x = R_y$, la formule (Eq.3.50) devient :

4.2.2 Les impulsions réfléchies

$${}_{k+1}T_T(x, y) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{j=1}^4 {}_kT_j^i(x, y) + \frac{I_G(x, y, z)}{4} \cdot [R(x, y) + Z(x, y)] \quad (\text{Eq.3.51.a})$$

Les températures réfléchies ${}_kT_1^r(x, y), {}_kT_2^r(x, y), {}_kT_3^r(x, y), {}_kT_4^r(x, y)$ aux côtés du nœud (x,y): sont donnés par les relations suivantes à l'itération k :

$${}_kT_1^r(x, y) = \frac{Z(x, y)}{R_x + Z(x, y)} \cdot {}_kT(x, y) + \frac{R_x - Z(x, y)}{R_x + Z(x, y)} \cdot {}_kT_1^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.52})$$

$${}_kT_2^r(x, y) = \frac{Z(x, y)}{R_y + Z(x, y)} \cdot {}_kT(x, y) + \frac{R_y - Z(x, y)}{R_y + Z(x, y)} \cdot {}_kT_2^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.53})$$

$${}_kT_3^r(x, y) = \frac{Z(x, y)}{R_x + Z(x, y)} \cdot {}_kT(x, y) + \frac{R_x - Z(x, y)}{R_x + Z(x, y)} \cdot {}_kT_3^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.54})$$

$${}_kT_4^r(x, y) = \frac{Z(x, y)}{R_y + Z(x, y)} \cdot {}_kT(x, y) + \frac{R_y - Z(x, y)}{R_y + Z(x, y)} \cdot {}_kT_4^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.55})$$

Si : $R_x = R_y = 0$, les équations précédentes deviennent :

$${}_kT_1^r(x, y) = {}_kT(x, y) - {}_kT_1^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.52.a})$$

$${}_kT_2^r(x, y) = {}_kT(x, y) + {}_kT_2^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.53.a})$$

$${}_kT_3^r(x, y) = {}_kT(x, y) + {}_kT_3^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.54.a})$$

$${}_kT_4^r(x, y) = {}_kT(x, y) + {}_kT_4^i(x, y) \quad (\text{Eq.3.55.a})$$

4.2.3 Les impulsions incidentes en nœud (x,y) :

Les températures incidentes ${}_{k+1}T_1^i(x, y), {}_{k+1}T_2^i(x, y), {}_{k+1}T_3^i(x, y), {}_{k+1}T_4^i(x, y)$ sur le nœud (x,y) à l'itération $k+1$ sont donnés par les équations suivantes :

$${}_{k+1}T_1^i(x, y) = \frac{Z(x-1, y) - Z(x, y)}{Z(x-1, y) + Z(x, y)} \cdot {}_kT_1^r(x, y) + \left[1 - \frac{Z(x, y) - Z(x-1, y)}{Z(x, y) + Z(x-1, y)} \right] \cdot \frac{Z(x, y)}{Z(x-1, y)} \cdot {}_kT_3^r(x-1, y) \quad (\text{Eq.3.56})$$

$${}_{k+1}T_2^i(x, y) = \frac{Z(x, y+1) - Z(x, y)}{Z(x, y+1) + Z(x, y)} \cdot {}_kT_2^r(x, y) + \left[1 - \frac{Z(x, y) - Z(x, y+1)}{Z(x, y) + Z(x, y+1)}\right] \cdot \frac{Z(x, y)}{Z(x, y+1)} \cdot {}_kT_4^r(x, y+1) \quad (\text{Eq.3.57})$$

$${}_{k+1}T_3^i(x, y) = \frac{Z(x+1, y) - Z(x, y)}{Z(x+1, y) + Z(x, y)} \cdot {}_kT_3^r(x, y) + \left[1 - \frac{Z(x, y) - Z(x+1, y)}{Z(x, y) + Z(x+1, y)}\right] \cdot \frac{Z(x, y)}{Z(x+1, y)} \cdot {}_kT_1^r(x+1, y) \quad (\text{Eq.3.58})$$

$${}_{k+1}T_4^i(x, y) = \frac{Z(x, y-1) - Z(x, y)}{Z(x, y-1) + Z(x, y)} \cdot {}_kT_4^r(x, y) + \left[1 - \frac{Z(x, y) - Z(x, y-1)}{Z(x, y) + Z(x, y-1)}\right] \cdot \frac{Z(x, y)}{Z(x, y-1)} \cdot {}_kT_2^r(x, y-1) \quad (\text{Eq.3.59})$$

Si toutes les impédances caractéristiques du milieu sont égales, les équations précédentes deviennent :

$${}_{k+1}T_1^i(x, y) = {}_kT_3^r(x-1, y) \quad (\text{Eq.3.56.a})$$

$${}_{k+1}T_2^i(x, y) = {}_kT_4^r(x, y+1) \quad (\text{Eq.3.57.a})$$

$${}_{k+1}T_3^i(x, y) = {}_kT_1^r(x+1, y) \quad (\text{Eq.3.58.a})$$

$${}_{k+1}T_4^i(x, y) = {}_kT_2^r(x, y-1) \quad (\text{Eq.3.59.a})$$

4.2.4 Les coefficients de réflexions

En faisant référence aux schémas des figures *Fig.III.20*, *Fig.III.21* & *Fig.III.25.c*, et par le même raisonnement qu'on a pris pour le cas de TLM-1D, nous pouvons déduire les expressions des coefficients de réflexions pour chaque branche comme suit :

$$\Gamma_1(x-1, y) = \frac{Z(x-1, y) - Z(x, y)}{Z(x-1, y) + Z(x, y)} \quad (\text{Eq.3.60})$$

$$\Gamma_2(x, y-1) = \frac{Z(x, y-1) - Z(x, y)}{Z(x, y-1) + Z(x, y)} \quad (\text{Eq.3.61})$$

$$\Gamma_3(x+1, y) = \frac{Z(x+1, y) - Z(x, y)}{Z(x+1, y) + Z(x, y)} \quad (\text{Eq.3.62})$$

$$\Gamma_4(x, y+1) = \frac{Z(x, y+1) - Z(x, y)}{Z(x, y+1) + Z(x, y)} \quad (\text{Eq.3.63})$$

4.3. Modèle Tridimensionnel TLM-3D

D'une manière similaire au développement en 1D et 2D, la technique de modélisation TLM peut être étendue en 3D (TLM-3D) en exploitant les deux composantes de fonctions différentes : les lignes de transmissions et le point nodal. On considère le réseau de type LB (configuration A), de la figure Fig.III.13.c où $Z(x,y,z)$ est l'impédance caractéristique et $R(x,y,z)$ est la résistance au nœud (x,y,z) , ainsi qu'un générateur de courant. En figure Fig.III.26, le but est de calculer l'impulsion totale. A l'itération $(t=k\Delta t)$ les impulsions incidentes notées ${}_kT_j^i(x,y,z)$ où j indique la direction d'incidence. Après dispersion à la discontinuité les impulsions réfléchies sont notées ${}_kT_j^r(x,y,z)$.

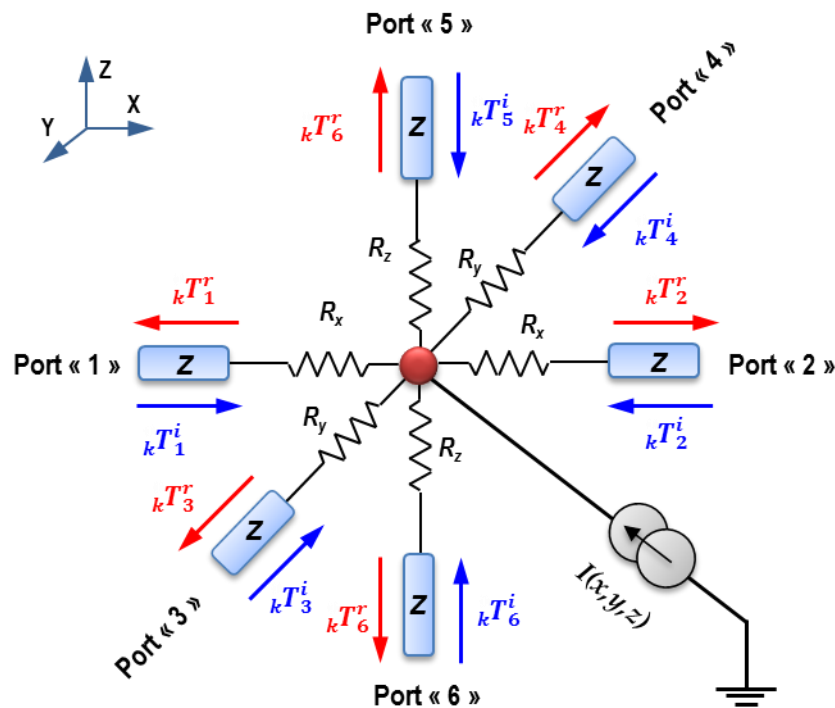


Fig.III.26 - Modèle tridimensionnel d'incidence et réflexion des impulsions en un nœud (x,y,z)

4.3.1 Les paramètres $R(x,y,z)$ et $Z(x,y,z)$ du modèle 3D

Les paramètres du modèle 3D présentés ci-dessus ou les expressions des éléments linéiques $R(x,y,z)$, $C(x,y,z)$ & $Z(x,y,z)$ sont définis si on considère l'équivalence entre l'équation

de chaleur tridimensionnelle (Eq.3.36.c) et l'équation d'une ligne de transmission simplifiée (Eq.3.36.a). Nous avons donc :

$$\frac{6 \cdot R_{(x,y,z)} \cdot C_{(x,y,z)}}{\Delta x \cdot \Delta x} = \frac{\rho \cdot C_p}{K_T}$$

Sachant que : $R_d \cdot \Delta x = 2 \cdot R_{(x,y,z)}$

$$C_d \cdot \Delta x = C_{(x,y,z)}$$

$$6 \cdot R_{(x,y,z)} \cdot C_{(x,y,z)} = \frac{\Delta x}{K_T} \cdot \rho \cdot C_p \cdot \Delta x = \frac{\Delta x}{K_T \cdot S_x} \cdot \rho \cdot C_p \cdot \Delta x \cdot S_x$$

Rappelons qu'en TLM-1D la résistance et la capacité thermique R_T et C_T sont définies antérieurement par les équations, (Eq.3.37, Eq.3.38), on a alors suivant l'axe « ox » :

$$R_T = \frac{dx}{K_t \cdot S} \quad \text{avec: } S = S_x = \Delta y \cdot \Delta z \text{ (surface suivant l'axe "ox")}$$

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

Donc : $6 \cdot R_{(x,y,z)} \cdot C_{(x,y,z)} = R_{T(x,y,z)} \cdot C_{T(x,y,z)}$

De même on déduit $R_{T(x,y,z)_{oy}}, R_{T(x,y,z)_{oz}}; C_{T(x,y,z)_{oy}}, C_{T(x,y,z)_{oz}}$ les résistances et capacités thermiques du nœud (x,y,z) respectivement suivant les axes « oy » et « oz », avec : $S_y = \Delta x \cdot \Delta z$ & $S_z = \Delta x \cdot \Delta y$

$$R_{T(x,y,z)_{ox}} = \frac{dx}{K_t \cdot S_x} \quad ; \quad C_{T(x,y,z)_{ox}} = \rho \cdot C_p \cdot S_x \cdot dx \quad \text{(Eq.3.64.a.b)}$$

$$R_{T(x,y,z)_{oy}} = \frac{dy}{K_t \cdot S_y} \quad ; \quad C_{T(x,y,z)_{oy}} = \rho \cdot C_p \cdot S_y \cdot dy \quad \text{(Eq.3.65.a.b)}$$

$$R_{T(x,y,z)_{oz}} = \frac{dz}{K_t \cdot S_z} \quad ; \quad C_{T(x,y,z)_{oz}} = \rho \cdot C_p \cdot S_z \cdot dz \quad \text{(Eq.3.66.a.b)}$$

Si on prend les distances et les surfaces des plans respectivement des nœuds (x,y,z) $dx = dy = dz$ et $S_x = S_y = S_z$, sont équidistants et égaux, toutes les impulsions dans le modèle TLM seront synchronisées et en phase. Donc on aboutit alors à :

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

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

Par conséquent on trouve la résistance et la capacité thermique:

$$R(x, y, z) = \frac{1}{3} \cdot R_T(x, y, z) = \frac{dx}{3 \cdot K_T \cdot S_x} \tag{Eq.3.67}$$

$$C(x, y, z) = \frac{1}{3} \cdot C_T(x, y, z) = \frac{1}{3} \cdot \rho \cdot C_p \cdot S_x \cdot dx \tag{Eq.3.68}$$

$$Z(x, y, z) = \frac{3 \cdot dt}{\rho \cdot C_p \cdot S_x \cdot dx} \tag{Eq.3.69}$$

4.3.2 L'impulsion totale en nœud (x,y,z)

A partir de la présentation tridimensionnel de la figure Fig.III.26, le calcul de l'impulsion totale au centre d'un nœud en position (x,y,z) peut être déterminé en utilisant son circuit équivalent de Thévenin Fig.III.27 . Grâce à l'application du théorème de superposition et la contribution du générateur de courant $I_G(x,y,z)$ les températures incidentes de six directions (présentés comme source : $2 \cdot T_j^i$) contribuent à fournir une température totale ${}_k T(x, y, z)$ sur le nœud (x,y,z) à l'itération k.

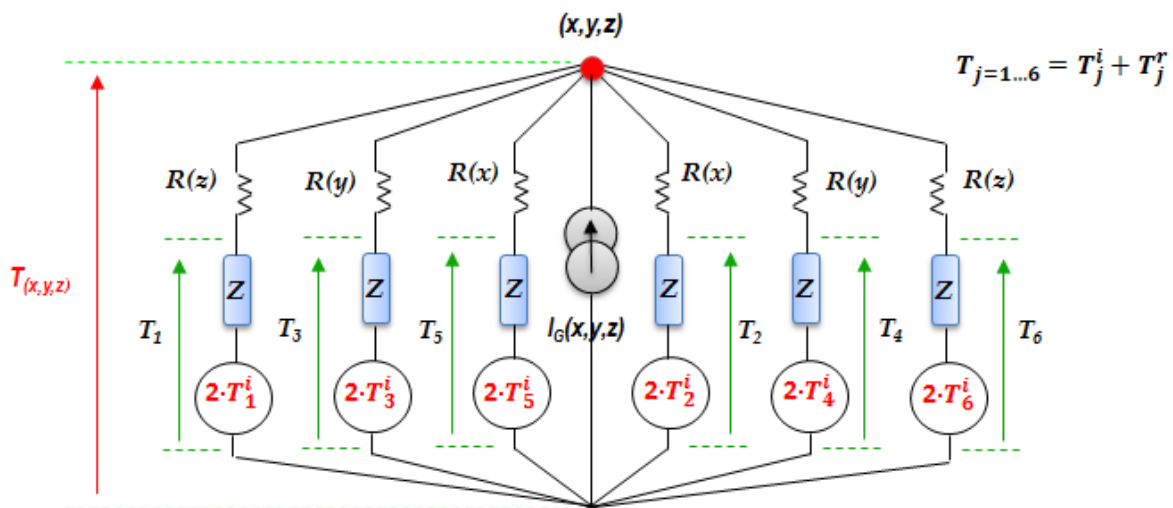


Fig.III.27 - Représentation du point nodale (x,y,z) par circuit équivalent de Thévenin

Comme exemple, la contribution de la première source $2 \cdot T_1^i$ à l'élévation totale en température au nœud (x,y,z) est présenté par la figure Fig.III.28, et après application de la loi d'Ohm et de Kirchhoff donnent les équations suivantes :

$$2 \cdot {}_k T_1^i(x, y, z) - T_1(x, y, z) = (R(x, y, z) + Z(x, y, z)) \cdot I$$

$$T_1(x, y, z) = (R(x, y, z) + Z(x, y, z)) \cdot I / 5$$

D'où :
$$T_1(x, y, z) = 1/3 \cdot {}_k T_1^i(x, y, z)$$

$T_1(x, y, z)$ est la contribution de ${}_k T_1^i(x, y, z)$ à l'élévation de la température au nœud (x,y,z) .

