

UNIVERSITÉ DE LIMOGES
ÉCOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2006

Thèse N° 71-2006

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

présentée et soutenue par

Emmanuel GATARD

le 4 Décembre 2006

**Analyse des phénomènes physiques dans
les diodes p-i-n :
Contribution à la modélisation
électrothermique pour les applications de
puissance RF et hyperfréquences**

Thèse dirigée par Raphaël SOMMET, Philippe BOUYSSE
et Raymond QUÉRÉ

JURY :

Serge VERDEYME	Professeur, Université de Limoges	Président
Giovanni GHIONE	Professeur, Université de Turin	Rapporteur
Gilles DAMBRINE	Professeur, Université de Lille 1	Rapporteur
Clément TOLANT	Ingénieur, Thales Air Defence, Rouen	Examineur
Jean-Marc BUREAU	Ingénieur, Chelton Telecom and Microwave, Les Ulis	Examineur
Raymond QUÉRÉ	Professeur, Université de Limoges	Examineur
Philippe BOUYSSE	Maître de Conférences, Université de Limoges	Examineur
Raphaël SOMMET	Chargé de recherche CNRS, Université de Limoges	Examineur
Michel STANISLAWIAK	Ingénieur, Thales Air Defence, Rouen	Invité

“Ce n’est qu’en essayant continuellement que l’on finit par réussir.... En d’autres termes... Plus ça rate et plus on a de chances que ça marche...”

Les Shadoks

*A Véro,
A ma famille,
A mes amis et tous ceux qui me sont chers...*

Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le laboratoire XLIM, Unité Mixte de Recherche n°6172 du Centre National de la Recherche Scientifique, au sein de l'équipe C²S² : "Composants Circuits Signaux et Systèmes hautes fréquences" sur le site de l'IUT GEII de Brive. Je remercie Monsieur le Professeur P.Y. GUILLON, Directeur de XLIM de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur R. QUÉRÉ de m'avoir accueilli dans son équipe ainsi que d'avoir accepté d'encadrer ce travail au long de ces trois années.

J'exprime mes remerciements à Monsieur S. VERDEYME, Professeur à l'université de Limoges de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur G. GHIONE de l'université de Turin et Monsieur le Professeur G. DAMBRINE de l'université de Lille, qui ont accepté la responsabilité de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

Je témoigne ma reconnaissance à Monsieur J.-M. BUREAU, Responsable de la division "diodes" de Chelton Telecom and Microwave (Les Ulis), Monsieur C. TOLANT, Responsable des études amont à Thales Air Defence (Rouen) et Monsieur M. STANISLAWIAK, Ingénieur à Thales Air Defence (Rouen), d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.

J'adresse également mes plus sincères remerciements à Monsieur P. BOUYSSSE, Maître de conférences à l'université de Limoges, et Monsieur R. SOMMET, Chargé de Recherche CNRS qui m'ont encadré durant ces trois années de thèse. Je tiens à les remercier pour leur aide et leurs conseils qui m'ont été très précieux, mais aussi pour la confiance qu'ils m'ont témoignée tout au long de cette thèse.

Mes remerciements vont également à Mademoiselle H. BREUZARD, Secrétaire de l'équipe C²S² à Brive, pour sa disponibilité et sa gentillesse. J'associe à mes remerciements Madame M.-C. LEROUGE, Secrétaire de l'équipe C²S² à Limoges, pour son efficacité dans toutes les démarches administratives qu'elle a réalisées à Limoges.

Je remercie aussi vivement les équipes pédagogique et administrative de l'IUT GEII de Brive, qui ont su m'intégrer parmi elles.

Un grand merci à tous les thésards et ex-thésards de Brive pour ces instants aussi "chaleureux" qu'inoubliables que nous avons passé au long de ces trois années.

Pour terminer, je n'oublierai pas de remercier Véro ainsi que ma famille pour m'avoir soutenu et encouragé durant les moments difficiles. Encore merci.

Table des matières

Table des matières	1
Table des figures	5
Liste des tableaux	13
Introduction générale	15
Chapitre 1 : La diode p-i-n en hyperfréquence	19
1.1 Introduction	20
1.2 Les applications à diodes p-i-n en hyperfréquence	20
1.2.1 Les commutateurs	20
1.2.2 Les déphaseurs	24
1.2.3 Circuits d'atténuation et de limitation	26
1.2.4 Limitations principales des applications à diodes p-i-n	29
1.2.4.1 Les temps de commutations	29
1.2.4.2 Tenue en puissance des commutateurs	30
1.3 La diode p-i-n hyperfréquence	32
1.3.1 Généralités sur la fabrication des diodes p-i-n	32
1.3.2 Les protections périphériques	33
1.3.3 Aspect physique de la diode	34
1.4 Fonctionnement de la diode p-i-n : application de la physique des semiconducteurs	37
1.4.1 Régime inverse	38
1.4.2 Régime direct	41
1.4.3 Considérations grand signal	49
1.5 Les modèles existants de diodes p-i-n hyperfréquence	52
1.5.1 Modèle petit signal	52
1.5.2 Modèle grand signal	56
1.5.3 Modèle circuit de type SPICE	58
1.6 Gros plan sur les principales méthodes de modélisation des semiconducteurs de puissance	64
1.6.1 Modèle fonctionnel	64
1.6.2 Transformation	65
1.6.3 Modèle découpé ou par morceaux	66
1.6.4 Méthode par représentation directe de l'équation de diffusion	67
1.6.5 Solutions numériques	68
1.7 Conclusion	69
1.8 Bibliographie	70
Chapitre 2 : Analyse physique et modélisation électrique de la diode p-i-n	73
2.1 Introduction	74
2.2 Analyse des phénomènes physiques dans la diode p-i-n	74
2.2.1 La diode à l'équilibre thermodynamique	75
2.2.1.1 Profil de dopage	75
2.2.1.2 Potentiel et champ électrique	76

2.2.2	La diode p-i-n polarisée	79
2.2.2.1	Densités de porteurs dans la diode	80
2.2.2.2	Champ électrique et mobilités des porteurs en polarisation directe	81
2.2.2.3	Courants d'électrons et de trous dans la diode	82
2.2.2.4	Taux de recombinaisons et échauffement de la diode	85
2.2.3	Fonctionnement en commutation	86
2.3	Modélisation non-linéaire de la diode p-i-n dans un simulateur circuit	89
2.3.1	Modèle de la diode en polarisation directe	89
2.3.1.1	Implémentation des équations générales de la diode p-i-n dans un simulateur circuit	90
2.3.1.2	Simplification du modèle direct de la diode	94
2.3.2	Modèle de la diode en polarisation inverse	100
2.3.3	Unification des modèles direct et inverse : un modèle unique pour la diode p-i-n	103
2.3.4	Utilisation de l'approximation de Padé : définition d'un modèle temporel	106
2.3.5	Mise en équation de la dépendance en température du modèle électrique	108
2.3.6	Présentation et description du modèle circuit non-linéaire de la diode p-i-n	111
2.4	Validation du modèle non-linéaire de la diode p-i-n par la simulation physique	112
2.4.1	Validation statique : caractéristiques I-V	112
2.4.2	Validation en régime direct : impédance de la diode pour différents courants	115
2.4.3	Validation en régime inverse de la capacité de jonction	120
2.4.4	Validation de l'impédance en température	122
2.4.5	Validation du fonctionnement en commutation	123
2.5	Conclusion	125
2.6	Bibliographie	126

Chapitre 3 : Analyse et modélisation thermique non-linéaire de la diode 129

3.1	Introduction	130
3.2	Les effets thermiques	130
3.2.1	Les lois fondamentales du transfert de chaleur	130
3.2.1.1	Transfert de chaleur par conduction	131
3.2.1.2	Transfert de chaleur par convection	132
3.2.1.3	Transfert de chaleur par rayonnement	132
3.2.2	Équation de diffusion de la chaleur	134
3.3	Analyse thermique 3D éléments finis (EF) de la diode p-i-n	136
3.3.1	Analyse thermique de la diode seule	137
3.3.2	La diode dans son environnement de fonctionnement	141
3.4	Modélisation thermique non-linéaire de composants de puissance	146
3.4.1	Modèle thermique réduit	146
3.4.1.1	Techniques de réduction	146
3.4.1.2	Méthode de réduction des vecteurs de Ritz	147

3.4.2	Prise en compte du caractère non-linéaire des matériaux	155
3.4.2.1	La transformation de Kirchoff	156
3.4.2.2	Influence de la température de référence et de socle sur la précision du modèle	158
3.4.2.3	Implémentation du modèle non-linéaire	159
3.4.3	Amélioration de la précision du modèle dans le cas de matériaux fortement non-linéaires	162
3.5	Application à la modélisation thermique de la diode p-i-n	164
3.5.1	Modèle thermique réduit non-linéaire de la diode seule	164
3.5.2	Modèle thermique réduit non-linéaire de la diode sur son support de test	166
3.6	Couplage des modèles électrique et thermique dans un simulateur circuit .	169
3.7	Conclusion	170
3.8	Bibliographie	171