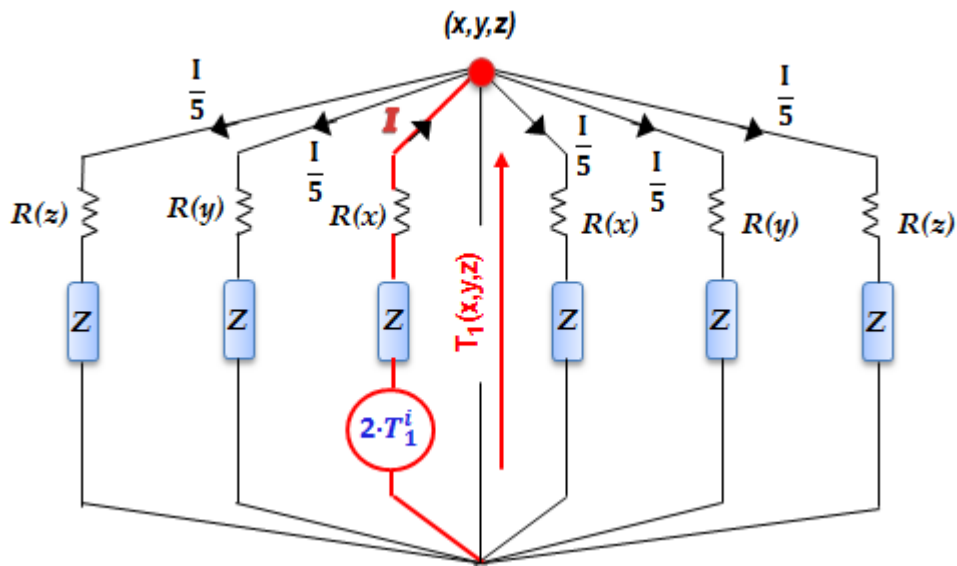


Fig.III.28 - Contribution de ${}_k T_1^i(x, y, z)$ à l'élévation en température au nœud (x,y,z) .

La contribution des autres cinq impulsions incidents à l'élévation en température du nœud (x,y,z) , peut être déduit par la même démarche, en gardant à chaque fois qu'une seule source.

$$T_j(x, y, z) = 1/3 \cdot {}_k T_j^i(x, y, z) \quad \text{avec: } j = 1 \dots 6 \quad (\text{Eq.3.70})$$

j : étant un indice d'incidence ou numéro du port (branche).

Par ailleurs, la contribution du générateur du courant thermique (source de chaleur) est aussi doit être pris en considération en plus des autres six sources dues aux impulsions incidentes. L'application de la loi d'Ohm et de Kirchhoff au circuit de la figure Fig.III.27 permet de donner la contribution de ce générateur comme suit :

$$T_G(x, y, z) = \frac{I_G(x, y, z)}{6} \cdot [R(x, y, z) + Z(x, y, z)] \quad (\text{Eq.3.71})$$

L'élévation totale en température totale au nœud (x, y, z) est enfin la somme des équations (Eq.3.70) & (Eq.3.70) et est donné comme suit :

$$T(x, y, z) = \frac{1}{3} \cdot \sum_{j=1}^6 kT_j^i(x, y, z) + \frac{I_G(x, y, z)}{6} \cdot [R(x, y, z) + Z(x, y, z)] \quad (\text{Eq.3.72})$$

En absence du générateur de courant : $I_G(x, y, z) = 0$, on aura l'élévation totale en température au nœud (x, y, z) dans le cas général de la TLM-3D comme suit :

$$T(x, y, z) = \frac{1}{3} \cdot \sum_{j=1}^6 kT_j^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.72.a})$$

4.3.3 Modélisation de la source de chaleur interne $I_G(x, y, z)$

La source de chaleur interne est modélisée par un générateur thermique au niveau du nœud (x, y, z) qui est due au passage du courant à travers le composant électronique. En TLM-3D cette génération de chaleur représente la puissance dissipée $V_{ds} \cdot I_{ds}$ (cas d'un transistor RF de puissance par exemple) dans un volume des nœuds, et donc c'est une zone où cette dissipation peut être divisé en nombre de nœuds $N_{(x, y, z)}$ formulé par :

$$I_G(x, y, z) = \begin{cases} \frac{V_{ds} \cdot I_{ds}}{N_{(x, y, z)}} & \text{pour tous les nœuds de la zone de « hotspot »} \\ 0 & \text{pour tous les autres nœuds hors- zone de « hotspot »} \end{cases} \quad (\text{Eq.3.73})$$

4.3.4 Expressions des impulsions réfléchies

On reprend la représentation de la figure Fig.III.27, mais cette fois-ci sans apparition du générateur de courant, parce qu'il n'influe pas et ne contribue absolument pas sur le calcul des impulsions réfléchies. Dans ce cas on considère le circuit équivalent de Thévenin pour le calcul des impulsions réfléchies illustré par la figure Fig.III.29 suivante :

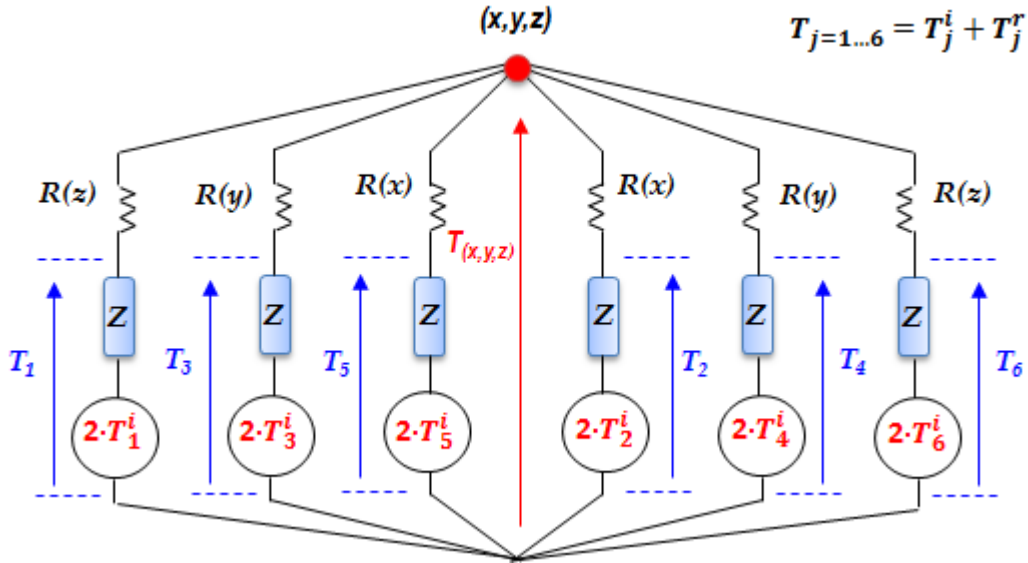


Fig.III.29 - circuit équivalent de Thévenin pour le calcul des impulsions réfléchies

A partir du schéma équivalent de Thévenin vu par les six impulsions : ${}_k T_1^i(x, y, z)$, ${}_k T_2^i(x, y, z)$, ${}_k T_3^i(x, y, z)$, ${}_k T_4^i(x, y, z)$, ${}_k T_5^i(x, y, z)$ et ${}_k T_6^i(x, y, z)$; on obtient les équations des impulsions réfléchies en fonction des impulsions incidentes et de l'impulsion totale au nœud (x, y, z) . Pour chaque branche $j = 1 \dots 6$ nous avons les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_j(x, y, z) = {}_k T_j^i(x, y, z) + {}_k T_j^r(x, y, z) \\ 2 \cdot {}_k T_j^i(x, y, z) - T_j(x, y, z) = Z(x, y, z) \cdot I \\ T_j(x, y, z) - T(x, y, z) = R(x, y, z) \cdot I \end{array} \right.$$

En éliminant $T_j(x, y, z)$ et le courant I des équations précédentes, on aboutit aux expressions des impulsions réfléchies des six côtés du nœud (x, y, z) .

$${}_k T_j^r(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot T(x, y, z) + \frac{R(x, y, z) - Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_j^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.74})$$

Avec : $j = 1 \dots 6$.

Notons que dans ces expressions, incluent les coefficients de réflexions $\Gamma_j(x, y, z)$ ainsi que les coefficients de transmissions $\tau_j(x, y, z)$.

$${}_k T_1^r(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot T(x, y, z) + \frac{R(x, y, z) - Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_1^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.74.a})$$

$${}_k T_2^r(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot T(x, y, z) + \frac{R(x, y, z) - Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_2^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.74.b})$$

$${}_k T_3^r(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot T(x, y, z) + \frac{R(x, y, z) - Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_3^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.74.c})$$

$${}_k T_4^r(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot T(x, y, z) + \frac{R(x, y, z) - Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_4^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.74.d})$$

$${}_k T_5^r(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot T(x, y, z) + \frac{R(x, y, z) - Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_5^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.74.e})$$

$${}_k T_6^r(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot T(x, y, z) + \frac{R(x, y, z) - Z(x, y, z)}{R(x, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_6^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.74.f})$$

4.3.5 Les impulsions incidentes en nœud (x,y,z)

Les impulsions réfléchies du nœud (x,y,z) se déplacent vers les nœuds adjacents, pour devenir à la prochaine itération ($k\Delta t+1$) les nouvelles impulsions incidentes. Donc, les nouvelles impulsions incidentes sont obtenues après la dispersion des impulsions réfléchies aux extrémités des nœuds. La figure *Fig.III.30* ci-dessous permet de schématiser ce mécanisme.

$${}_{k+1} T_1^i(x, y, z) = \frac{Z(x-1, y, z) - Z(x, y, z)}{Z(x-1, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_1^r(x, y, z) + \left[1 - \frac{Z(x, y, z) - Z(x-1, y, z)}{Z(x, y, z) + Z(x-1, y, z)} \right] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(x-1, y, z)} \cdot {}_k T_2^r(x-1, y, z) \quad (\text{Eq.3.75.a})$$

$${}_{k+1} T_2^i(x, y, z) = \frac{Z(x+1, y, z) - Z(x, y, z)}{Z(x+1, y, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_2^r(x, y, z) + \left[1 - \frac{Z(x, y, z) - Z(x+1, y, z)}{Z(x, y, z) + Z(x+1, y, z)} \right] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(x+1, y, z)} \cdot {}_k T_1^r(x+1, y, z) \quad (\text{Eq.3.75.b})$$

$${}_{k+1} T_3^i(x, y, z) = \frac{Z(x, y-1, z) - Z(x, y, z)}{Z(x, y-1, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_3^r(x, y, z) + \left[1 - \frac{Z(x, y, z) - Z(x, y-1, z)}{Z(x, y, z) + Z(x, y-1, z)} \right] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(x, y-1, z)} \cdot {}_k T_4^r(x, y-1, z) \quad (\text{Eq.3.75.c})$$

$${}_{k+1} T_4^i(x, y, z) = \frac{Z(x, y+1, z) - Z(x, y, z)}{Z(x, y+1, z) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_4^r(x, y, z) + \left[1 - \frac{Z(x, y, z) - Z(x, y+1, z)}{Z(x, y, z) + Z(x, y+1, z)} \right] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(x, y+1, z)} \cdot {}_k T_3^r(x, y+1, z) \quad (\text{Eq.3.75.d})$$

$${}_{k+1} T_5^i(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z-1) - Z(x, y, z)}{Z(x, y, z-1) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_5^r(x, y, z) + \left[1 - \frac{Z(x, y, z) - Z(x, y, z-1)}{Z(x, y, z) + Z(x, y, z-1)} \right] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(x, y, z-1)} \cdot {}_k T_6^r(x, y, z-1) \quad (\text{Eq.3.75.e})$$

$${}_{k+1} T_6^i(x, y, z) = \frac{Z(x, y, z+1) - Z(x, y, z)}{Z(x, y, z+1) + Z(x, y, z)} \cdot {}_k T_6^r(x, y, z) + \left[1 - \frac{Z(x, y, z) - Z(x, y, z+1)}{Z(x, y, z) + Z(x, y, z+1)} \right] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(x, y, z+1)} \cdot {}_k T_5^r(x, y, z+1) \quad (\text{Eq.3.75.f})$$

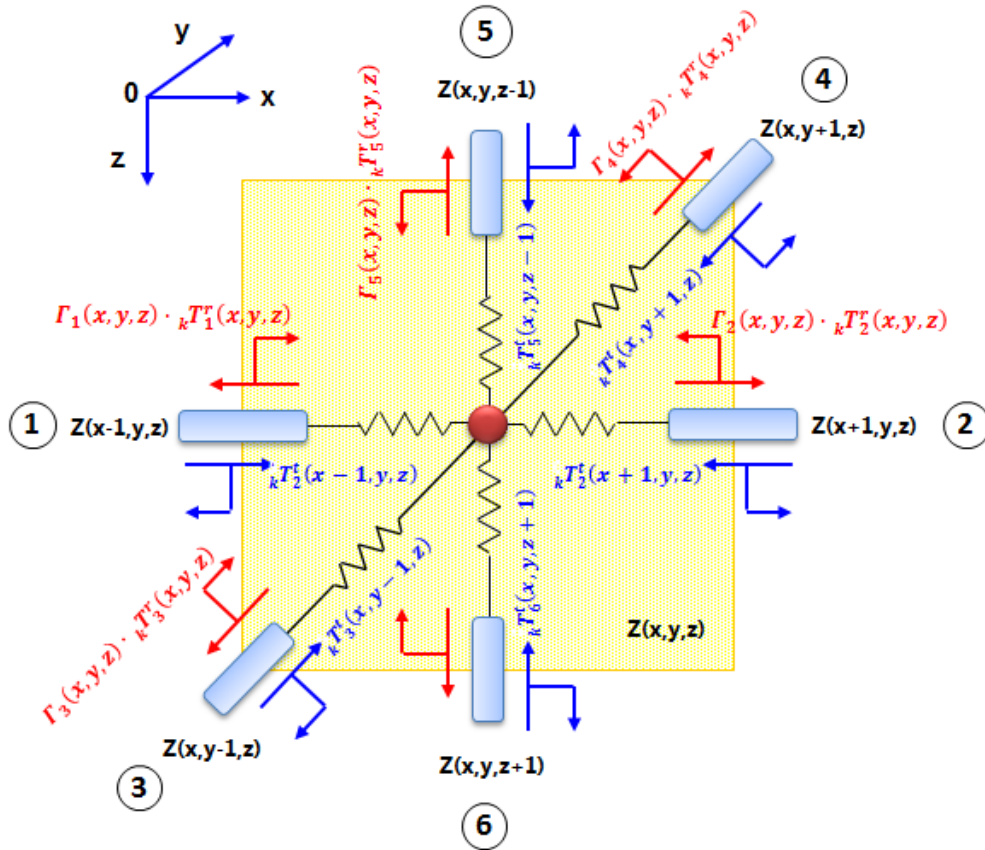


Fig.III.30 - illustration de dispersion des impulsions réfléchies aux nœuds adjacents par rapport au nœud (x,y,z)

L'équation Eq.375 qui représente les impulsions incidentes à partir de chaque nœud le long de la ligne à l'itération $(k\Delta t+1)$ peut être écrit en général par :

$${}_{k+1}T_j^i(x, y, z) = \Gamma_j \cdot {}_kT_j^r(x, y, z) + [1 - \Gamma_j] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(u, v, w)} \cdot {}_kT_p^r(u, v, w) \quad (\text{Eq.3.75.e})$$

Où Γ est le coefficient de réflexion au nœud concerné dans la direction j , $\Gamma_j = \frac{Z(u,v,w)-Z(x,y,z)}{Z(u,v,w)+Z(x,y,z)}$ et les valeurs correspondantes de j, p, u, v, w sont mentionnées dans le tableau suivant :

Directions		Positions		
j	p	u	v	w
1	2	x-1	y	z
2	1	x+1	y	z
3	4	x	y-1	z
4	3	x	y+1	z
5	6	x	y	z-1
6	5	x	y	z+1

Tab.III.2 - valeurs correspondantes aux paramètres de j, p, u, v, w

Si toutes les impédances caractéristiques du milieu sont égales, cela veut dire que nous avons un milieu homogène, et par conséquent les coefficients de réflexions sont nuls. Les équations précédentes deviennent :

$${}_{k+1}T_1^i(x, y, z) = {}_kT_2^r(x - 1, y, z) \quad (\text{Eq.3.76.a})$$

$${}_{k+1}T_2^i(x, y, z) = {}_kT_1^r(x + 1, y, z) \quad (\text{Eq.3.76.b})$$

$${}_{k+1}T_3^i(x, y, z) = {}_kT_4^r(x, y - 1, z) \quad (\text{Eq.3.76.c})$$

$${}_{k+1}T_4^i(x, y, z) = {}_kT_3^r(x, y + 1, z) \quad (\text{Eq.3.76.d})$$

$${}_{k+1}T_5^i(x, y, z) = {}_kT_6^r(x, y, z - 1) \quad (\text{Eq.3.76.e})$$

$${}_{k+1}T_6^i(x, y, z) = {}_kT_5^r(x, y, z + 1) \quad (\text{Eq.3.76.f})$$

4.3.6 Les coefficients de réflexions

En faisant référence aux schémas des figures *Fig.III.29* & *Fig.III.30*, et par le même raisonnement qu'on a pris pour les cas de TLM-1 & 2D, nous pouvons déduire les expressions des coefficients de réflexions pour chaque branche d'incidence comme suit :

$$\Gamma_1(x - 1, y, z) = \frac{Z(x - 1, y, z) - Z(x, y, z)}{Z(x - 1, y, z) + Z(x, y, z)} \quad (\text{Eq.3.77.a})$$

$$\Gamma_2(x + 1, y, z) = \frac{Z(x, y - 1) - Z(x, y, y)}{Z(x, y - 1) + Z(x, y, z)} \quad (\text{Eq.3.77.b})$$

$$\Gamma_3(x, y - 1, z) = \frac{Z(x, y - 1, z) - Z(x, y, z)}{Z(x, y - 1, z) + Z(x, y, z)} \quad (\text{Eq.3.77.c})$$

$$\Gamma_4(x, y + 1, z) = \frac{Z(x, y + 1, z) - Z(x, y, z)}{Z(x, y + 1, z) + Z(x, y, z)} \quad (\text{Eq.3.77.d})$$

$$\Gamma_5(x, y, z - 1) = \frac{Z(x, y, z - 1) - Z(x, y, z)}{Z(x, y, z - 1) + Z(x, y, z)} \quad (\text{Eq.3.77.e})$$

$$\Gamma_6(x, y, z + 1) = \frac{Z(x, y, z + 1) - Z(x, y, z)}{Z(x, y, z + 1) + Z(x, y, z)} \quad (\text{Eq.3.77.f})$$

4.3.7 Les conditions aux limites

1) Cas du court-circuit

Aux limites naturelles du matériau, toute impulsion incidente à la limite sera totalement réfléchie égale à elle-même en amplitude mais de signe opposé. Dans ce cas l'impédance à la limite est égale à zéro et le coefficient de réflexion est égale à -1 et l'équation Eq.3.75.e s'écrit :

$${}_{k+1}T_j^i(x, y, z) = -{}_kT_j^r(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.78})$$

2) Cas du circuit-ouvert

Une extrémité de ligne de transmission est représentée par un court-circuit si les impulsions arrivant d'un nœud sur cette extrémité retournent égales à elles-mêmes en amplitude et en signe, l'équation Eq.3.75.e se simplifie comme suit puisque le coefficient de réflexion est égal à +1 :

$${}_{k+1}T_j^i(x, y, z) = {}_kT_j^r(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.79})$$

1) Adaptation d'impédance

Ce type de limite peut être utilisé pour modéliser les milieux homogènes. Le coefficient de réflexion est égal à zéro et l'Eq.3.75.e s'écrit :

$${}_{k+1}T_j^i(x, y, z) = 0 \quad (\text{Eq.3.80})$$

4.4. Récapitulatif de la méthode TLM

La méthode TLM est explicite et inconditionnellement stable, le fait que le modèle se compose d'un circuit passif. La représentation d'un nœud en 3D avec générateur de courant (source de chaleur) Φ_p en modélisation TLM peut être obtenu dans un repère cartésien (xyz) comme suit:

$$T(x, y, z) = \left[\sum_{j=1}^6 \frac{{}_kT_j^i(x, y, z)}{R_j + Z_j} + \frac{\Phi_p(x, y, z)}{2} \right] \cdot \frac{2}{Y} \quad (\text{Eq.3.81})$$

Avec : $Y = \sum_{j=1}^6 \frac{1}{R_j + Z_j}$

Φ_p : étant la puissance générée par le volume élémentaire $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ dues aux sources thermiques internes.

$${}_k T_j^r(x, y, z) = \left(\frac{Z_j}{R_j + Z_j} \right) \cdot T(x, y, z) + \left(\frac{R_j - Z_j}{R_j + Z_j} \right) \cdot {}_k T_j^i(x, y, z) \quad (\text{Eq.3.82})$$

$j=1 \dots 6$.

Ces impulsions réfléchies voyagent vers les nœuds adjacents pour devenir à leurs tours des impulsions incidents à l'itération $(k\Delta t+1)$, prochaine itération et est représenté par l'équation Eq.375 qui représente des nouveaux impulsions incidentes pour de chaque nœud :

$${}_{k+1} T_j^i(x, y, z) = \Gamma_j \cdot {}_k T_j^r(x, y, z) + [1 - \Gamma_j] \cdot \frac{Z(x, y, z)}{Z(u, v, w)} \cdot {}_k T_p^r(u, v, w)$$

$$\Gamma_j = \frac{Z(u, v, w) - Z(x, y, z)}{Z(u, v, w) + Z(x, y, z)} \quad (\text{Eq.3.83})$$

j, p, u, v, w sont mentionnées dans le tableau suivant le tableau Tab.1

Les résistances du matériau dans les directions ox, oy et oz sont déterminées respectivement :

$$R_1 = R_2 = R_x = \frac{\Delta x}{2 \cdot k_t \cdot S_x} \quad \text{avec: } S_x = \Delta y \cdot \Delta z \quad (\text{Eq.3.84.a})$$

$$R_3 = R_4 = R_y = \frac{\Delta y}{2 \cdot k_t \cdot S_y} \quad \text{avec: } S_y = \Delta x \cdot \Delta z \quad (\text{Eq.3.84.b})$$

$$R_5 = R_6 = R_z = \frac{\Delta z}{2 \cdot k_t \cdot S_z} \quad \text{avec: } S_z = \Delta x \cdot \Delta y \quad (\text{Eq.3.84.c})$$

Où : S_x, S_y et S_z désignent respectivement les surfaces ou faces élémentaires au nœud (x, y, z) normales aux axes ox, oy, oz .

La forme générale des différentes impédances caractéristiques peuvent être évalués par :

Δt : est le pas temporel caractérisant le temps mis par une impulsion pour traverser une ligne de transmission, demeure le même pour toutes les lignes.

$$Z_j = \frac{\Delta t}{C/\alpha_D} \quad \text{Avec: } C = \rho \cdot C_p \cdot \Delta x \Delta y \Delta z \quad (\text{Eq.3.85})$$

C : est la capacité relative au bloc $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$. Elle est partagée par tous les nœuds du modèle. Elle est liée à la capacité thermique C_p . ρ : est la masse volumique.

α_D : prend la valeur de 1, 2 ou 3 respectivement si le modèle est en 1D, 2D ou 3D.

Si le milieu de modélisation est connu par un maillage uniforme et des propriétés homogènes, l'impédance caractéristique est identique dans toutes les directions : $Z_{j=1...6} = Z$. Par conséquent, nous avons la synchronisation des impulsions dans toutes les directions d'incidence, et les impulsions incidentes à la prochaine itération ($k+1$) peuvent être évaluées à partir des impulsions réfléchies en provenance des nœuds adjacents :

$$\begin{aligned} {}_{k+1}T_1^i(x, y, z) &= {}_kT_2^r(x - 1, y, z) \\ {}_{k+1}T_2^i(x, y, z) &= {}_kT_1^r(x + 1, y, z) \\ {}_{k+1}T_3^i(x, y, z) &= {}_kT_4^r(x, y - 1, z) \\ {}_{k+1}T_4^i(x, y, z) &= {}_kT_3^r(x, y + 1, z) \\ {}_{k+1}T_5^i(x, y, z) &= {}_kT_6^r(x, y, z - 1) \\ {}_{k+1}T_6^i(x, y, z) &= {}_kT_5^r(x, y, z + 1) \end{aligned} \quad (\text{Eq.3.86})$$

La méthodologie TLM, pour obtenir la solution de l'Eq.3.36.c consiste à résoudre successivement les (Eq.3.81 à 3.86) selon l'algorithme suivant. Pour les modèles unidimensionnel, bidimensionnel ou tridimensionnel, l'algorithme TLM garde les mêmes étapes à poursuivre pour modéliser le problème.

Il est à noter que les cas 1D, 2D et 3D sont déduits aisément en prenant la précaution de prendre $\alpha_D=1, 2$ ou 3 dans les Eq.3.85 selon le cas.

- 1) Choisir la configuration RB ou LB.
- 2) Introduction des paramètres et données du modèle.
- 3) Détermination de résistances, capacités de lignes et de l'impédance caractéristique pour chaque nœud.
- 4) Détermination des coefficients de réflexions aux extrémités des nœuds,
- 5) Déduire l'impulsion totale par la détermination des impulsions réfléchies et incidentes.

Résoudre l'équation de diffusion de chaleur par l'algorithme TLM-3D en « Configuration A (Link Line) » peut être suivi par ces simples étapes :

1. Sélectionner les paramètres spatiotemporels du modèle ainsi que les paramètres propres du/des matériaux utilisé : $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t, K_T, C_p, \rho$.
2. Fixer les conditions initiales et les conditions limites : CI & CL.
3. Calculer les résistances intrinsèques nodales : R_x, R_y, R_z à partir des Eq.3.84
4. Calculer l'impédance caractéristique de la ligne : Z par l'Eq.385.
5. Déterminer les impulsions incidentes pour tous les nœuds : ${}_k T_{j=1...6}^i$ après injection d'une source d'excitation.
6. Déterminer les impulsions réfléchies pour tous les nœuds : ${}_k T_{j=1...6}^r$ à partir de l'Eq.3.82.
7. Déterminer les nouvelles impulsions incidentes pour tous les nœuds après dispersion : ${}_{k+1} T_{j=1...6}^i$ à partir de l'Eq.3.83.
8. Evaluer l'impulsion totale T à partir de l'Eq.3.81.à l'étape $k+1$.

Il est toujours possible d'en tenir compte dans la modélisation TLM le cas de non linéarité, lorsque les propriétés intrinsèques du milieu (semi-conducteur, composant électroniques de puissance...etc.) tels que : la conductivité thermique $K_T(x,y,z)$ et la capacité calorifique $C_p(x,y,z)$ ne sont plus constantes et varient en fonction de la température (cas non linéaire). En TLM-3D les grandeurs $R_x, R_y, R_z, C_{(x,y,z)}, Z_{(x,y,z)}$, et Γ_j d'un nœud (x,y,z) doivent être recalculées à chaque itération à partir des nouvelles valeurs de $K_T(x,y,z)$ et $C_p(x,y,z)$.

On présente l'organigramme qui rassemble toutes les étapes précédentes.

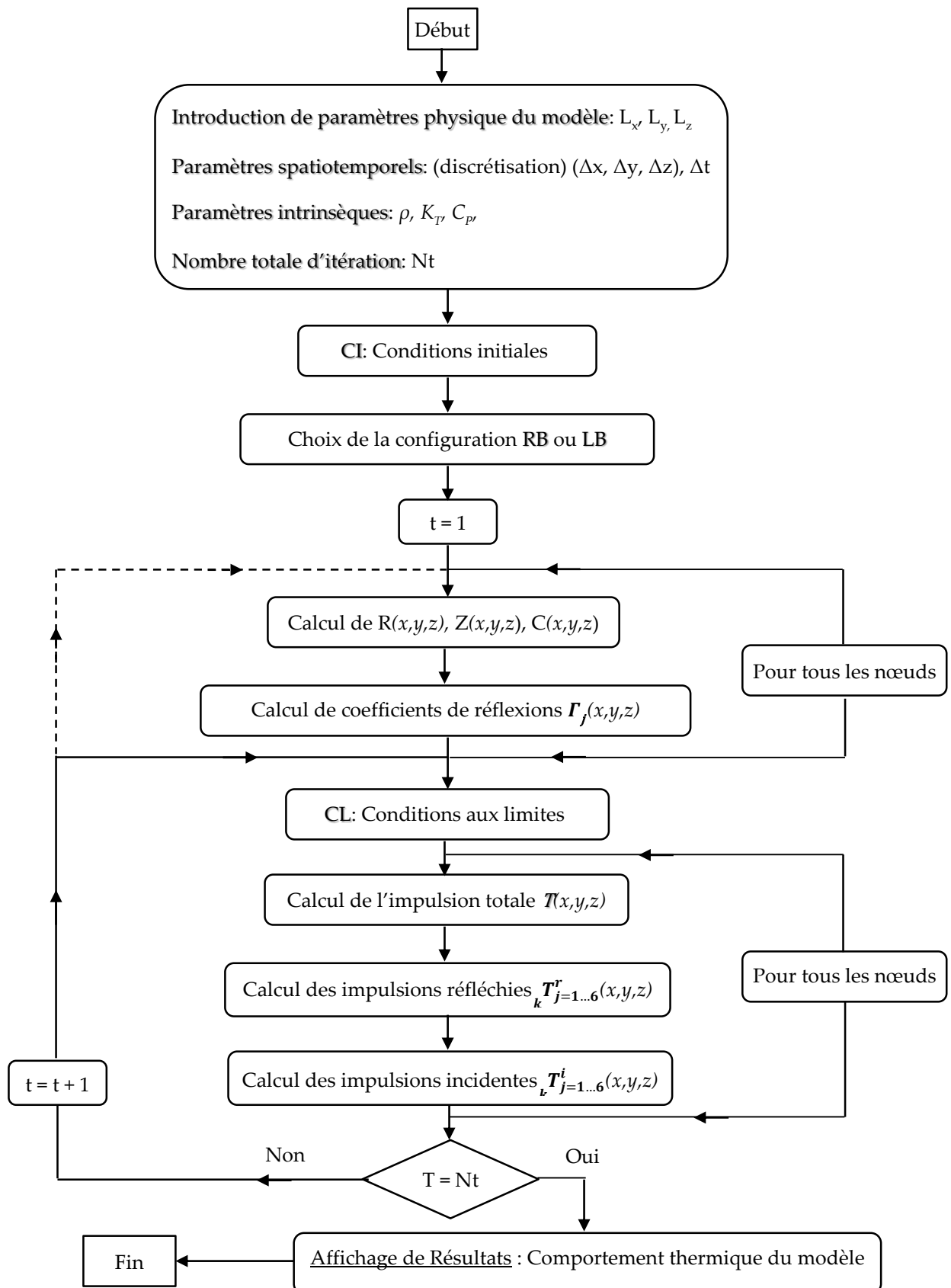


Fig.III.31- Organigramme général de la méthode TLM-3D

III.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la théorie de la méthode TLM, son origine, son historique, son évolution et le principe de la théorie TLM. Basée sur l'équation électrique la méthode TLM s'étend en l'application de l'électromagnétisme aux phénomènes de la diffusion en particulier diffusion de chaleur. La grande flexibilité et la polyvalence de la méthode résidant dans le fait que le réseau TLM peut intégrer les propriétés des champs électromagnétiques et thermiques et leur interaction avec les limites et les matériaux. Nous avons montré qu'il existe une équivalence entre une équation de diffusion et l'équation d'une ligne de transmission qui en résulte qu'on peut modéliser un phénomène de diffusion par injection d'une impulsion thermique δ dans un réseau de lignes de transmissions qui représente les nœuds, et d'autre part on a exposé les fondements théoriques unidimensionnelle, bidimensionnelle et tridimensionnelle par ses différents modèles numériques, et la manière de représenter ses conditions limites. Cette théorie, est bénéfique pour la modélisation du phénomène d'auto-échauffement (self-heating) et le comportement thermique des matériaux et les composants à semi-conducteurs de puissance