Chapitre 4 : Validation du modèle électrothermique de la diode p-i-n	173	
4.1	Introduction	174
4.2	Validations statique et petit signal du modèle non-linéaire de la diode p-i-n	174
4.2.1	Description des dispositifs de mesures	174
4.2.2	Validation des simulations physiques ISE par des mesures petit signal	176
4.2.3	Validation statique du modèle circuit : caractéristiques I-V	178
4.2.4	Validation petit signal dans la gamme 100Hz - 500MHz	180
4.2.5	Validation petit signal à hautes fréquences 500MHz - 20GHz	185
4.3	Validations en puissance du modèle électrothermique	186
4.3.1	Mesures temporelles basse fréquence	186
4.3.2	Validation du modèle en commutation	187
4.3.3	Caractérisation des diodes en puissance à 2GHz (Load-Pull)	189
4.3.4	Principe du banc de mesure LSNA	196
4.3.5	Mesures temporelles en puissance à 2GHz (LSNA)	197
4.3.6	Mesures d'intermodulations IM2 et IM3 autour de 2GHz (LSNA) .	200
4.4	Application à la modélisation d'un limiteur bande S existant	201
4.5	Étude de la portabilité du modèle vers des diodes p-i-n grand gap (SiC ou GaN)	206
4.6	Conclusion	207
4.7	Bibliographie	208

Conclusion Générale	211
--------------------------------------	------------

Annexes	215
Nomenclature	216
Publications et communications relatives à ce travail	218
Annexe 1 : Équation de diffusion ambipolaire	219
Annexe 2 : Amélioration du modèle petit signal de la diode p-i-n	221
Annexe 3 : Paramètres du modèle circuit pour les différentes diodes	228

Table des figures

1.1	Schéma du SPST série	21
1.2	Schéma du SPST parallèle	22
1.3	Isolation apportée par la diode dans un système 50Ω en fonction de la résistance de la diode	23
1.4	Pertes d'insertion de la diode dans un système 50Ω en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de C_T	24
1.5	Schéma du SPDT parallèle	24
1.6	Schéma de principe d'un déphaseur par commutation de lignes	25
1.7	Résistance HF de la diode en fonction du courant de polarisation	27
1.8	Schéma de principe d'un limiteur passif	27
1.9	Caractéristique en puissance d'un limiteur passif	28
1.10	Fonctionnement en impulsion d'un limiteur	29
1.11	Courant dans la diode lors de la phase de recouvrement	30
1.12	Évolution de la température de jonction dans une diode pour un fonctionnement en impulsions	32
1.13	Description de la structure d'une diode p-i-n	33
1.14	Allure du profil de dopage	33
1.15	Structure MESA [6]	34
1.16	Structure JTE [6]	34
1.17	Structure avec anneaux de garde (ADG) [6]	34
1.18	Tension de claquage en fonction du dopage et de l'épaisseur de la zone intrinsèque [7]	36
1.19	Zones déplétées dans la diode à l'équilibre thermodynamique et schéma équivalent correspondant	38
1.20	Zones déplétées dans la diode pour une tension inverse appliquée supérieure à la tension de perçage et schéma équivalent correspondant	39
1.21	Représentation de la capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée et de la fréquence de mesure	41
1.22	Comparaison des caractéristiques I-V des diodes schottky, p-n et p-i-n	42
1.23	Épaisseur de la zone intrinsèque en fonction du temps de transit pour une diode p-i-n silicium à 300K	43
1.24	Distribution des porteurs dans la zone intrinsèque en régime établi et pour les fréquences RF	46
1.25	Comparaison des courants de polarisation et du signal HF grand signal en fonctionnement direct	50
1.26	Étude des tensions de polarisation entre un signal BF et HF de grande amplitude en fonctionnement inverse	51
1.27	Partie réelle de l'impédance totale de la diode en fonction du ratio $\frac{W}{L_a}$ et de la fréquence	55
1.28	Partie imaginaire de l'impédance totale de la diode en fonction du ratio $\frac{W}{L_a}$ et de la fréquence	56
1.29	Points d'interception d'ordre 2 et 3 mesurés et calculés [27]	58
1.30	Représentation de la fonction de transfert d'une jonction sous la forme d'un réseau de Cauer [14]	60
1.31	Schéma équivalent du modèle dans un simulateur circuit [14]	61

1.32	Schéma équivalent du modèle avec prise en compte des courants de recombinaison dans les émetteurs [14]	63
1.33	Comparaison de la durée de vie effective mesurée et simulée en fonction du courant de polarisation [31]	63
1.34	Caractéristique en puissance simulée d'un limiteur à deux diodes [33] . . .	64
1.35	Représentation temporelle de la solution de l'équation de diffusion par la méthode de la transformée de Laplace [14]	66
1.36	Représentation spatiale de la solution de l'équation de diffusion par la méthode de la transformée de Fourier spatiale [16]	67
1.37	Principe de la méthode de découpage par morceaux appliqué à la diode p-i-n [15]	67
1.38	Représentation circuit de la diffusion de porteurs dans la base de la diode p-i-n [19]	68
2.1	Profil de dopage dans le simulateur ISE pour une diode avec une zone I de $5\mu m$	76
2.2	Champ électrique dans une diode de $5\mu m$ en l'absence de polarisation . . .	77
2.3	Champ électrique dans une diode de $100\mu m$ en l'absence de polarisation . .	77
2.4	Potentiel électrostatique dans une diode de $5\mu m$ en l'absence de polarisation	78
2.5	Densités de porteurs dans une diode mince ($5\mu m$) en forte injection	80
2.6	Densités de porteurs dans une diode épaisse ($100\mu m$) en forte injection . .	81
2.7	Champ électrique dans la diode épaisse ($100\mu m$) en régime de forte injection	82
2.8	Mobilités des porteurs dans la diode épaisse ($100\mu m$) en régime de forte injection	82
2.9	Densités de courants dans une diode mince ($5\mu m$) en régime de forte injection	83
2.10	Densités de courants dans une diode épaisse ($100\mu m$) en régime de forte injection	84
2.11	Densités de courants dans une diode très épaisse ($200\mu m$) en régime de forte injection	84
2.12	Taux de recombinaisons SRH dans une diode de $100\mu m$ en régime de forte injection	85
2.13	Cartographie de la température dans une diode de $5\mu m$ soumise à un fort courant direct	86
2.14	Tension et courant aux bornes de la diode de $5\mu m$ lorsqu'une impulsion est appliquée	87
2.15	Densités de porteurs dans la diode de $5\mu m$ à différents instants pendant la phase de retour à l'équilibre de la diode	87
2.16	Champ électrique dans la diode de $5\mu m$ à différents instants pendant l'évacuation des charges stockées	88
2.17	Représentation symbolique des densités de porteurs dans une diode p-i-n en polarisation directe	89
2.18	Schéma équivalent du modèle direct de la diode p-i-n dérivé à partir des équations générales de la diode	93
2.19	Schéma équivalent représentant le modèle de l'impédance de la zone intrinsèque	99
2.20	Schéma équivalent du modèle inverse	103
2.21	Comparaison des modèles direct et inverse	104
2.22	Schéma équivalent du modèle complet : modèles direct et inverse	106

2.23	Approximation de la fonction $\tanh(x)$ par l'approximation de Padé	107
2.24	Structure en échelle de Cauet	108
2.25	Représentation de la fonction de dépendance en fréquence par un réseau de Cauet	108
2.26	Paramètres d'entrée du modèle circuit ADS	112
2.27	Modèle circuit non-linéaire de la diode p-i-n dans le simulateur ADS	113
2.28	Modèle inverse de la diode dans le simulateur ADS	114
2.29	Fonction de dépendance en fréquence du courant de la jonction	114
2.30	Modèle d'avalanche de la diode	114
2.31	Simulations ADS et ISE des caractéristiques I-V à 300K, 350K et 400K . .	115
2.32	Schéma équivalent de la diode en mesure pour un fonctionnement en régime direct	116
2.33	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode ainsi que la résistance et la capacité équivalente de la diode pour un courant de $2.5\mu\text{A}$	117
2.34	Impédance de la diode sur l'abaque de Smith pour un courant de $2.5\mu\text{A}$. .	117
2.35	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode ainsi que la résistance et la capacité équivalente de la diode pour un courant de 28mA	118
2.36	Capacité parallèle équivalente de la diode en fonction de la tension de polarisation	119
2.37	Résistance parallèle équivalente de la diode en fonction de la tension de polarisation	120
2.38	Capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée pour une diode de $5\mu\text{m}$ de zone I	120
2.39	Capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée pour une diode de $100\mu\text{m}$ de zone I	121
2.40	Capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée pour une diode de $200\mu\text{m}$ de zone I	122
2.41	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode pour une tension de 0.8V à 350K	122
2.42	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode pour une tension de 0.8V à 400K	123
2.43	Simulations ADS et ISE de la diode en commutation à 300K	124
2.44	Simulations ADS et ISE de la diode en commutation à 450K	124
3.1	Subdivisions du spectre électromagnétique	133
3.2	Bilan énergétique au sein d'un volume élémentaire	135
3.3	Structures ANSYS des diodes p-i-n EH60034 (zone I de $2.2\mu\text{m}$) et EH50254 (zone I de $21\mu\text{m}$)	138
3.4	Exemple de maillage appliqué à la diode p-i-n pour des simulations éléments finis	138
3.5	Conductivité thermique du GaAs et du Si en fonction de la température .	139
3.6	Simulations éléments finis non-linéaires de la diode EH60034 ($2.2\mu\text{m}$) pour une puissance dissipée de 1W	140
3.7	Photographie de la diode montée sur son support de test	142
3.8	Description de la diode sur son support de test : vue d'ensemble	142
3.9	Description de la diode sur son support de test : vue précise du montage de la diode	143