Bibliographie

- [III.1]. **Johns P. B. (1972)**. Application of the transmission-line matrix method to homogenous waveguides of arbitrary cross-section, *Proceedings of the IEE*, 119 (1972), 86-91.
- [III.2]. **Johns P. B. (1974)**. The solution of inhomogeneous waveguide problems using a transmission-line matrix, *IEEE Trans., Microwave Theory and Techniques*, MTT22,(3), (1974), 209-215.
- [III.3]. **Johns P. B. and Slater G. F. (1973)**. Transient analysis of waveguides with curved boundaries, *Electronic letters*, 9, 486-487.
- [III.4]. **Johns. P. B.** "A simple explicit and unconditionally stable numerical routine for the solution of the diffusion equation". *Int. J. Num. Methods Eng.*, 11, 1977, pp.1307-1328.
- [III.5]. **Butler G. and Johns P. B.**, "The solution of moving boundary heat problems using the TLM method of numerical analysis, *Numerical Methods in thermal Problems*" (Ed. R. W. Lewis and K. Morgan), Pinerige Press, Swansea, 1979, pp. 189-195.
- [III.6]. **De Cogan D. and Johns S. A.** "A Two Dimensional TLM Model for the Punch-Through Diode", *J. Phys. D.*, 18 (1985) 507-515.
- [III.7]. **De Cogan D., Henini M. (1987)**. "3D-TLM modeling of the thermal behaviour of conducting films on insulating substrate" *J. Phys. D., Appl. Phys.* 20 (1987) 1445-1450.
- [III.8]. **De Cogan, D.** "Transmission Line Matrix (TLM) techniques for diffusion applications". The Gordon and Breach Science Publishers: Amsterdam, Netherlands, 1998.
- [III.9]. **Wong, C.C. & Wong, W.S.** Multigrid TLM for diffusion problems, *Int. J. Numerical. Model. El.*, 2: 103-111, 1989.
- [III.10]. **Christopoulos, C.** "The transmission line modeling method TLM". Nottingham University, *IEEE T. Microwave Theory*, 1995.
- [III.11]. **Guillaume, G.** Application de la méthode TLM à la modélisation de la propagation acoustique en milieu urbain. Thèse de Doctorat, Université de Maine, France, 2009.
- [III.12]. **De Cogan D., Shah A.K. and Henini M.** "Variable mesh TLM Modelling of Heat Flow in Semiconductors", *Proc. of Fourth Int. Conf. on Numerical Analysis of Semiconductors Devices (NASECODE IV)*, Dublin 1985, pp. 255.
- [III.13]. **De Cogan D., Shah A.K.** "Stub TLM Modelling of heat Flow in Semiconductors", *Journal. Phys. D.*, 19 (1986) pp. 721-715.
- [III.14]. **Wong G. C., Wong W. S.** "Multigrid TLM for diffusion problems", *International Journal of Numerical Modelling*, 2 (1989) 103-111
- [III.15]. **Pulko S. H., Halleron J. A., Phizacklea C.F.** "Sub-structuring of space and time in TLM diffusion applications", *International Journal of Numerical Modelling*, 3 (1990) 207-214.

- [III.16]. **De Cogan D.** « Transmission Line Matrix (TLM) Techniques for diffusion applications », Gordon & Breach Science Publishers, OPA 1998.
- [III.17]. **Y.C. Shih, W.J.R. Hofer,** “The accuracy of TLM analysis of finned rectangular waveguides,” IEEE Trans. Micro. Theo. Tech., vol. MTT-28, no. 7, July 1980, pp 743 – 746.
- [III.18]. **Pulko S.H., Malik A., Allen R., Johns P.B.** Automatic time stepping in TLM routines for the modeling of thermal diffusion processes, International Journal of Numerical Modelling, 3 (1990) 127- 136.
- [III.19]. **Webb P. W., GUI X.** « Time-step changes in TLM diffusion modelling”, International Journal of Numerical Modelling, 5 (1992) 251- 257.
- [III.20]. **Samy T., Walkey D., Dew S. K.** “Transient 3D heat flow for integrated circuit devices using the transmission line matrix method on a quad tree mesh”, Solid-State Electronics 45 (2001) 1137-1148.
- [III.21]. **C. Christopoulos,** “The transmission-line modelling (TLM) method in electromagnetic”, Morgan and Claypool, 2006.
- [III.22]. **R.Hocine, D.Lim, S.H.Pulko, A.Boudghene and A.Saidane,** “A Three-Dimensional Transmission Line (TLM) Simulation Method for Thermal Effect in High Power Insulated Gate Bipolar Transistors”, Circuit World, Emerald Vol. 29, N°3, pp 27-32, 2003.
- [III.23]. **C. Christopoulos,** “The application of time-domain numerical simulation methods to the microwave heating of foods”, IMA J. Math. Appl. Bus. Ind. 5 (1995) 385–397.
- [III.24]. **D. De Cogan, W. O’Connor, S.H. Pulko,** “Transmission line matrix in computational mechanics”, CRC press, 2006.
- [III.25]. **R. Hocine, S.H.Pulko, A. Boudghene Stambouli, A. Saidane,** “TLM Method for Thermal Investigation of IGBT Modules in PWM Mode”, Microelectronic Engineering Journal, Elsevier Science, pp. 2053–2062, 2009.
- [III.26]. **A. Amri, A. Saidane, S. Pulko,** “Thermal analysis of a three-dimensional breast model with embedded tumour using the transmission line matrix (tlm) method”. Computational. Biological. Med. 41, (2011), pp. 76–86.
- [III.27]. **Hugo F.M. Milan, Kifle G. Gebremedhi,** “Tetrahedral node for Transmission-Line Modeling (TLM) applied to Bioheat Transfer”. Computers in Biology and Medicine 79 (2016) pp. 243–249.
- [III.28]. **De Cogan D. and Enders P.** (1991). Microscopic effects in TLM heat flow, IEE Colloquium on Transmission Line Matrix Modelling – TLM, Digest No.1991, pp. 8/1-8/11, London, October 1991.
- [III.29]. **Gui, X., & Webb, P. W.** (1993). A comparative study of two TLM networks for the modelling of diffusion processes. International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, 6(2), 161–164. doi:10.1002/jnm.1660060208

Chapitre IV

*Modélisation et Management thermique du
module de puissance AlGa_N/Ga_N HEMT*

IV-1 Introduction

Actuellement, les circuits intégrés monolithiques à micro-ondes (MMIC) basés sur les transistors AlGaIn/GaN (HEMT) à haut niveau d'intégration offre d'importants avantages pour des applications telles qu'ils sont utilisés dans les avions, les véhicules civils/militaires terrestres, les applications satellitaires et d'autres systèmes RF multifonctionnels (dispositifs de commutation de puissance et des amplificateurs de puissance à haut rendement) qui nécessitent un fonctionnement en ondes pulsées ou continues (CW). Dans ce chapitre, nous allons analyser les caractéristiques thermiques de ce composant et étudier le comportement thermique, l'auto-échauffement. De plus, la méthode de mesure expérimentale spectroscopie micro-Raman réalisée par *Kuball et al.* [IV.1] a été utilisé pour comparer la distribution détaillée de la température du dispositif, afin de vérifier le modèle TLM tridimensionnel. Nous avons choisi la spectroscopie Micro-Raman comme technique d'imagerie infrarouge en raison de la résolution spatiale de l'ordre de 1 μm par rapport à l'ouverture étroite source-drain du dispositif AlGaIn/GaN, qui est nécessaire pour mesurer et explorer avec précision la température crête.

IV.2. Circuits MMIC à base de composants HEMT AlGaIn/GaN

Les circuits intégrés MMIC basés sur les transistors AlGaIn/GaN (HEMT) à haut niveau d'intégration sont utilisés dans les applications satellitaires et systèmes RF multifonctionnels, etc.... L'analyse thermique des structures HEMT est importante en raison de l'augmentation des densités d'encombrement du circuit (diodes, drivers, circuits d'adaptations, lignes de transmissions...etc.) et des puissances mises en jeu. L'amplificateur de puissance à semi-conducteurs SSPA peut être constitué d'une ou plusieurs puces MMIC. Comme illustration [IV.], un exemple d'un amplificateur à l'état solide SSPA RF 50 W est représenté qui consiste de quatre (4) puces MMIC, chacune développant 12,5 W avec 50% de PAE (*Power added efficiency*), et sont combinées par un circuit de sortie sans perte. Chaque puce comporte 8 amplificateurs multi-gate et chaque amplificateur comprend un AlGaIn/GaN HEMT avec huit (8) doigts de grille de puissance de sortie de 1,56 W (c'est-à-dire $8 \times 1,56 \text{ W}$). Grâce à un combineur sans perte, les 4 puces MMIC produisent une puissance de sortie près de 50 W, et pour l'efficacité de dissipation thermique et refroidissement, ces 4 puces sont supposées être soudées sur un

dissipateur de chaleur (radiateur). La figure IV.1 ci-dessous montre un concept décrit d'une puce MMIC à base de GaN.

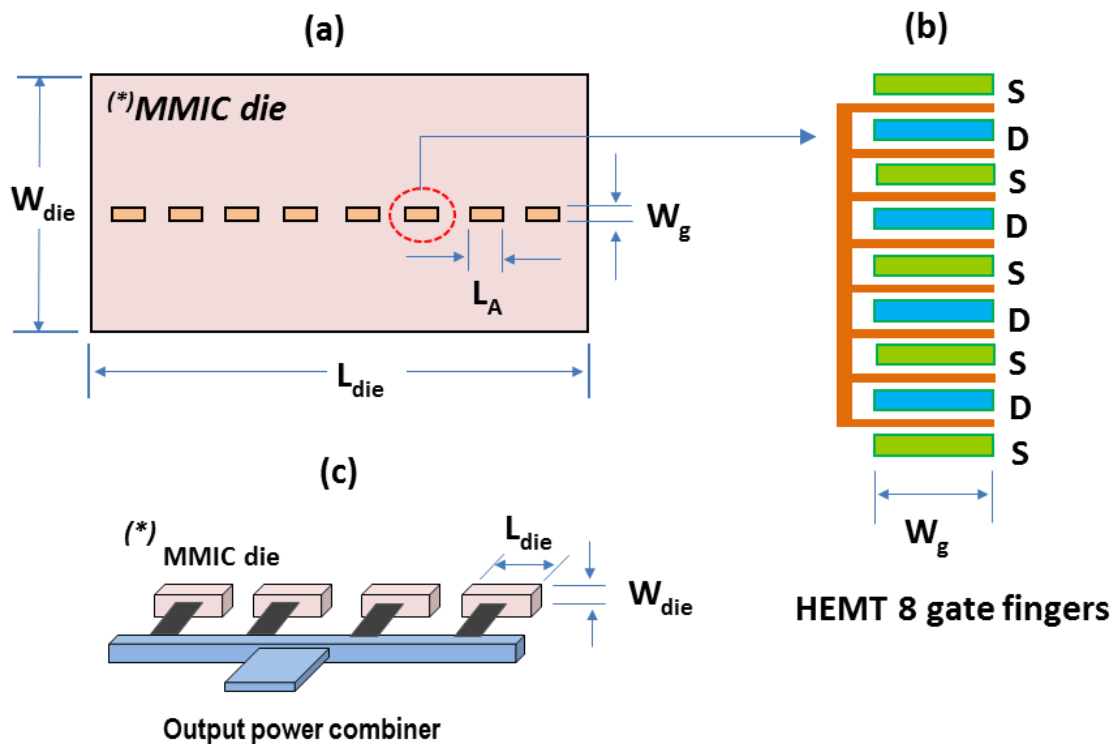


Fig.IV.1 - Description du modèle puce MMIC en GaN. (a) Schéma du substrat AlGaIn/GaN MMIC de 12.5 W; (b) amplificateur de puissance de 1.56 W doté de AlGaIn/GaN HEMT de 8 doigts; (c) 50 W SSPA (4 × 12.5 W MMIC die).

(*) est mentionné en (a) montrant une seule puce. Dans (c), 4 puces de (a) est présentée.

IV.1. Description du modèle

La figure. IV.2- montre la géométrie du transistor AlGaIn/GaN HEMT multi-doigts, , avec ses paramètres géométriques répertoriés dans le tableau 1 [IV.6]. Les couches épitaxiales ont été élaborées par MOCVD sur les substrats SiC semi-isolants. Dans la direction verticale, le substrat est un carbure de silicium SiC de 350 μm d'épaisseur, tandis que la couche de fixation est une couche Sn-3,5Ag de 50 μm d'épaisseur. L'épaisseur de métallisation des doigts (Au), AlGaIn (~ 23% d'aluminium), et le GaN, sont choisis pour être 2, 0.03 et 2 μm , respectivement. Le substrat est attaché à un dissipateur de chaleur à micro-canaux en Cu-tungstène pour une gestion thermique efficace. Le dispositif est passivé par une couche de SiO₂, qui est omise dans les simulations thermiques.

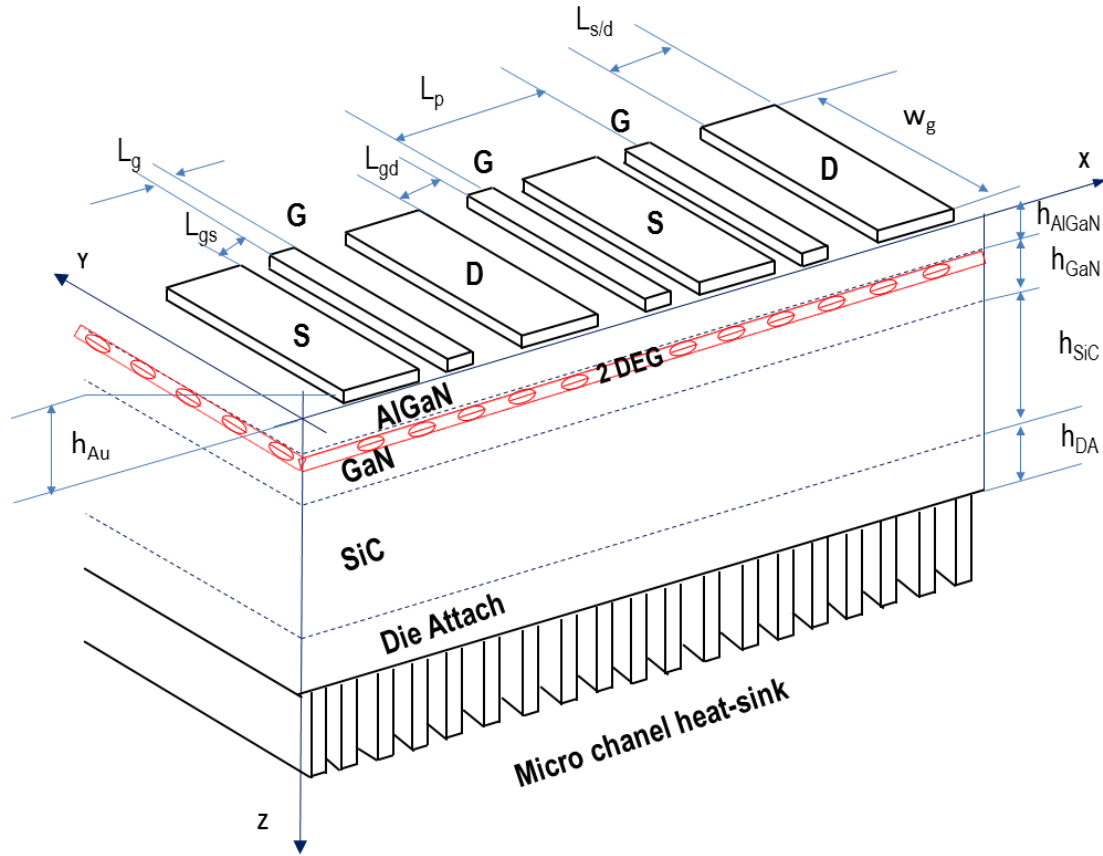


Fig.IV.2 - Vue globale d'une coupe transversale du composant AlGaIn/GaN HEMT en 3D

Paramètres géométriques		Valeurs (μm)
Longueur du MMIC module:	L_{die}	5500
Largeur du MMIC module:	W_{die}	430
Longueur du HEMT:	L_A	360
Largeur du HEMT:	W_g	250
Longueur du Drain, Source:	L_d, L_s	20
Distance entre Drain/Source-gate:	L_{gd}/L_{gs}	2.8/0.8
Distance inter-gate (gate to gate):	L_p	25
Longueur de la grille (gate):	L_g	0.8
Epaisseur de la couche de metallization:	h_{AU}	2
Epaisseur de l'AlGaIn buffer:	h_{AlGaIn}	0.03
Epaisseur de la couche GaN:	h_{GaN}	2
Epaisseur de la couche SiC:	h_{SiC}	350
Epaisseur du module d'atache Sn-3.5Ag:	h_{die}	50

Tab.IV.1 - Paramètres géométriques du MMIC à AlGaIn/GaN HEMT

Dans les dispositifs à base de GaN, la chaleur totale générée est égale à $I_{ds}V_{ds}$, qui est la puissance dissipée du composant, générant ainsi une quantité considérable de chaleur.

Pendant le fonctionnement RF sous haute tension, le courant passe des doigts de drain aux doigts de la source et est modulé par les tensions appliquées aux doigts de la grille. Par conséquent, l'auto-échauffement localisé augmente la température du canal et se produit dans une région proche du contact de la grille à l'intérieur de la plupart des structures HEMT multi-doigts.

IV.3. Caractéristiques de matériaux

La plupart de matériaux insérés dans les dispositifs AlGaIn/GaN HEMT, sont caractérisés par leur dépendance en température: la conductivité thermique (thermal conductivity) K_t , le coefficient d'expansion thermique (thermal expansion coefficient) α , la conductivité électriques (electrical conductivity) σ et la capacité thermique (specific heat) C_p . Pour raison de simplification, ils peuvent être utilisés comme des valeurs constants dans la simulation. Une gamme de propriétés des matériaux liés est présentée dans le tableau IV.2-2 [IV.6].

Matériaux	Conductivité Thermique K_t (W/m·k)	Capacité de chaleur C_p (J/kg·K)	Densité Volumique ρ (kg/m ³)
Au (Top)	320	229.1	19,300
AlGaIn	30	490	6070
GaN	$K_t(T) = 150 \times (300/T)^{1.42}$	490	6150
SiC	$K_t(T) = 387 \times (300/T)^{1.49}$	750	3100
Die-Attach	33	220	3379
Baseplate	180	722	2980

Tab.IV.2 - Paramètre des matériaux utilisés en AlGaIn/GaN HEMT

IV.4. Mesure expérimentale par Spectroscopie Micro-Raman

Plusieurs articles au cours des dernières années ont discuté de l'impact critique de l'évaluation de l'auto-échauffement pour les HEMT AlGaIn / GaN. Puisque la chaleur est générée uniquement à proximité de la grille et en raison de sa micro-longueur, la mesure précise de la température nécessite une résolution spatiale sur une échelle de longueur de 1 μm ou moins. Cette mesure peut être réalisée à l'aide d'une micro-spectroscopie Raman qui permet de quantifier la température du canal et de cartographier la distribution de la température dans les dispositifs avec une résolution spatiale proche de 0,5-0,8 μm . *Kuball et al.* ont pu mesurer la température locale juste au niveau du canal sans aucun effet de perturbation du transistor pendant le fonctionnement.

Le concept de mesure de température des HEMT AlGaIn / GaN par spectroscopie micro-Raman est basé sur la dépendance en température des fréquences de phonons du cristal de GaN. Cette technique de mesure utilise un système Renishaw micro-Raman avec une ligne à 488 nm d'un laser à ions Ar⁺ comme source d'excitation [IV.1-2-3-7].

Dans le cadre de la présentation de la distribution de la température du profil par spectroscopie micro-Raman, un amplificateur à radiofréquence pour les applications satellitaires fonctionnant en bande S (2-4 GHz) a été utilisé comme décrit à la figure 3b. Le dispositif est un HEMT multi-doigts AlGaIn / GaN sur substrat SiC à 8 portes, fonctionnant sous des tensions de polarisation de drain CC $V_{ds} = 20 \text{ V}$, $I_{ds} = 625 \text{ mA}$ à $V_{gs} = 0 \text{ V}$. Dans le but de vérifier la forme de la pente et le comportement thermique de ce dispositif testé, nous avons reproduit point par point la courbe de résultat de l'expérience pour mieux visualiser et extraire les températures maximales. Le profil thermique est représenté sur la figure Fig.IV.3. La température du canal mesurée était approximativement égale à 225 °C.

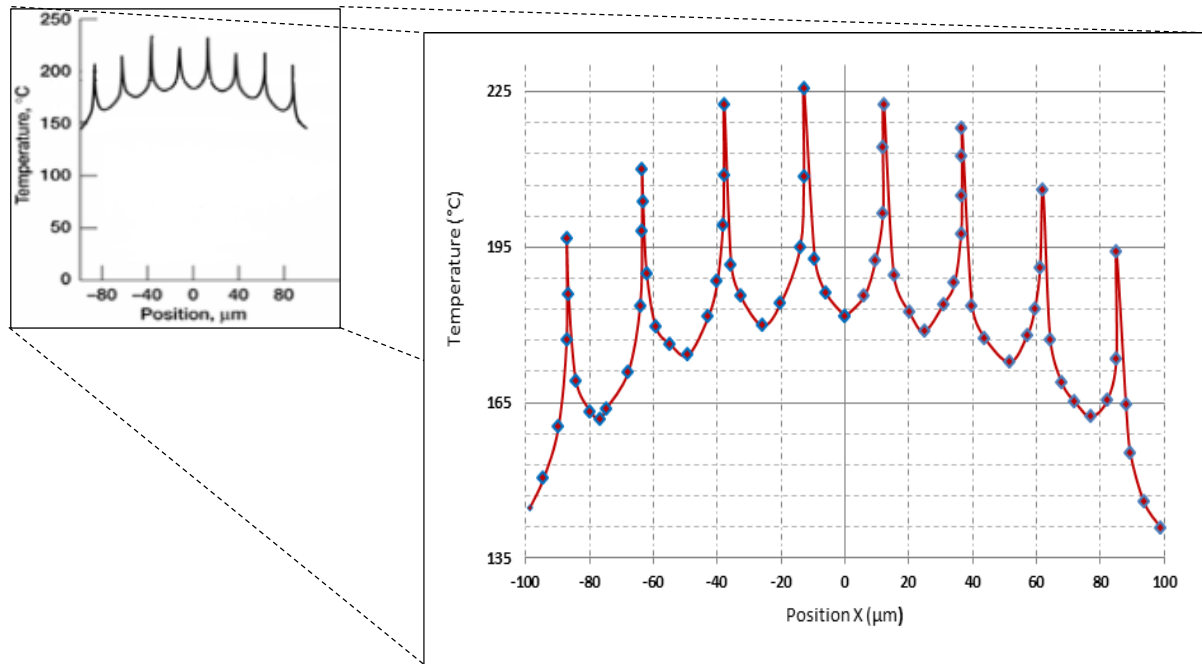


Fig.IV.3 - Profil thermique du HEMT AlGaIn/GaN à 8 doigts mesuré par Spectroscopie Raman [IV.2]

IV.5. Discussion et Résultats de simulation

Nous avons procédé à des simulations par la méthode TLM en 3 Dimensions (TLM-3D) grâce au langage de programmation sous Maple, dans le but d'évaluer la température dans chaque nœud à l'intérieur du composant, (voir Figure IV.4).

Dans le processus de modélisation 3D-TLM, les matrices de température des impulsions incidentes et réfléchies, les impédances de ligne de transmission et les résistances thermiques doivent être stockées séparément, et donc, la température peut être évaluée en fonction du temps en n'importe quel nœud à l'intérieur du composant. La discrétisation spatiale Δx et Δy sont respectivement de 2 μm et 12,5 μm pour l'ensemble de la structure HEMT. La puissance d'entrée totale dissipée est de 12,5 W pour l'ensemble (8 gates HEMT), ce qui correspond à une densité de puissance injectée de 7 W/mm. En raison de la finité du canal conducteur, la source de chaleur peut être typiquement traitée comme un ensemble de flux de chaleur de surface appliqués aux zones correspondant à la taille ($W_g \times L_g$) à chaque doigt de la grille. La source de chaleur est due au fort champ électrique situé au niveau de la zone du bord de la grille près de

la couche d'interface AlGaIn / GaN. Au niveau de (radiateur) micro-chanel, on suppose que la température est de 300 ° K.

Dans la plupart des travaux de modélisation thermique, les chercheurs prennent en général une moitié et / ou un quart de la structure des composants en raison de la symétrie du composant. Cependant, dans les simulations TLM, nous pouvons prendre l'ensemble du système à simuler. C'est parmi l'avantage et l'efficacité de la méthode TLM-3D.

Le profil thermique simulé par la méthode TLM en deux dimensions (2-D) est représenté sur la figure IV.4.a.b. Nous observons une zone chaude avec une température maximale égale à environ 230,21°C, située au centre du composant et qui est affectée par les deux grilles 4 et 5.

On remarque bien, que le pic de température se produit au centre du composant multi-doigts (8-gates), et diminue vers les bords. Etant donné que la température dans la partie source-drain centrale est plus élevée que dans la partie source-drain située plus près des bords de plusieurs doigts, le couplage thermique est clairement apparent.

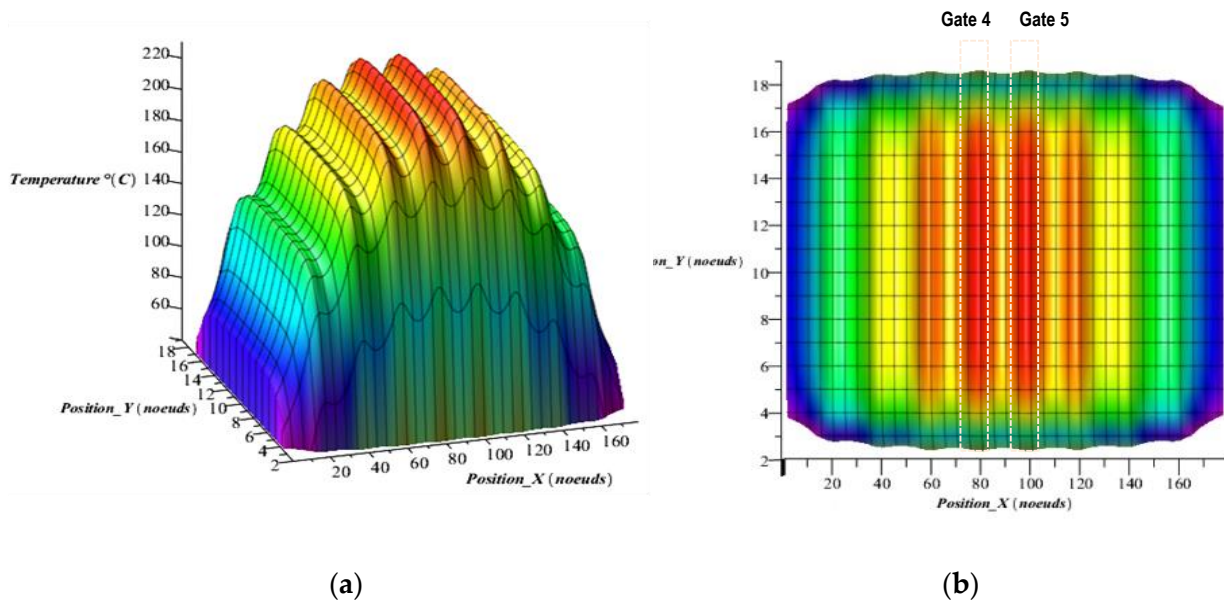
C'est dans les mêmes conditions de polarisation du dispositif, une comparaison est faite entre la simulation de la température du canal de ce dispositif par la méthode TLM et les mesures de la micro-spectroscopie Raman. Nous observons une zone chaude avec une température maximale qui est approximativement égale à 230,21 °C. Cependant, une petite différence de température comme $\Delta T \approx 5 \text{ ° C}$ est observée entre la mesure de l'expérience et les simulations TLM-3D en acceptant une erreur inférieure à 2,2% selon la figure IV.4.e.