3.10	Simulation non-linéaire de la diode EH622 ($5\mu m$) dans son environnement de fonctionnement pour une puissance dissipée de 1W	144
3.11	Simulation non-linéaire de la diode EH622 ($5\mu m$) dans son environnement de fonctionnement pour une puissance dissipée dans la diode de 1W et de 160mW dans le fil	145
3.12	Mise en évidence de l'impact des fils sur le comportement de la diode : la puissance dissipée dans la diode est de 2.7W et de 0.45W dans le fil	145
3.13	Évolution de la précision de la réponse temporelle de la température en fonction de l'ordre m	149
3.14	Schéma équivalent de l'impédance thermique	152
3.15	Circuit SPICE décrivant une matrice impédance thermique à deux accès .	154
3.16	Effet de la dépendance de la conductivité thermique avec la température sur la réponse thermique	155
3.17	Structure homogène "idéale" soumise à une source de chaleur et fixée à un dissipateur thermique maintenant une température fixe (T_0) à l'interface .	157
3.18	Comparaison entre simulations linéaires ANSYS et l'interpolation linéaire de deux modèles réduits	159
3.19	Modèle réduit non-linéaire équivalent	160
3.20	Descriptif de la mise en application de l'interpolation linéaire et de la transformée de Kirchhoff inverse dans le logiciel ADS	161
3.21	Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire pour une structure homogène GaAs	162
3.22	Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d'une diode seule	165
3.23	Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d'une diode seule	167
3.24	Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d'une diode sur son support de test	168
3.25	Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d'une diode sur son support de test	169
3.26	Schéma explicatif du couplage du couplage des modèles électrique et thermique	170
4.1	Banc de mesures I-V et paramètres [S] en mode impulsionnel	175
4.2	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode EH622 pour un courant de $0.1\mu A$	177
4.3	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode EH622 pour un courant de $1.1\mu A$	177
4.4	Mesures et simulations de caractéristique I-V de la diode de $5\mu m$ de zone I	179
4.5	Mesures et simulations de caractéristique I-V de la diode de $150\mu m$ de zone I	179
4.6	Schéma équivalent de la diode en mesure pour un fonctionnement en régime direct	181
4.7	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $5\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $200\mu A$	182
4.8	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $5\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $3.2mA$	182
4.9	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $52\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $240\mu A$	183

4.10	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $150\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $16\mu A$	184
4.11	Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $150\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $3.5mA$	184
4.12	Durée de vie effective des porteurs dans la diode de $5\mu m$ en fonction du courant de polarisation	185
4.13	Impédance de la diode de $5\mu m$ dans la gamme de fréquences 500MHz - 20GHz pour des courants de $2\mu A$ et $42mA$	186
4.14	Tensions et courants mesurés et simulés dans la diode de $52\mu m$ pour une fréquence de 50kHz	187
4.15	Tensions et courants mesurés et simulés dans la diode de $52\mu m$ pour une fréquence de 5MHz	188
4.16	Mesure et simulation du temps de recouvrement dans la diode de $52\mu m$ pour une tension inverse de 0V	188
4.17	Mesure et simulation du temps de recouvrement dans la diode de $52\mu m$ pour une tension inverse de -10V	189
4.18	Mesure et simulation du temps de recouvrement dans la diode de $150\mu m$ pour une tension inverse de 0V	189
4.19	Description du banc de mesure en puissance "load-pull"	190
4.20	Montage de la diode pour les mesures en puissance	191
4.21	Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $2.2\mu m$ en auto-polarisation	192
4.22	Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $5\mu m$ en auto-polarisation	192
4.23	Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $5\mu m$ pour un courant de polarisation de 10mA	193
4.24	Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $21\mu m$ en auto-polarisation	193
4.25	Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $21\mu m$ pour un courant de polarisation de 10mA	194
4.26	Impédance d'entrée à $f_0 = 2GHz$ de la diode de $5\mu m$ en fonction de la puissance de source	195
4.27	Courant d'auto-polarisation dans la diode de $5\mu m$ pendant l'impulsion RF pour une puissance de 43dBm	196
4.28	Température simulée dans la diode de $5\mu m$ pendant les impulsions RF pour une puissance de 43dBm	197
4.29	Tensions et courants dans la diode de $5\mu m$ à 2GHz pour une puissance de 23dBm	198
4.30	Tensions et courants dans la diode de $5\mu m$ à 2GHz pour une puissance de 38dBm	199
4.31	Tensions et courants dans la diode de $5\mu m$ à 2GHz pour une puissance de 38dBm et un courant de polarisation de 10mA	199
4.32	IM2 et IM3 autour de 2GHz pour un Δf de 100kHz dans le cas de la diode de $5\mu m$ en auto-polarisation	201
4.33	Schéma de principe du limiteur bande S	202
4.34	Photographie du circuit du limiteur bande S	203

4.35	Caractéristique en puissance mesurée et simulée du limiteur pour la fréquence basse de la bande de fonctionnement	204
4.36	Isolation apportée par le limiteur en fonction de la puissance de source pour la fréquence basse de la bande de fonctionnement	204
4.37	Caractéristique en puissance mesurée et simulée du limiteur pour la fréquence haute de la bande de fonctionnement	205
4.38	Isolation apportée par le limiteur en fonction de la puissance de source pour la fréquence haute de la bande de fonctionnement	205
4.39	Spectre de puissance en sortie du limiteur pour une puissance incidente de 39.6dBm	206

Liste des tableaux

1.1	Comparaison de la charge stockée par le signal DC et HF	50
3.1	Exemples de coefficient de convection	132
3.2	Caractéristiques thermiques des matériaux	137
3.3	Paramètres pour modéliser la dépendance en température de $\kappa(T)$	139
3.4	Résistances thermiques de la diode EH60034	141
3.5	Caractéristiques thermiques des matériaux	143
4.1	Paramètres d'entrée du modèle circuit ADS pour les diodes de $5\mu m$, $52\mu m$ et $150\mu m$	181
4.2	Paramètres d'entrée du modèle circuit ADS pour les diodes de $2.2\mu m$, $5\mu m$ et $21\mu m$	191

Introduction générale

Depuis de nombreuses décennies, la diode p-i-n est un composant incontournable et largement utilisé dans les circuits radiofréquences et hyperfréquences tels que les commutateurs, les atténuateurs, les modulateurs, les limiteurs, les déphaseurs de puissance... au sein des systèmes de communication sans fils, dans les radars, dans les systèmes d'imagerie médicale... Dans les systèmes radars modernes notamment, elle est utilisée pour la protection des chaînes de réception ou dans les antennes actives à pointage électronique.

Afin de répondre au besoin de détection de nouvelles menaces, notamment celles correspondant aux missiles balistiques, les radars actuels et futurs devront émettre des puissances plus importantes pendant des impulsions de temps plus longues. Cette exigence se traduit par des puissances émises de l'ordre de quelques kilowatts associées à des largeurs d'impulsions pouvant atteindre plusieurs centaines de microsecondes. Face à cette augmentation croissante de puissance, les circuits à diodes p-i-n tiennent un rôle clé dans les applications modernes car elles conditionnent en partie les performances des chaînes d'émission et de réception. Pour répondre à ces nouveaux besoins, les concepteurs de circuits à diodes p-i-n sont amenés à faire appel à de nouvelles méthodes de développement des circuits.

A ce jour, la conception des circuits s'effectue itérativement suivant bons nombres de phases de conception, de prototypage et de caractérisations. En effet, les modèles de diodes p-i-n hyperfréquence disponibles dans les simulateurs circuits commerciaux sont généralement des modèles linéaires qui ne considèrent la diode que suivant deux états : passant ou bloqué. En réalité, la diode p-i-n est un composant aux effets multiples avec un comportement non quasi-stationnaire dont les caractéristiques sont liées au courant et à la fréquence d'utilisation. D'autre part, la tenue en puissance des circuits à diodes p-i-n, leur fiabilité ainsi que leurs performances sont fortement dépendantes de la température de fonctionnement du composant.