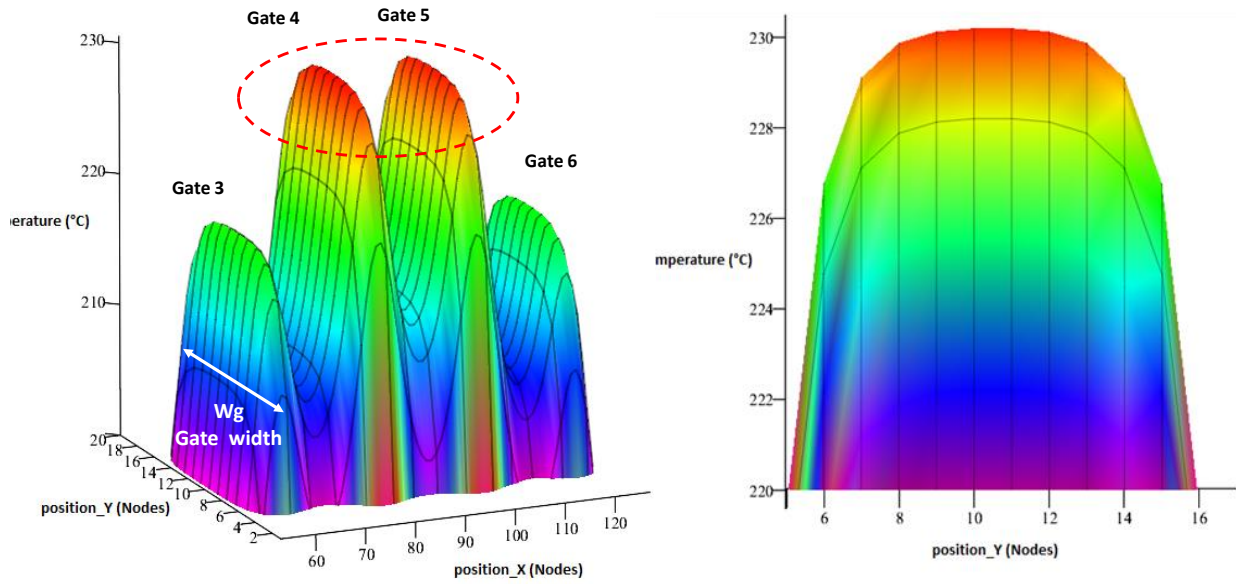
Cette différence est dû au fait que à l'intérieur du composant, la chaleur est générée dans le canal conducteur à proximité de la couche de surface supérieure de GaN, tandis que la spectroscopie Raman mesure la température moyenne de la couche de GaN et par conséquent la température de crête du canal est sous-estimée. De plus, le transfert de chaleur entre les interfaces à l'intérieur des dispositifs semi-conducteurs, y compris l'impact sur les imperfections matérielles telles que les dislocations [IV.8], est essentiel tant pour les micro-ondes que pour les dispositifs de commutation de puissance [IV.9].

La figure IV.4 montre une vue tridimensionnelle introduite par la simulation TLM qui représente une distribution thermique d'une structure entière HEMT de 8 grilles de dimension ($L_{HEMT} \times W_{HEMT}$). Nous observons que la distribution de température se comporte de manière non uniforme le long de la longueur de la grille (L_g).

La distribution simulée des températures (largeur du doigt W_g) dans la grille centrale du dispositif est présentée à la figure IV.4.c & d illustre la distribution en température suivant l'axe Y. Les résultats montrent un comportement non uniforme de la distribution de température avec une variation de température importante le long de la grille et une température maximale au centre du HEMT.

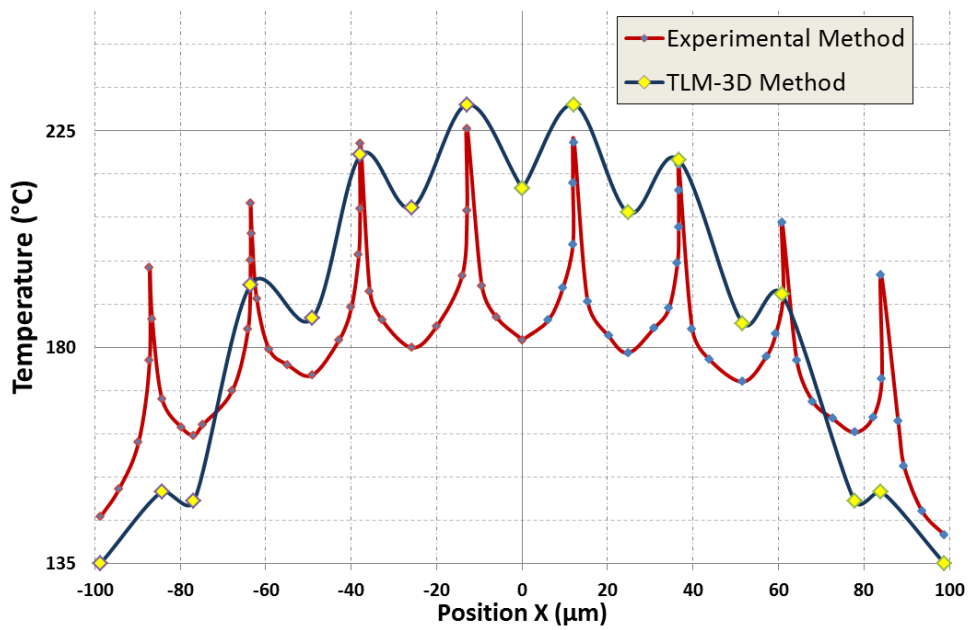
Nous pouvons observer clairement au sommet du HEMT (voir Figure IV.4.b), les centres qui sont assignées par les portes 4 et 5 sont caractérisés par une surface plus chaude. En effet, pour un HEMT ayant plusieurs doigts, les doigts externes sont les plus froids et les doigts au milieu sont les plus chauds. Par conséquent, l'auto-échauffement est induit conduisant à une diaphonie thermique (couplage thermique) entre les doigts individuels. Cet effet devient sérieux s'il persiste, et peut conduire à la dégradation des performances du dispositif ou à un dommage irréversible et ceci est comparé avec des résultats similaires dans la littérature en utilisant le simulateur TCAD selon la figure IV.5 et un bon accord est obtenu [IV10-11-12].





(c)

(d)



(e)

Fig.IV.4 - (a) Simulation 3D-TLM Vue de l'ensemble du dispositif; **(b)** une vue en plan X-Y montrant les régions les plus chauds doigts (4 et 5); **(c)** distribution de température simulée pour la largeur de doigt (W_g) du composant AlGaIn / GaN (8×250) μm ; **(d)** vue de profil en température suivant l'axe Y; **(e)** Comparaison entre la simulation 3D-TLM et les résultats expérimentaux.

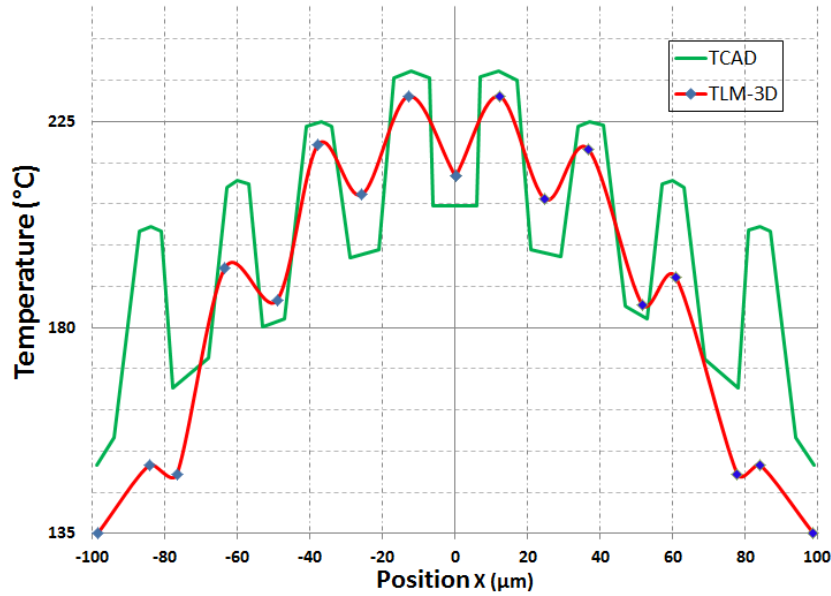


Fig.IV.5 - Comparaison entre la simulation 3D-TLM et la simulation électro-thermique (TCAD)

Dans le but d'étudier l'impact de l'excitation thermique dans la région active représentée par une ligne de température HTL (Hot spot Temperature Line), deux types de sources de chaleur situées au sommet de la couche de GaN sont considérées (Figure IV.6):

- Source de chaleur Nano-Sale Hotspot considérée comme source de chaleur pulsée, qui se manifeste au-dessous de la grille (doigt) et caractérisée par un carré de section : $50 \times 50 \text{ nm}^2$.
- Source de chaleur Micro-Scale Hotspot considérée comme une source de chaleur à ondes continues, entre la grille et le drain décrite par une section $L_{gd} \times 0,4 \text{ μm}$.

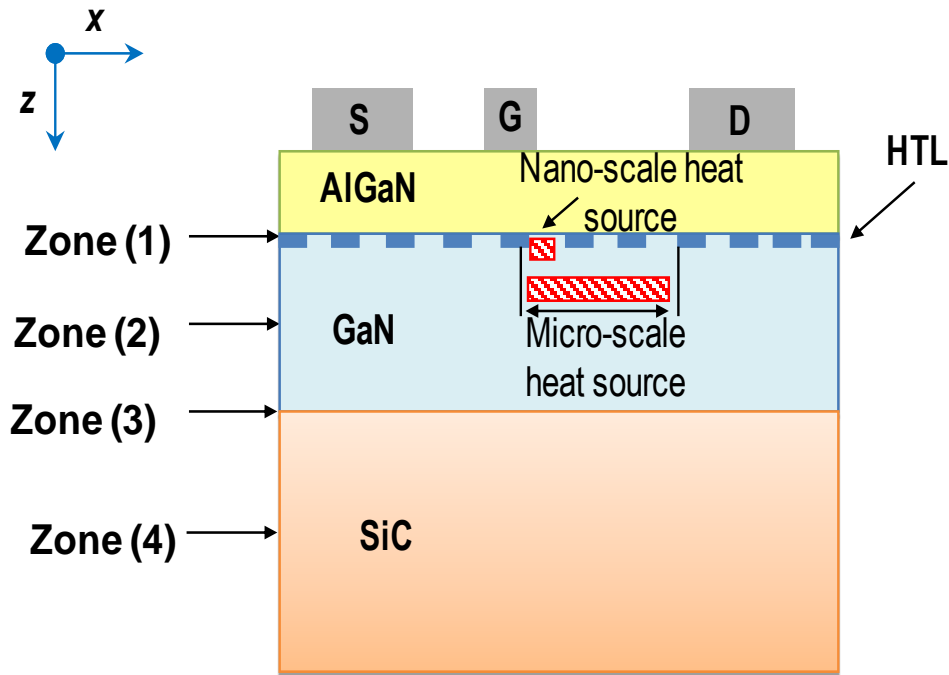


Fig.IV.6 - Illustration de source de chaleur (HTL)

Dans la direction Z , quatre zones sont choisies pour la distribution de température d'évaluation dans cette étude TLM. La zone (1) est la région active; c'est la position où les électrons circulent entre le drain et la source à travers un canal. La zone (2) est une position correspondant au milieu de la couche tampon GaN, la zone (3) est une position correspondant à la couche d'interface GaN / SiC et la zone (4) est une position correspondant à la couche SiC du substrat.

La Figure IV.7 montre la répartition de la température le long de l'axe x au niveau de 4 zones. Les résultats de la simulation TLM fournissent des informations détaillées sur la distribution de la chaleur dans chaque couche, chaque nœud ainsi que son comportement thermique. En outre, nous observons le long de la position verticale (direction Z) un changement de pente qui spécifie un transfert de chaleur dynamique. Chaque couche est spécifiée par une couleur pour mieux différencier. La couche à haute température de la source est localisée dans la couche supérieure, où la température est plus élevée que celle qui est fondée dans la couche de GaN. Dans le bas se trouve la couche de SiC (la verte) où la température est plus basse, caractérisé par la conductivité thermique élevée du substrat et qui permet la diffusion de la chaleur du haut vers le heat sink, évacuant la chaleur générée.

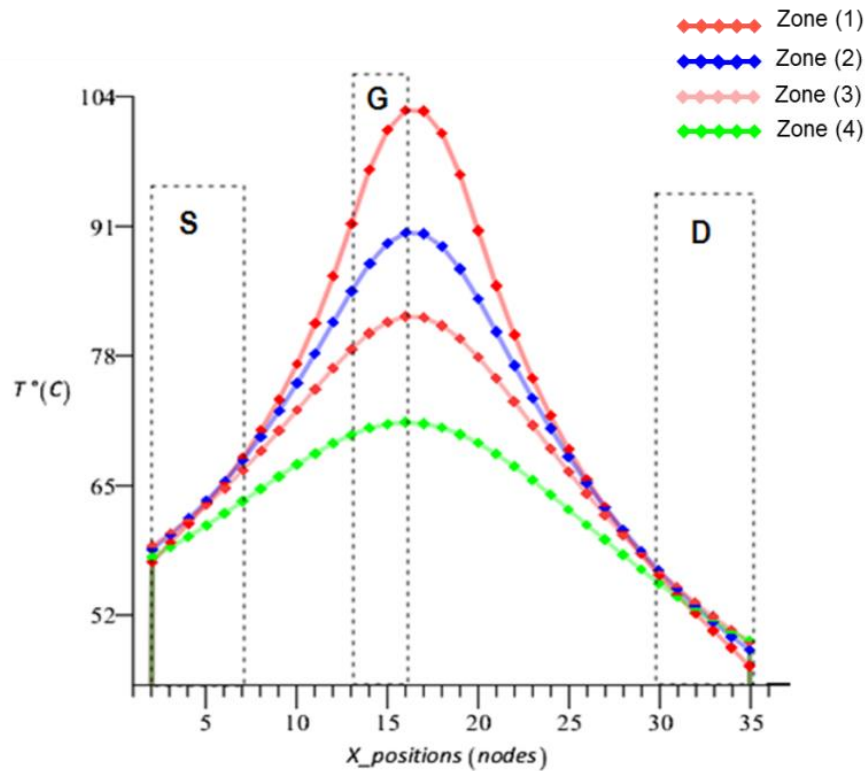
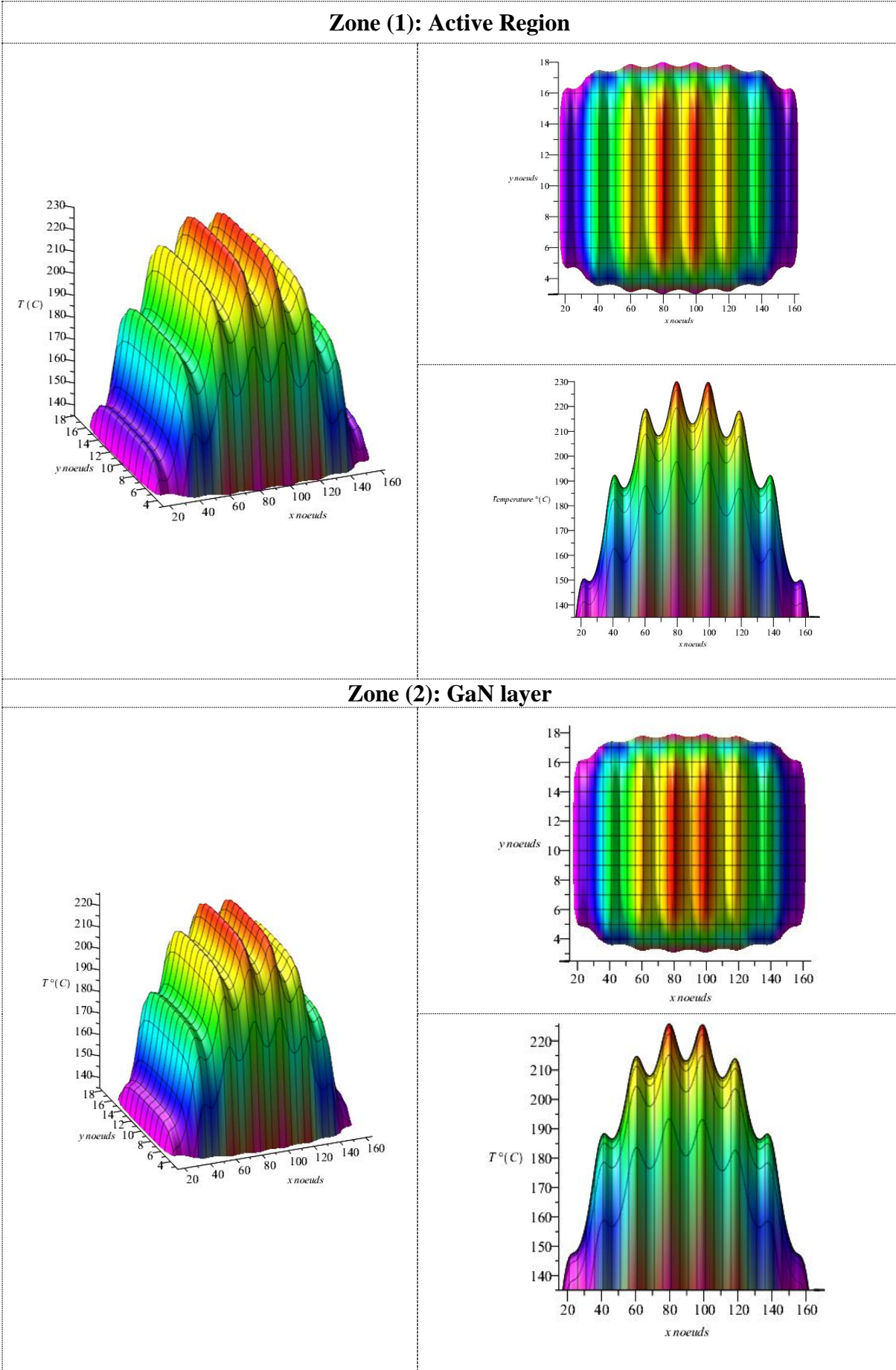