La littérature ne propose à l'heure actuelle que peu de modèles de diodes p-i-n pour les hyperfréquences répondant à toutes ces contraintes. Ces modèles traitent généralement d'une condition particulière de fonctionnement de la diode et le plus souvent négligent l'impact de la température sur les caractéristiques électriques du composant.

De ce constat, il apparaît essentiel de développer un modèle électrothermique plus généraliste de la diode p-i-n hyperfréquence applicable à toutes les conditions de puissances et de fréquences de fonctionnement mais prenant également en compte les effets thermiques.

Dans une première partie, nous mettrons donc en relief la problématique de la diode p-i-n dans les circuits modernes. Une étude bibliographique permettra une synthèse de l'état de l'art des différents modèles et méthodes de modélisation de composants de puissance existants.

La seconde partie sera consacrée à une analyse fine des phénomènes physiques dans la diode permettant la mise en équation de son fonctionnement. Un modèle électrique non-linéaire performant à même de représenter la majorité des phénomènes physiques recensés tout en respectant les contraintes de la CAO des circuits (implémentation dans un simulateur, précision, convergence,...) sera développé.

Une troisième partie traitera l'analyse thermique de la diode seule et dans son environnement de fonctionnement. Nous examinerons notamment comment une méthode de modélisation thermique non-linéaire a été développée et validée par des simulations thermiques éléments finis.

La dernière partie de notre travail sera dédiée à la validation expérimentale du modèle électrothermique. En effet, à partir d'une importante campagne de caractérisation effectuée dans différentes conditions de fonctionnement et sur différents types de diodes, des comparaisons entre les simulations circuits du modèle et les mesures seront présentées. Enfin, le modèle sera mis à profit pour la rétro-simulation des performances d'un limiteur forte puissance en bande S.

Chapitre 1 :

La diode p-i-n en hyperfréquence

1.1 Introduction

La diode p-i-n est utilisée dans un grand nombre d'applications allant de la bande UHF aux fréquences micro-ondes. Elle fonctionne comme résistance variable aux fréquences RF et micro-ondes en étant contrôlée principalement par son courant de polarisation directe. Dans les applications de commutation et d'atténuation, la diode doit idéalement piloter le niveau du signal RF sans introduire de distorsions qui changeraient la forme du signal. Une autre caractéristique importante de la diode p-i-n repose sur sa capacité à contrôler un signal RF de grande amplitude avec seulement un très faible niveau d'excitation DC.

Ce chapitre vise tout d'abord à étudier les différentes applications de la diode p-i-n en hyperfréquence et à fournir des notions essentielles sur les règles de fabrication de ces diodes. Par la suite, son fonctionnement interne sera détaillé afin de mieux comprendre son comportement qui en fait une diode au caractère particulier. Un passage en revue des modèles existants et des différentes méthodes de modélisation des semiconducteurs de puissance permettra d'aborder plus en détails, la problématique liée à la modélisation de ce composant.

1.2 Les applications à diodes p-i-n en hyperfréquence

La diode p-i-n est très utilisée en hyperfréquence dans les applications de commutation. Elle permet d'obtenir de bons court-circuits inférieurs à l'ohm sous de très fortes puissances mais également de bons circuits ouverts. Dans les radars modernes et dans toutes les applications de puissance, la diode p-i-n est très largement utilisée. Les radars par exemple utilisent des quantités importantes de déphaseurs pour effectuer la fonction de pointage électronique, ces déphaseurs sont basés sur des diodes p-i-n. D'autre part, la diode p-i-n est utilisée également pour la fonction de limitation de puissance afin notamment de protéger les chaînes de réception des TR modules dans les systèmes radars. Pour cette fonction, la diode est utilisée en résistance variable plutôt qu'en court circuit ou circuit ouvert.

1.2.1 Les commutateurs

Il existe deux grandes catégories de commutateurs, les commutateurs mécaniques et les commutateurs à base de semiconducteurs. Les commutateurs mécaniques sont lents, lourds et encombrants, mais ne consomment pas d'énergie dans les phases de repos. Ils se présentent sous la forme de guide d'ondes et fonctionnent en général jusqu'à 40GHz. Dans ce genre de dispositifs, les pertes d'insertion sont exceptionnellement basses (≈ 0.4 dB) et l'isolation très élevée (≈ 60 dB). Toutefois, en plus de leur grande taille et de leur

ponds conséquent, ils ont l'inconvénient de commuter très lentement (quelques dizaines de ms) et de se détériorer au cours du temps après environ un million de cycles. C'est pourquoi, aujourd'hui les commutateurs à base de semiconducteurs sont plus souvent utilisés. Ils présentent l'avantage d'être moins volumineux, moins chers, de commuter plus vite et d'être plus fiables dans le temps. Trois dispositifs sont couramment utilisés en commutation micro-ondes : les MEMS, les transistors à effet de champ (FET) et les diodes p-i-n. Le MEMS est un dispositif à la frontière du composant mécanique et du semiconducteur. Il consomme peu et n'introduit pas de distorsion [1]. Très peu coûteux et pouvant travailler dans toutes les gammes de fréquences, il est néanmoins fragile et commute lentement. On utilise aujourd'hui plus largement des dispositifs plus fiables comme les diodes p-i-n et les FET qui se modélisent très simplement au premier ordre comme des résistances à l'état passant et des capacités à l'état bloqué.

Toutefois, même si ces deux dispositifs permettent de très bonnes performances en termes d'isolation, d'insertion et de rapidité de commutation, la différence entre les deux se fait surtout au niveau de la puissance supportée. En effet, la diode p-i-n même si elle consomme plus que le FET, peut commuter une puissance bien supérieure.

Pour optimiser les performances des commutateurs en insertion ou en isolation, dans une gamme de fréquences plus ou moins grande, on utilise une ou plusieurs diodes p-i-n. Nous présenterons plusieurs types de commutateurs, à une et deux diodes : à une diode les SPST (Single Pole Single Throw) permettent de transmettre ou de bloquer le signal micro-onde, et à deux diodes : les SPDT (Single Pole Double Throw) permettent d'aiguiller le signal vers différentes voies. [2]

- *Le SPST série*

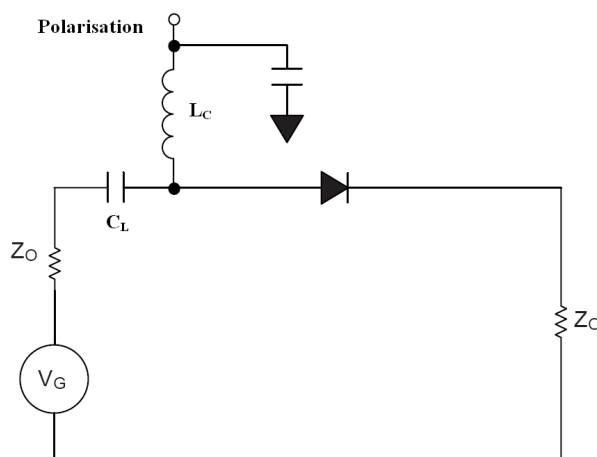


FIG. 1.1 – Schéma du SPST série

Lorsque la tension est positive, la diode est passante. Le signal micro-ondes sortant du

générateur V_G se propage jusque dans la charge Z_0 . Les pertes d'insertion I_L dépendent de la résistance R_S présentée par la diode. Plus la résistance R_S est faible, plus les pertes sont réduites. Les pertes d'insertion sont calculées de la manière suivante :

$$I_L = 20 \log \left(1 + \frac{R_S}{2Z_0} \right) \quad (1.1)$$

Dans le cas inverse, lorsque la tension de commande est négative, la diode est bloquée et se conduit comme une capacité C_T . L'isolation dans ce cas dépend de la valeur de C_T . Plus la capacité est petite, plus l'isolation est grande.

$$ISO = 10 \log \left(1 + \frac{1}{(4\pi f C_T Z_0)^2} \right) \quad (1.2)$$

Z_0 représente l'impédance de charges et des lignes du système.

- *Le SPST parallèle*

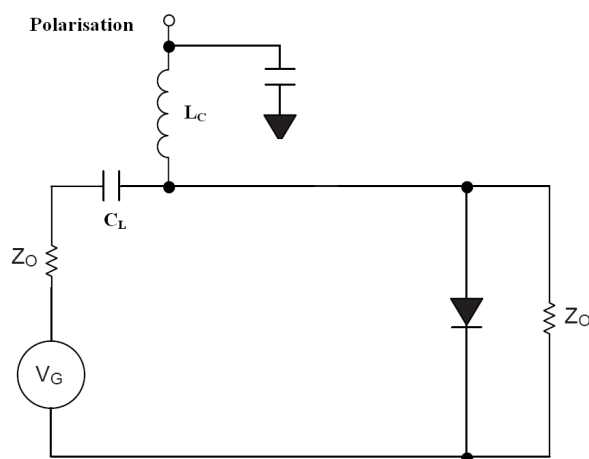


FIG. 1.2 – Schéma du SPST parallèle

L'isolation est en général plus faible que dans le cas du SPST série. En revanche, l'intérêt de ce circuit vient du fait que les pertes d'insertion sont moindres et d'une meilleure tenue en puissance vis à vis du montage série. Dans le montage parallèle, il est facile de connecter un refroidisseur à une des électrodes.

A l'inverse du SPST série, l'isolation dépend de la résistance de la diode et des pertes d'insertions de sa capacité. En effet, lorsque la tension de polarisation est positive, la diode est passante, et donc la résistance de la diode devient bien plus faible que la résistance de charge en sortie du circuit. Celle-ci est alors court-circuitée et ainsi le signal d'entrée ne peut pas parvenir jusqu'à la charge. Plus la résistance de la diode sera faible, plus

l'isolation sera grande. Dans le cas du SPST parallèle, la formule de l'isolation s'écrit :

$$ISO = 20 \log \left(1 + \frac{Z_0}{2R_S} \right) \quad (1.3)$$

La figure 1.3 montre l'importance d'avoir une diode avec une résistance la plus faible possible. La résistance minimum de la diode est limitée par la technologie et les contraintes de puissances liées à l'application. Aussi, une alternative permettant d'augmenter l'isolation du circuit consiste à placer plusieurs diodes en parallèles pour diminuer la résistance équivalente mais également améliorer la tenue en puissance.

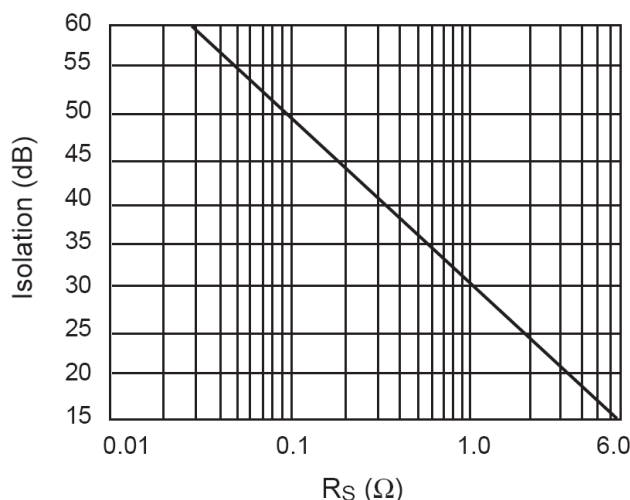


FIG. 1.3 – Isolation apportée par la diode dans un système 50Ω en fonction de la résistance de la diode

A l'inverse, lorsque la tension de polarisation est négative, la diode est bloquée, elle est équivalente à une capacité C_T . Plus cette capacité est faible, plus le signal de sortie est fidèle au signal d'entrée (figure 1.4). Le calcul des pertes d'insertion s'effectue de la manière suivante :

$$I_L = 10 \log \left(1 + (\pi f C_T Z_0)^2 \right) \quad (1.4)$$

- *Le SPDT parallèle*

Les SPDT sont utilisés pour aiguiller le signal vers une voie ou l'autre. Pour cela, ils utilisent deux diodes connectées en série ou en parallèle. Ces dispositifs sont, par la nature même de leur fonctionnement, bande étroite. Nous nous intéresserons ici au cas du SPDT parallèle car il s'agit du montage le plus utilisé pour des applications de fortes puissances. Chacune des diodes est disposée au niveau des voies de transmission à une distance de $\lambda/4$ de l'entrée du circuit (figure 1.5). Si une diode est passante l'autre doit être bloquée, et inversement, afin d'aiguiller le signal vers l'une ou l'autre des voies. Lorsqu'une diode conduit, son impédance est proche du court-circuit et donc l'impédance ramenée à l'entrée

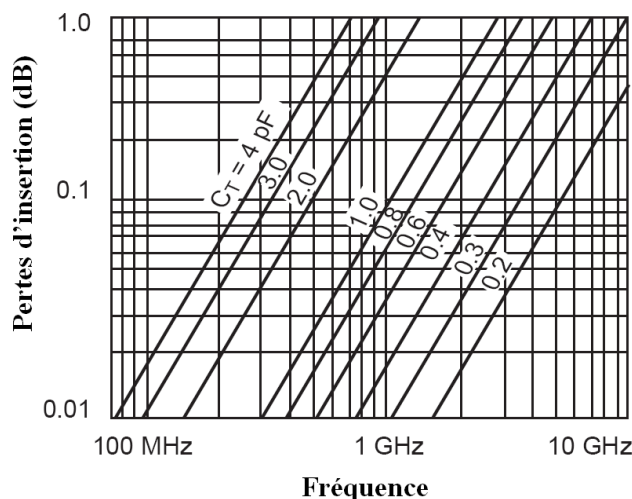


FIG. 1.4 – Pertes d’insertion de la diode dans un système 50Ω en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de C_T

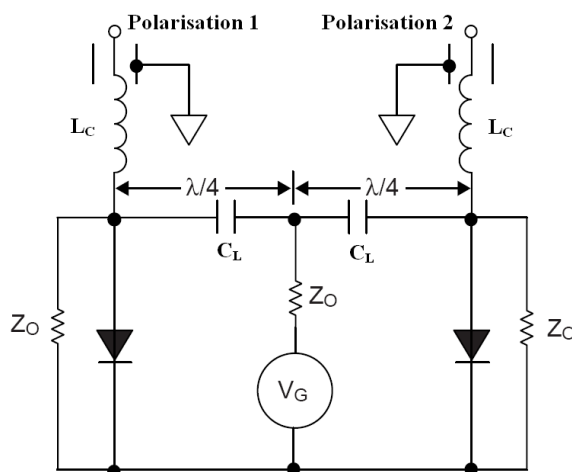


FIG. 1.5 – Schéma du SPDT parallèle

du montage via le $\lambda/4$ sera un circuit ouvert pour ne pas perturber la transmission du signal sur l’autre voie. Sur cette autre voie, la diode est bloquée et le signal micro-onde est alors transmis sur cette voie avec peu de pertes d’insertion.

1.2.2 Les déphaseurs

Les déphaseurs à diodes p-i-n occupent une place de choix dans les applications hyperfréquences et notamment dans les applications radars pour le pointage électronique. Elles sont utilisées pour leur très bonne tenue en puissance et leur faible coût. Il existe différentes familles de déphaseurs : les déphaseurs par commutation de lignes, par lignes chargées et ceux fonctionnant par réflexion [2]. Nous allons nous intéresser au déphaseur par commutation de lignes. L’action de ces déphaseurs est basée sur le même principe

que les commutateurs étudiés précédemment. Le principe consiste à commuter à l'aide de diodes p-i-n, des lignes de transmission de longueurs différentes. Ce déphaseur contient 4 diodes commandées par paires. La figure 1.6 donne une représentation schématique afin de mieux comprendre son fonctionnement. Les lignes d'entrée et de sortie sont reliées par

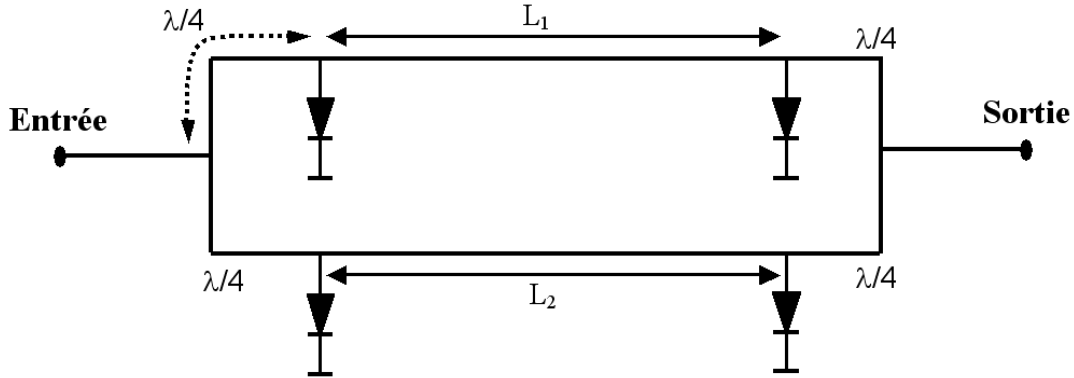


FIG. 1.6 – Schéma de principe d'un déphaseur par commutation de lignes

deux voies, comportant chacune, deux diodes p-i-n identiques, placées à un quart d'onde respectivement de l'entrée et de la sortie. Les deux voies ne diffèrent que par les distances L_1 et L_2 séparant les diodes et par l'état de celles-ci. Les deux diodes d'une même voie sont commandées simultanément, mais lorsque la paire d'une voie conduit, la paire de l'autre est bloquée et vice-versa.

Quand les diodes de la voie L_1 conduisent, elles se comportent comme des courts circuits et ramènent ainsi, à l'entrée et à la sortie, des circuits ouverts, via les deux quart d'onde. La voie est alors découplée de l'entrée et de la sortie. Par contre, la voie L_2 , dont les diodes sont bloquées, se présente comme une ligne adaptée et transmet toute l'énergie incidente (aux pertes d'insertion près) avec un déphasage :

$$\phi_2 = \pi + \frac{2\pi L_2}{\lambda} + 2\phi_0 \quad (1.5)$$

où ϕ_0 est le déphasage induit par une diode à la fréquence de fonctionnement et π le déphasage des deux quarts d'onde.