Fig.IV.7 - Profil thermique le long de la position verticale (direction Z) pour une seule grille

Les résultats 3D-TLM le long de la position verticale (direction Z) pour les quatre zones sont représentés sur la Figure IV.8. Cette simulation est utilisée pour cartographier la distribution de température de surface et prédire les points chauds attendus et qui présente de risques dans le dispositif. Les résultats obtenus par simulation TLM-3D montrent que les températures mesurées sur le substrat de SiC sont inférieures à celles de la couche de GaN. Le substrat (une couche verte) évacue efficacement la chaleur générée. Comme nous pouvons le remarquer, l'interaction thermique entre les doigts individuels ce qu'on appelle la diaphonie thermique provoque une augmentation de températures additionnelles.

Au centre du composant (le doigt centra), se produit la température maximale, conduisant à des phénomènes d'auto-échauffement et diffuse vers les doigts externes. Ceci est une caractéristique de la diaphonie thermique dans les dispositifs multi-doigts. L'interférence thermique induite par auto-échauffement entre les doigts individuels est importante, affectant les températures de canal, et donc les performances et la fiabilité du dispositif. Cependant, la diffusion de la chaleur se produit non seulement entre les doigts individuels (inter-doigts) mais également à l'intérieur de chaque doigt de porte (intra-doigt) dans un HEMT.



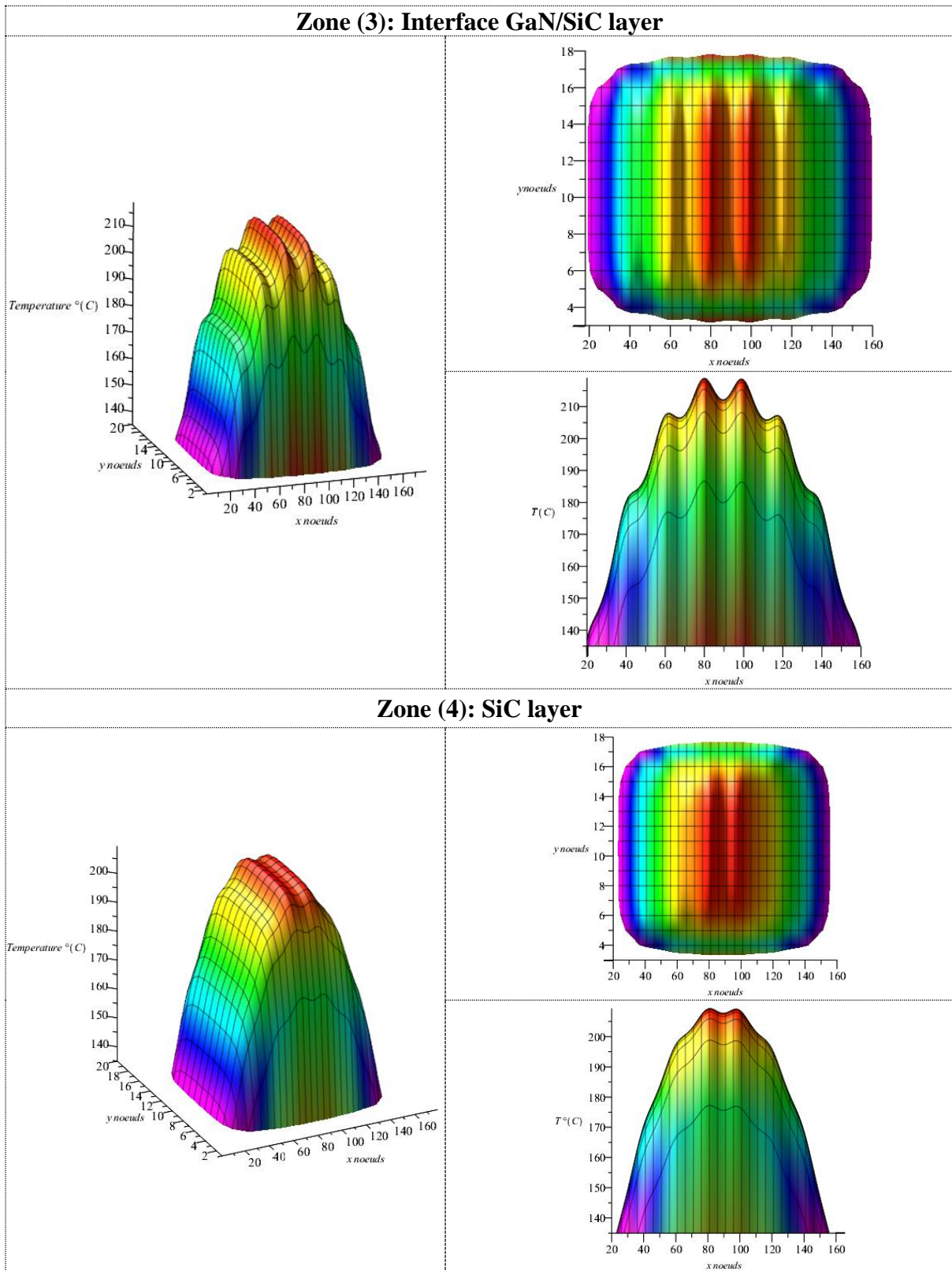


Fig.IV.8 - Résultats de simulation TLM-3D de quatre couches choisies sous excitation d'une source de chaleur

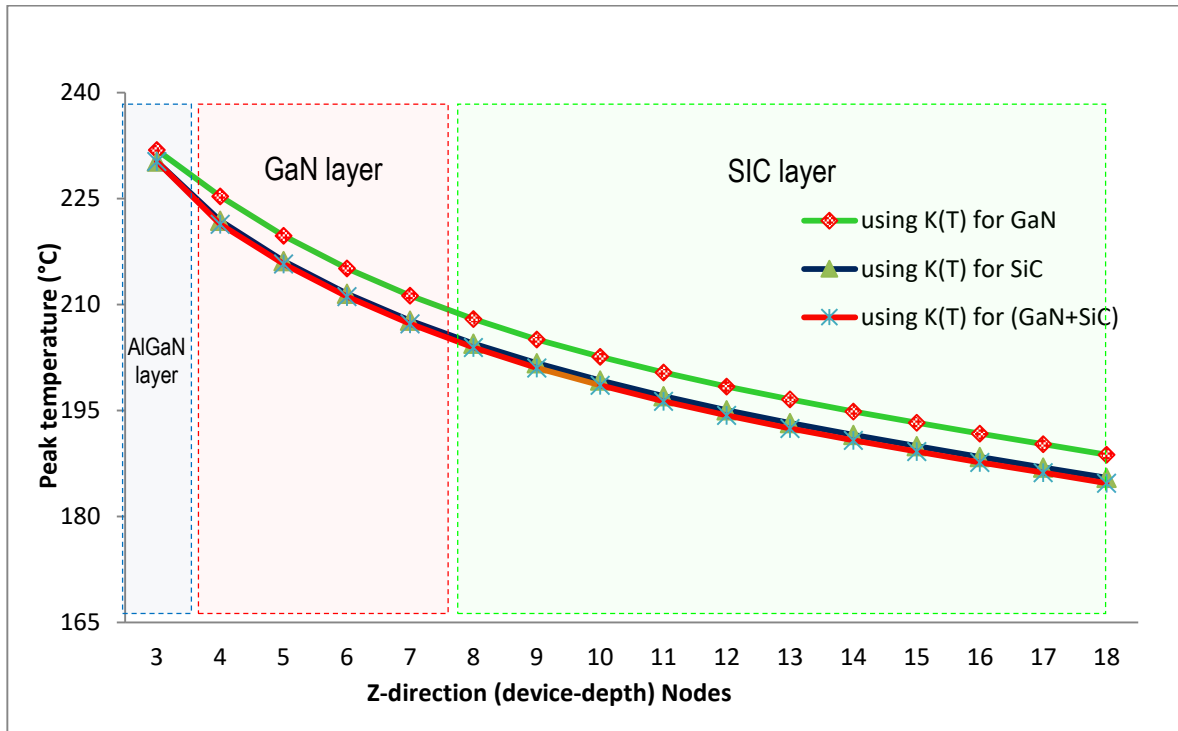
L'influence sur la couche de GaN sur la température du canal est moins importante puisque les couches de GaN et d'AlGaIn sont vraiment minces comparées aux couches de SiC. De plus, la conductivité thermique du SiC joue un rôle important dans le comportement thermique du dispositif HEMT AlGaIn / GaN.

La figure IV.9 montre la répartition de la température pour un dispositif HEMT à huit doigts et dont l'espacement entre les grilles est uniforme. Pendant son opération, les résultats indiquent clairement que la chaleur générée circule principalement à travers les couches de GaN et de SiC vers le dissipateur thermique. Notons que la conductivité thermique dépendante de la température est introduite dans la simulation TLM-3D.

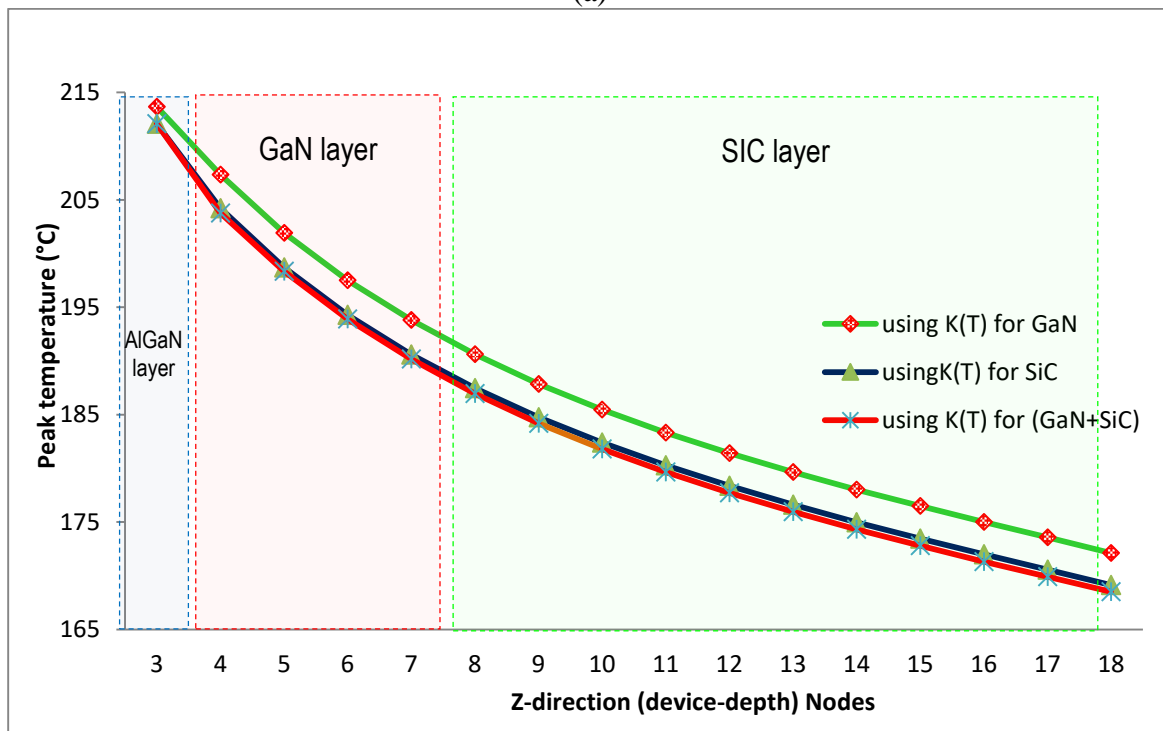
Les résultats de simulation obtenus en utilisant une conductivité thermique dépendant de la température pour GaN ne diffèrent que légèrement (moins de 5 ° C) des résultats obtenus en utilisant la conductivité thermique de GaN + SiC telle que mise en œuvre dans la présente étude. En conséquence, les conductivités thermiques des matériaux sont des paramètres clés du comportement du modèle thermique, et le gradient de température dans le SiC est principalement dirigé vers le radiateur.

D'autre part, l'introduction de la source de chaleur d'excitation à l'échelle nanométrique dans les simulations TLM a montré que la température du canal est beaucoup plus élevée par rapport aux résultats de la source de chaleur d'excitation à l'échelle micro. Ceci est dû au fait que la source de chaleur du point chaud à l'échelle nanométrique est considérée comme une source de chaleur à ondes pulsées, sous grille et décrite par un carré 50nm x 50nm et les impulsions en température se suivent si étroitement que la jonction AlGaIn / GaN ne peut pas se refroidir à sa température initiale pendant chaque cycle, ce qui s'ajoute à l'auto-échauffement induit par la diaphonie thermique entre les doigts individuels du composant. Ainsi, le comportement thermique des dispositifs à base d'AlGaIn/GaN dépend fortement de la valeur de la conductivité thermique des différents matériaux sur lesquels sont construites ses structures. Physiquement, la diffusivité seule n'est pas un paramètre entièrement valable pour sélectionner les matériaux. L'effet du produit ($\rho * Cp$) (la chaleur nécessaire pour augmenter la température d'un volume unitaire de matériau) a un effet significatif sur les profils thermiques dans les amplificateurs haute puissance miniaturisés. Ainsi, la chaleur générée par les sources

de chaleur est transmise au bord de l'interface AlGaIn/GaN par l'intermédiaire d'un épandage horizontal de chaleur et réduit la chaleur accumulée autour de la source de chaleur.