Quand les diodes de la voie L_1 sont bloquées, c'est cette dernière qui transmet toute l'énergie de l'entrée vers la sortie avec un déphasage :

$$\phi_1 = \pi + \frac{2\pi L_1}{\lambda} + 2\phi_0 \quad (1.6)$$

Le déphasage $\Delta\phi$ résultant de la commutation des deux lignes est donc :

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{2\pi(L_1 - L_2)}{\lambda} \quad (1.7)$$

Le déphasage relatif obtenu ne dépend que de la différence de longueur entre les deux voies. Ce principe peut être généralisé à une multitude de lignes de longueurs différentes afin de pouvoir choisir les déphasages requis pour l'application avec précision.

1.2.3 Circuits d'atténuation et de limitation

- *Les atténuateurs*

Les circuits d'atténuation à diode p-i-n sont largement utilisés dans les applications de contrôle automatique de gain (AGC) et de contrôle de puissance. Les atténuateurs à diodes p-i-n peuvent prendre plusieurs formes : d'une simple diode montée en série ou en parallèle, agissant comme un dispositif à pertes par réflexion, jusqu'à des structures plus complexes qui maintiennent une impédance d'entrée adaptée sur une large gamme d'atténuation.

Dans les applications d'atténuation, la résistance HF de la diode n'est pas seulement exploitée aux deux valeurs extrêmes (maximum et minimum), comme dans les commutateurs, mais aussi pour une infinité de valeurs dans cette plage [2]. La résistance RF d'une diode p-i-n polarisée en direct par un courant I_0 dépend de l'épaisseur de la zone intrinsèque (W), de la mobilité des électrons et des trous (μ), ainsi que de la durée de vie des porteurs (τ_a). Elle peut s'exprimer comme suit [3] :

$$R_{HF} = \frac{W^2}{2\mu I_0 \tau_a} \quad (1.8)$$

Pour une diode p-i-n silicium avec une zone intrinsèque d'épaisseur $250\mu m$ et une durée de vie de $4\mu s$, la figure 1.7 montre la variation de la résistance en fonction du courant de polarisation.

Pour des applications d'atténuation, les concepteurs sont souvent intéressés par la plage de variation de la résistance qui définit la dynamique d'utilisation de l'atténuateur. Les atténuateurs à diodes p-i-n présentent davantage de distorsion que les commutateurs car ils opèrent souvent à de faibles courants de polarisation et à donc de faibles valeurs de charge stockée. Une diode avec une zone intrinsèque mince fonctionnera à des courants de polarisation plus faibles qu'une diode épaisse mais générera moins de distorsions (ce point sera détaillé par la suite).

- *Les limiteurs*

Il est souvent nécessaire de limiter l'amplitude d'un signal RF ou micro-onde en dessous d'un seuil bien défini. Certaines propriétés de la diode p-i-n sont idéales pour

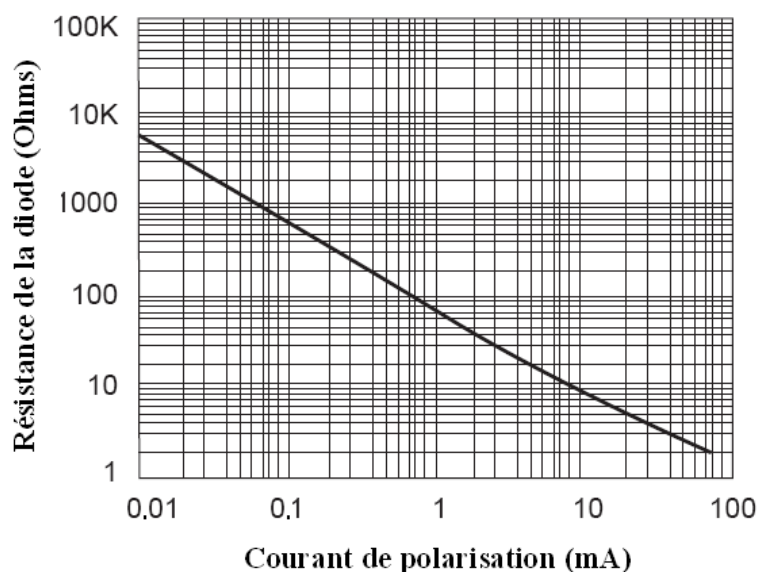


FIG. 1.7 – Résistance HF de la diode en fonction du courant de polarisation

effectuer cette fonction de limitation. Lorsqu'une diode p-i-n est spécifiquement conçue pour des applications de limitations, elle est appelée diode de limitation. Celles-ci sont communément utilisées pour la protection de composants sensibles sur les chaînes de réception comme les amplificateurs faible bruit (LNA) et les mélangeurs par exemple. La fonction d'un limiteur peut facilement s'illustrer par le tracé de la caractéristique en puissance, c'est-à-dire le tracé de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée. Dans le cas d'un limiteur idéal, en dessous d'une puissance de seuil en entrée,

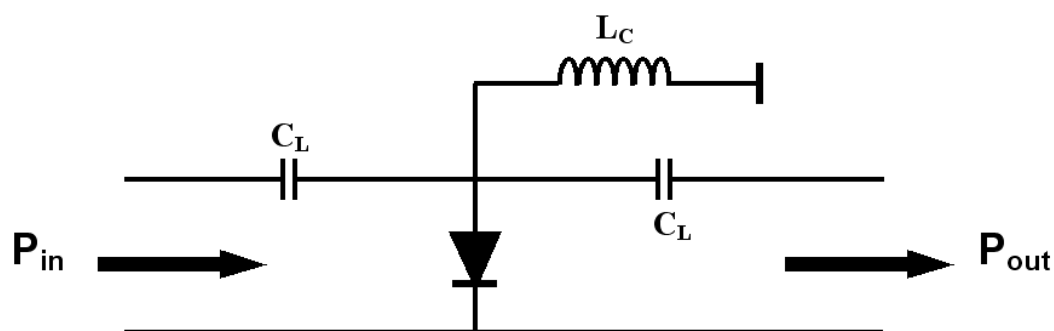


FIG. 1.8 – Schéma de principe d'un limiteur passif

le signal passe à travers le limiteur sans être atténué. Au delà de la puissance de seuil, la puissance en sortie du limiteur sature à une valeur qui restera constante même si la puissance en entrée continue d'augmenter. En pratique, le limiteur présente des pertes d'insertion en deçà de la puissance de seuil. Au delà du seuil de puissance, la transition vers une isolation maximum se fait graduellement avec l'augmentation de la puissance en entrée.

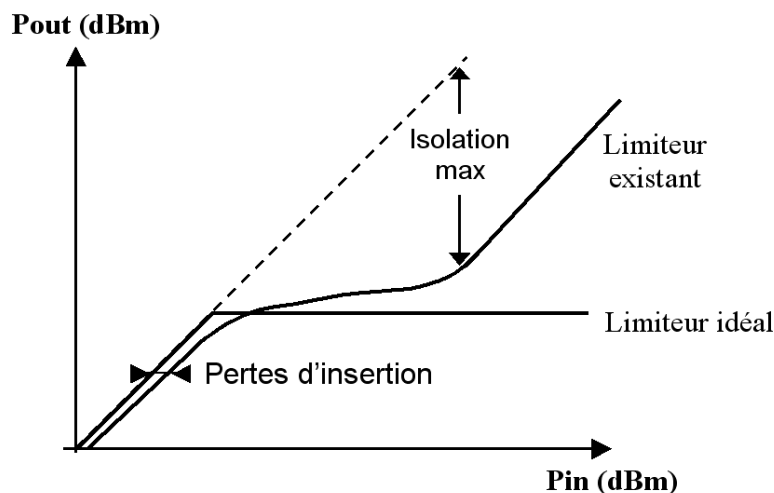


FIG. 1.9 – Caractéristique en puissance d'un limiteur passif

Un limiteur passif est un limiteur pour lequel aucune polarisation externe n'est appliquée. A de faibles niveaux de puissance, la diode n'est pas polarisée et se comporte comme un condensateur en parallèle avec la ligne de transmission. En réalité, elle est tout de même polarisée à zéro volt via l'inductance de choc (L_C). Lorsque la puissance RF augmente, la diode commence à redresser le signal et un courant d'autopolarisation se crée via le chemin DC de rebouclage du courant. La diode se polarise donc par elle-même. Une diode avec une zone intrinsèque plus épaisse, et donc une tension de claquage plus grande, demandera une puissance plus importante avant de commencer à conduire. L'isolation maximum d'un limiteur est déterminée par la résistance de la diode au courant DC maximum d'autopolarisation. Plus faible sera la résistance de la diode et plus grande sera l'isolation. Un bon limiteur se définit par un très faible courant d'autopolarisation nécessaire pour atteindre la valeur minimum de la résistance de la diode.

Les différences principales entre un commutateur et un limiteur à diode p-i-n sont les états transitoires qui ont lieu lorsque la puissance en entrée du circuit (supérieure au seuil de limitation) est appliquée ou supprimée (figure 1.10). Ces transitoires ne sont pas facilement calculables et difficiles à mesurer sans perturber l'environnement RF de la diode.

Lors de la mise en conduction du limiteur, la diode passe d'un état sans polarisation à un état de redresseur. Le temps de cette transition, la puissance en entrée du circuit est entièrement transmise jusqu'à la sortie (figure 1.10). L'énergie de cette impulsion peut alors endommager la chaîne de réception. Pour éviter cela, il est souvent spécifié dans les cahiers des charges la durée maximum de la pointe de puissance (spike) et son amplitude afin de choisir au mieux les diodes p-i-n les plus adaptées. Le blocage de la diode a lieu lorsque la puissance en entrée est supprimée. La diode retrouve alors à nouveau son état initial. Cet état transitoire est régi par les recombinaisons de porteurs dans la zone

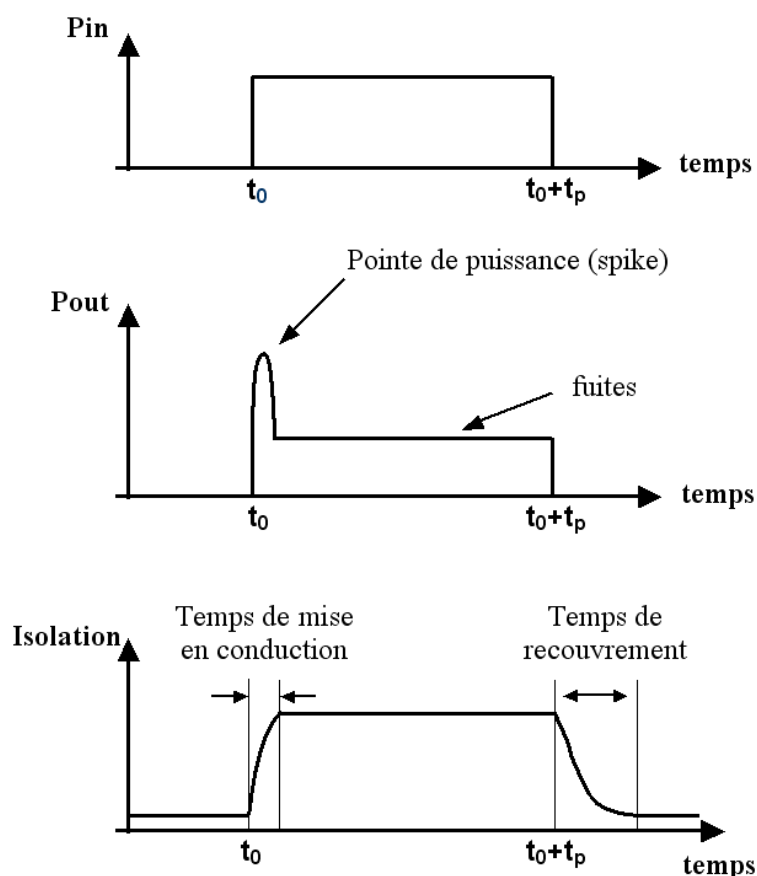


FIG. 1.10 – Fonctionnement en impulsion d'un limiteur

intrinsèque et suit généralement une courbe exponentielle.

Le temps de recouvrement d'un limiteur sera dégradé pour des niveaux de puissances légèrement inférieures au niveau de puissance qui endommagera la diode. Ainsi, le temps de recouvrement peut être utilisé pour tester la puissance maximum admissible des limiteurs sans les détruire.

1.2.4 Limitations principales des applications à diodes p-i-n

1.2.4.1 Les temps de commutations

Un des points clés des applications de commutations est bien sûr le temps de commutation. Quel que soit le type d'applications, le cahier des charges impose aux concepteurs de réaliser un circuit commutant le maximum de puissance en un minimum de temps. La vitesse de commutation dans toutes les applications dépend aussi bien du "driver" que de la diode p-i-n. La diode p-i-n possède deux temps de commutations : le temps de mise en conduction T_{ON} (du courant inverse vers le courant direct) et le temps de blocage de la diode aussi appelé temps de recouvrement T_R (du courant direct vers le courant inverse). Le temps de mise en conduction dépend principalement de l'épaisseur

de la zone intrinsèque de la diode. Plus cette zone sera épaisse plus il faudra de temps pour mettre la diode en conduction. Cependant, le point limitant dans les applications de commutation est le temps de recouvrement qui est nettement supérieur au temps de mise en conduction, il vaut généralement plusieurs microsecondes pour une diode silicium. Le temps de recouvrement est principalement conditionné par la durée de vie des porteurs dans la zone intrinsèque [4].

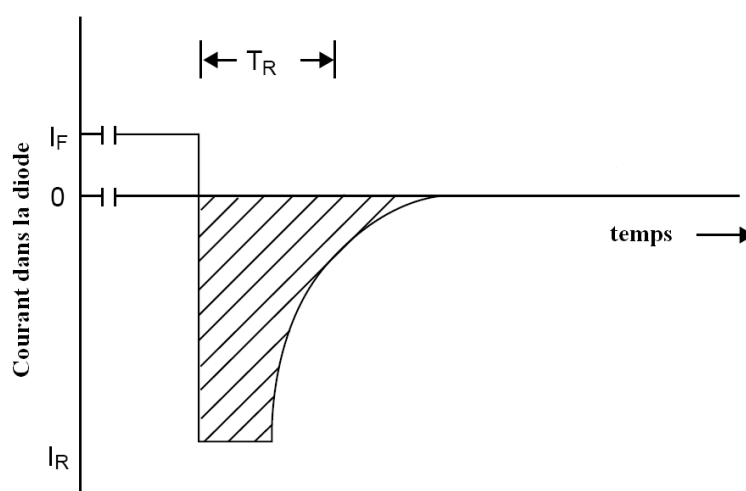


FIG. 1.11 – Courant dans la diode lors de la phase de recouvrement

La valeur du temps de recouvrement peut être calculée, à partir du courant direct I_F , du courant inverse initial I_R , et de la durée de vie des porteurs τ , de la manière suivante (figure 1.11) [5] :

$$T_R = \tau \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right) \quad (1.9)$$

Les diodes p-i-n communément utilisées sont à base de silicium (Si) ou d'arséniure de gallium (GaAs). Le silicium présente une durée de vie intrinsèque au matériau beaucoup plus importante que l'arséniure de gallium. Par conséquent, les diodes sur GaAs commuteront plus rapidement. Elles seront donc préférables aux diodes silicium du point de vue du temps de commutation.

1.2.4.2 Tenue en puissance des commutateurs

Il existe deux facteurs limitant le niveau de puissance admissible par une diode p-i-n. La première et la plus commune des limitations est la température de jonction maximum pour laquelle le composant peut fonctionner avec fiabilité. La seconde limitation est la tension de crête à laquelle le composant peut être soumis sans endommager la jonction.

- *La tension de claquage*

La tension instantanée à travers la jonction est la somme algébrique de la tension de polarisation et de la tension RF. Lorsque la tension globale appliquée à la diode est positive et que la fréquence du signal RF est réduite, la diode entre en conduction et agit en redresseur pour empêcher des tensions et des champs électriques trop importants à travers la jonction. Dans le cas de signaux RF rapides et pour des tensions appliquées même très importantes, la diode n'entre pas forcément en conduction. Cependant, si la tension instantanée appliquée est négative, la tension maximum qui pourra être appliquée sera :

$$V_{max} = V_{RF} + V_{DC} \quad (1.10)$$

où V_{DC} est la tension de polarisation négative et V_{RF} est la tension crête du signal RF.

Si V_{max} excède la tension d'avalanche, la jonction claquera par phénomène d'avalanche. Pour les diodes p-i-n, le phénomène d'avalanche s'explique par l'apparition de filaments de forte densité de courant dès lors que la diode présente une résistance négative dans la zone d'avalanche. La température dans les filaments de forte densité de courant peut facilement atteindre des niveaux qui sont destructifs pour la jonction. Il se forme ainsi des canaux fondus à travers la jonction qui entraînent la destruction de celle-ci.

La tension maximum (V_{max}) qui peut être appliquée sans entraîner un risque d'avalanche est une valeur légèrement inférieure à la tension de claquage (V_{BR}). Cependant, une marge de sécurité plus importante est nécessaire pour concevoir des circuits de grande fiabilité.

- *La température de jonction*

La température de jonction d'une diode p-i-n est déterminée par la température ambiante du circuit et par la puissance dissipée dans la diode. La puissance dissipée peut être pulsée ou continue. Dans tous les cas, la température de jonction doit être maintenue en deçà d'une valeur maximale (figure 1.12). Une température de jonction maximum de 180°C est recommandée pour une diode silicium.