(a)



(b)

Fig.IV.9 - Simulation de diffusion de chaleur TLM à travers des couches de dispositif sous deux types de sources de chaleur d'excitation. **(a)** Nano scale hotspot; **(b)** Micro scale hotspot

La miniaturisation des amplificateurs haute puissance SSPA crée des problèmes de dissipation thermique. La simulation présente des défis particuliers en raison de la nécessité de la modélisation détaillée des appareils. La méthode TLM est un outil puissant pour analyser les effets thermiques et modéliser les problèmes de diffusion de la chaleur.

IV.6. Conclusion

Avec l'augmentation de la dissipation thermique dans les amplificateurs SSPA et la réduction des facteurs de forme globaux, l'étude thermique devient un élément de plus en plus important de la conception de produits électroniques. Les simulations tridimensionnelles utilisant la modélisation de ligne de transmission sont exposées et exécutées pour étudier l'auto-échauffement dans les dispositifs HEMT AlGaIn / GaN multi-doigts RF et fournissent des informations sur la distribution de température dans tout le dispositif. Son comportement thermique dépend fortement du matériau du substrat sur lequel les dispositifs sont cultivés. De plus, l'introduction d'une source de chaleur d'excitation à l'échelle nanométrique dans la simulation TLM a montré que la température du canal est beaucoup plus élevée que celle des résultats de la source de chaleur d'excitation à échelle micro. En effet, le comportement thermique des dispositifs basés sur AlGaIn / GaN dépend fortement de la valeur de la conductivité thermique des différents matériaux constituant ses structures. Mais la diffusivité seule n'est pas un paramètre entièrement valable pour sélectionner les matériaux. L'effet du produit $q * C_p$ (la chaleur nécessaire pour augmenter la température d'un volume unitaire de matériau) a un effet significatif sur les profils thermiques dans les amplificateurs haute puissance miniaturisés. Nous avons utilisé la mesure de spectroscopie Micro-Raman pour valider le modèle thermique TLM-3D. Un bon accord entre la méthode de mesure et les résultats de la simulation TLM est observé, avec un écart maximal entre eux d'environ 2,2%. Puisque la méthode TLM permet d'évaluer la température en tout point de la structure, cette technique numérique peut être un bon outil de conception alternative et semble efficace pour comprendre le comportement thermique et la gestion de chaque couche formant la structure du dispositif, même pour une géométrie complexe structure et maquillée avec beaucoup de matériaux différents. La méthode TLM est une nature explicite et inconditionnellement stable, avec une capacité de pas de temps variable et l'incorporation facile de paramètres non linéaires ainsi que de diverses conditions aux limites.

Bibliographie

- [IV.1] **Kuball, M.; Pomeroy, J.W.; Rajasingam, S.; Sarua, A.; Uren, M.J.; Martin, T.; Lell, A.; Harle, V.** High spatial resolution micro-Raman temperature measurements of nitride devices (FET and Light emitters). *Phys. Status Solidi* **2005**, *202*, 823–831, doi:10.1002/pssa.200461294.
- [IV.2] **Kuball, M.; Rajasingam, S.; Sarua, A.; Uren, M.J.; Martin, T.; Hughes, B.; Hilton, K.; Balmer, R.** Measurement of Temperature distribution in multifinger AlGaIn/GaN heterostructures field-effect transistors using micro-Raman spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **2003**, *82*, 124, doi:10.1063/1.1534935.
- [IV.3] **Simms, R.J.T.; Pomeroy, J.W.; Uren, M.J.; Martin, T.; Kuball, M.** Channel temperature determination in high-power AlGaIn/GaN HFETs using electrical methods and Raman spectroscopy. *IEEE Trans. Electron Devices* **2008**, *55*, 478–482, doi:10.1109/TED.2007.913005.
- [IV.4] **Belkacemi, K.; Hocine, R.** Efficient 3D-TLM Modeling and Simulation for the Thermal Management of Microwave AlGaIn/GaN HEMT Used in High Power Amplifiers SSPA. *J. Low Power Electron. Appl.* **2018**, *8*(3), 23; <https://doi.org/10.3390/jlpea8030023>.
- [IV.5] **Freeman, J.C.** Channel Temperature for Microwave AlGaIn/GaN on SiC and Sapphire MMICs in High Power High Efficiency SSPAs. NASA/TM-2004-212900; National Aeronautics and Space Administration, Glenn Research Center: Cleveland, OH, USA, **2013**.
- [IV.6] **Azarifar, M.; Donmezer, N.** A roadmap for building thermal models for AlGaIn/GaN HEMTs: Simplification and beyond. In Proceedings of the ASME 2016 Heat Transfer, Washington, DC, USA, 10–14 July **2016**; Paper No. HT2016-7383; pp. 1–7, doi:10.1115/HT2016-7383.
- [IV.7] **Zhang, G.; Feng, S.; Li, J.; Zhao, Y.; Guo, C.** Determination of channel temperature for AlGaIn/GaN HEMTs by high spectral resolution micro-Raman spectroscopy. *J. Semicond.* **2012**, *33*, doi:10.1088/1674-4926/33/4/04400.
- [IV.8] **Riedel, G.J.; Pomeroy, J.W.; Hilton, K.P.; Maclean, J.O.; Wallis, D.J.; Uren, M.J.; Martin, T.; Forsberg, U.; Lundskog, A.; Kakanakova-Georgieva, A.; et al.** Reducing Thermal Resistance of AlGaIn/GaN Electronic Devices Using Novel Nucleation Layers. *IEEE Electron Device Lett.* **2009**, *30*, 103–106, doi:10.1109/led.2008.2010340.
- [IV.9] **Riedel, G.J.; Pomeroy, J.W.; Hilton, K.P.; Maclean, J.O.; Wallis, D.J.; Uren, M.J.; Martin, T.; Kuball, M.** Nanosecond Timescale Thermal Dynamics of AlGaIn/GaN Electronic Device. *IEEE Electron Device Lett.* **2008**, *29*, 416–418, doi:10.1109/LED.2008.919779.

- [IV.10] **Nigam, A.; Bhat, T.N.; Rajamani, S.; Dolmanan, S.B.; Tripathy, S.; Kumar, M.** Effect of self-heating on electrical characteristics of AlGaIn/ GaN HEMT on Si (111) substrate. *AIP Adv.* **2017**, 7, 085015, doi:10.1063/1.4990868.
- [IV.11] **Weatherford, T.; Wang, Y.; Tracey, S.** TCAD analysis of self-heating in AlGaIn/GaN HEMTs under pulsed conditions. In Proceedings of the Integrated Reliability Workshop Final Report, S. Lake Tahoe, CA, USA, 18–22 October 2009; doi:10.1109/IRWS.2009.5383005.
- [IV.12] Thermal3D. Available online:
www.silvaco.co/products/vwf/atlas/thermal3d/thermal3d.html.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Le progrès en technologie s'accompagne d'une miniaturisation de plus en plus grande de composants électroniques. Il en découle une tension particulière aux problèmes de génération thermique interne qui peut avoir des conséquences considérables sur les propriétés électriques de ces derniers. La fiabilité du composant est intimement liée à la vitesse avec laquelle cette chaleur interne est dissipée. Cette vitesse est fonction de la nature physique du phénomène de diffusion, du choix du matériau, de sa géométrie.

La fiabilité des composants électroniques destinés aux applications spatiales est un point sensible du développement et donc de l'essor technologique des satellites. Du fait de leur mode de fonctionnement et de leur environnement, ces composants subissent des contraintes plus importantes que dans les applications industrielles conventionnelles. Il est donc important de connaître ces contraintes si l'on désire estimer leur durée de vie et ainsi fiabiliser le système dans son intégralité.

En effet, comprendre le processus d'échange et de diffusion de la chaleur est incontournable dans un grand nombre d'applications technologiques et couvre plusieurs applications tels les machines industrielles, la médecine, le spatiale, les circuits et équipements électroniques, etc.... Bien que ce problème est étudié depuis fort longtemps, trouver une technique ou un outil d'aide à la conception simple et efficace, est toujours d'actualité.

Tout composant semi-conducteur admet une température maximale de fonctionnement, appelée température maximale de jonction, dépendant du type de matériau utilisé et de la technologie de réalisation. Cette température maximale de jonction reste une donnée importante puisque c'est elle qui permet d'estimer le niveau de refroidissement nécessaire au bon fonctionnement du composant. De plus,

la prédiction de la fiabilité en fonction des profils de mission dès la phase de conception des systèmes est un avantage compétitif de tout premier plan car il permettra de retenir les architectures des systèmes répondant au mieux au besoin. Cela contribuera à garantir la maîtrise des nouvelles technologies introduites et de réaliser des produits innovants ayant un niveau de maturité suffisant en application industriels, spatiales etc...

Les évolutions récentes dans le domaine de l'électronique de puissance convergent vers l'augmentation de la densité de puissance et la réduction de volume des dispositifs électroniques. C'est dans cette perspective de développement que sont apparus les premiers convertisseurs intégrés, destinés à la moyenne puissance et notamment à la traction (voiture, tram...). Malheureusement, l'émergence de ces nouvelles structures, s'accompagne d'une augmentation des contraintes thermiques subies par les puces de silicium, du fait du rapprochement physique de ces dernières, de l'augmentation de la puissance et de l'environnement dans lequel évoluent ces structures. Dans le cas d'étude de fiabilité, basée sur les problèmes de fatigue thermique, il est important de pouvoir estimer la température dans les zones dites fragiles du composant. Dans le cas des modules de puissance, deux zones sensibles aux variations thermiques et par conséquent à l'origine de mécanismes de défaillances, peuvent être auscultées

Dans cette optique, nous avons engagé des travaux sur l'effet thermique des modules AlGaN/GaN HEMT comme modèles, pour cela connaître le principe physique et technologie de ces composants est très important pour prédire le comportement thermique et détecter les régions chaudes.

Dans ce mémoire, nous avons cité quelques méthodes pour la modélisation de l'effet thermique en s'intéressant à la méthode analytique et la méthode TLM. Nous avons montré qu'il existe une équivalence entre l'équation de diffusion et l'équation d'une ligne de transmission et que par conséquent il est possible de modéliser un phénomène de diffusion par la propagation d'une impulsion dans un réseau de lignes de transmission (nœuds).

Parmi les composants à hétérojonction, les modules GaN HEMT présentent des avantages très intéressants pour les applications hyperfréquences, par exemple pour la transmission rapide des données, les applications micro-ondes rapides en particulier son insertion en équipement spatiales (amplificateur de puissance HPA à base de GaN HEMT dans la conception SSPA). L'étude et analyse des phénomènes thermiques dans ce genre de transistors est primordiale pour assurer sa fiabilité.

L'application de la méthode TLM à la modélisation de la diffusion thermique, aussi bien pour le cas unidimensionnel que tridimensionnel, montrent que les résultats numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Les résultats montrent clairement que les dispositifs AlGaIn/GaN HEMT sont capables de quantité considérable d'auto-génération de chaleur qui doit être dissipée très rapidement pour réduire l'effet de couplage thermoélectronique et augmenter leur durée de vie. En outre, les résultats montrent que le substrat et la géométrie de l'espacement entre les doigts jouent un rôle important dans la dissipation de la chaleur générée par la présence de champs électriques intenses (plus de 10^5 V/cm) à certains endroits du composant comme la région active ou les rebords géométriques conduit à l'apparition de points chauds destructeurs.

La méthode TLM peut être un bon outil de simulation avant conception de dispositifs, car elle permet l'évaluation et la localisation de la température en tout point quelconque de la structure pour divers dispositifs. Ainsi, la modélisation de problèmes de diffusion de chaleur et l'analyse thermique est possible pour tout dispositif électronique avec une géométrie complexe, et fabriqués avec de nombreux matériaux différents.

PRODUCTIONS SCIENTIFIQUES

L'élaboration de cette thèse de Doctorat a fait plusieurs communications et publication comme suit:

I-ARTICLES PUBLIES

K. Belkacemi, R.Hocine, "Efficient 3D-TLM Modeling and Simulation for the Thermal Management of Microwave AlGa_N/Ga_N HEMT Used in High Power Amplifiers SSPA", Journal of Low Power Electronics and Applications MDPI. 2018, 8, 23. <http://www.mdpi.com/journal/jlpea>.
<https://doi.org/10.3390/jlpea8030023>.

II-COMMUNICATIONS NATIONALES ET INTERNATIONALES

1. R. Hocine, **K. Belkacemi**, D. Kheris « 3D-Analytical Method Analysis of Thermal Effect in Space Shaded Solar Panel », 9th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST), 2019, Istanbul, Turkey; June 2019. <https://ieeexplore.ieee.org/document/8767772>.
2. R. Hocine, **K. Belkacemi**, A. Amrani, « A Three-Dimensional TLM Simulation Method for Analysis of Thermal Effect in the Space Solar Panel », 7th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST), 2015, Istanbul, Turkey; June 2015. <https://ieeexplore.ieee.org/document/7208407>.
3. R. Hocine, A. Boukourt, **K. Belkacemi**, "3D TLM Formulation for Thermal Modelling of Metal Matrix Composite Materials for Space Electronics Systems", the 6th International Conference on "Recent Advances in Space Technologies-RAST2013, 12-14 June Istanbul, Turkey. <https://ieeexplore.ieee.org/document/6581254>.
4. R. Hocine, A. Boudghene Stambouli, A. Boukourt, **K. Belkacemi**, "Thermal Analysis for the IGBTs in Solar Inverter, The 2nd Algeria-Japan Academic Symposium, Advanced Sciences, May 17 the 2012, Oran.

5. R. Hocine, A. Saidane, **K. Belkacemi**, and Boukortt, "3D TLM Formulation for Thermal Modelling of Metal Matrix Composite Materials for Space Electronics Systems", 2th International conference on Electronics, Electrical AND Automatic, November 26-27, 2013, ENP, Oran, Algeria.
6. R. Hocine, A. Amrani, **K. Belkacemi**, " A Three-Dimensional TLM Simulation Method for Thermal Effect in PV-Solar Cells", World Academy of Science, Engineering and Technology International Journal of Electrical, Robotics, Electronics and Communications Engineering Vol:8 No:6, 2014 /publications/9998553.
7. R. Hocine, **K. Belkacemi**, A. Boukortt, " Thermal Management of Space Power Electronics using TLM-3D", World Academy of Science, Engineering and Technology Issue 67 July 2012 <http://www.waset.org/journals/waset/v67.php>.
8. R. Hocine, **K. Belkacemi** and A. Boukortt, " Thermal Management of Space Power Electronics Using TLM-3D Method", ICAMAME 2012: International Conference on Aerospace, Mechanical, Automotive and Materials Engineering, Paris France, 2012.

III- LABORATOIRE ET PROJETS DE RECHERCHE

Membre du projet PNR, intitulé : « **Management thermique des modules de puissances et fiabilité des circuits électroniques** », Sciences fondamentales, code projet : **U27/Av05** reconduit en 2011 par le laboratoire Elaboration et caractérisation physico mécanique et métallurgique des matériaux (ECP3M), Faculté des Sciences et Technologie Université Abdelhamid Ibn Badis de Mostaganem, reconduit en Période 2011-2013.