Le paramètre majeur pour déterminer la température de jonction en régime établi est la résistance thermique de la diode R_{th} exprimée en °C/W. Pour une puissance dissipée donnée (P_d), la température de jonction T_j est donnée par :

$$T_j = T_a + P_d R_{th} \quad (1.11)$$

où T_a est la température ambiante. La valeur de R_{th} est déterminée par le volume physique de la zone active, par l'épaisseur et la taille du substrat ainsi que par le matériau

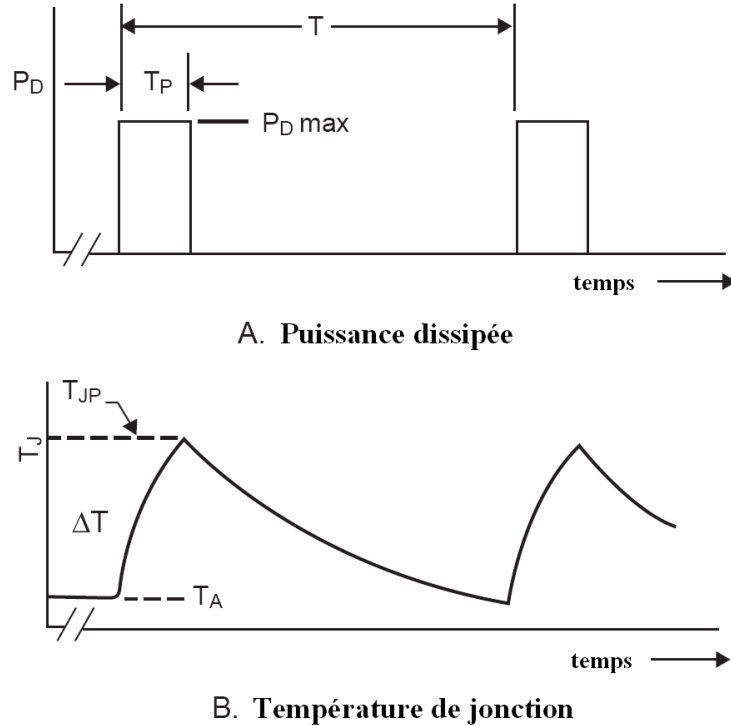


FIG. 1.12 – Évolution de la température de jonction dans une diode pour un fonctionnement en impulsions

dans lequel la diode est fabriquée. Typiquement, une diode p-i-n silicium en puce a une résistance thermique comprise entre 10 et 30 °C/W. La valeur de la résistance thermique sera déterminante dans le choix de la diode pour des applications de très fortes puissances.

1.3 La diode p-i-n hyperfréquence

1.3.1 Généralités sur la fabrication des diodes p-i-n

Les diodes p-i-n utilisées dans le domaine des hyperfréquences ne nécessitent pas des tensions de claquage très élevées en comparaison des diodes p-i-n de commutation pour les applications de puissance basses fréquences. De ce fait, l'épaisseur de la zone intrinsèque n'est pas nécessairement importante. Les diodes sont réalisées par *épi-diffusion*. Sur un substrat fortement dopé N⁺, on fait croître une couche (ou plusieurs) épitaxiée, faiblement dopée, d'épaisseur raisonnable et bien contrôlée, dans laquelle une couche P⁺ est implantée ou diffusée pour former l'anode (figures 1.13 et 1.14). La deuxième couche épitaxiée est responsable de la tenue en tension en inverse. Le substrat dopé N⁺ présente une épaisseur de l'ordre de 150 μm pour faciliter l'opération de découpe du "wafer". La couche P⁺ quant à elle est relativement mince, son épaisseur varie généralement du micromètre à la dizaine de micromètre pour des diodes p-i-n hyperfréquence.

Si la zone centrale est très faiblement dopée 10^{13}cm^{-3} la diode est dite p-i-n. Mais la zone centrale n'est jamais intrinsèque due à la diffusion non intentionnelle de dopant. La diode est dite $P^+N^-N^+$ si la zone centrale est légèrement dopée N. Les diodes p-i-n et $P^+N^-N^+$ ont des structures en fait similaires. Même si la zone centrale est légèrement de type N ou P, nous appellerons par la suite la structure toujours diode p-i-n.

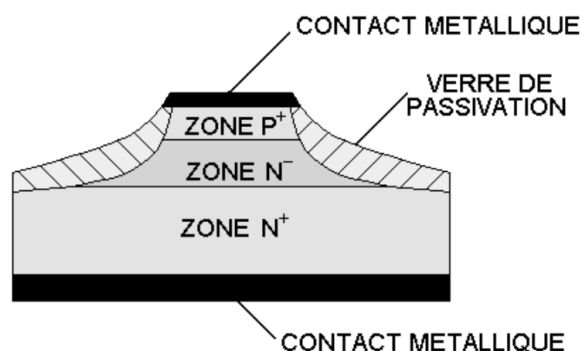


FIG. 1.13 – Description de la structure d'une diode p-i-n

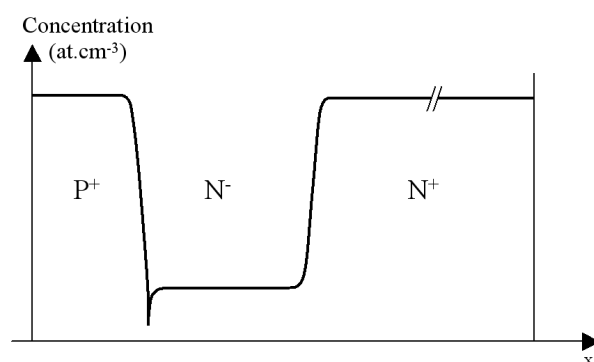


FIG. 1.14 – Allure du profil de dopage

1.3.2 Les protections périphériques

Il existe plusieurs techniques de protection permettant d'augmenter sensiblement les tensions de claquage. Les plus couramment utilisées par les concepteurs, de part leur simplicité de réalisation et leur efficacité, sont la structure MESA (figure 1.15), l'extension latérale de jonction (JTE) (figure 1.16) et les anneaux de garde (ADG) (figure 1.17). La fonction qu'ils assurent est d'étaler les équipotentiels en périphérie de la jonction polarisée en inverse. L'étalement des équipotentiels permet de diminuer localement l'amplitude du champ électrique à la périphérie pour éviter la génération de porteurs par un phénomène d'avalanche, et par conséquent un claquage prématuré en périphérie de la jonction par rapport au volume. [6]

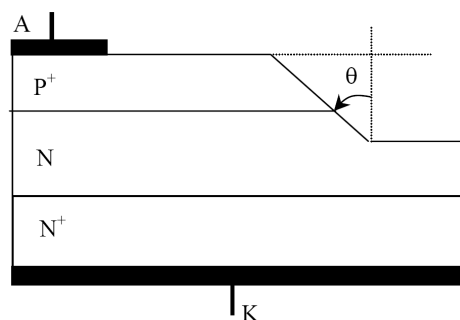


FIG. 1.15 – Structure MESA [6]

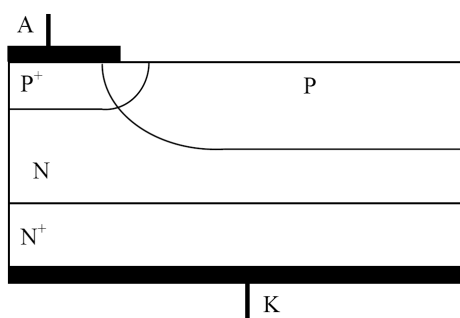


FIG. 1.16 – Structure JTE [6]

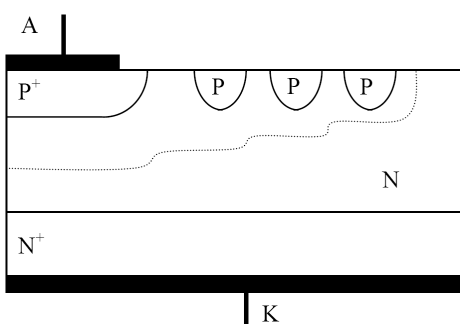


FIG. 1.17 – Structure avec anneaux de garde (ADG) [6]

1.3.3 Aspect physique de la diode

Le fonctionnement de la diode p-i-n peut être décrit par des équations mathématiques aux dérivées partielles issues de la physique des semiconducteurs. En considérant un modèle unidimensionnel, ces équations sont [7] :

- *Théorème de Gauss*

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho(x, t)}{\epsilon} \quad (1.12)$$

$$\text{où } \rho(x, t) = q(N_D(x) - N_A(x) + p(x, t) - n(x, t)) \quad (1.13)$$

- *Le potentiel électrique (Équation de Maxwell-Faraday)*

$$\frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial x} = -E(x, t) \quad (1.14)$$

- *Les équations de transport des électrons et trous (Conduction et Diffusion)*

$$J_n(x, t) = q\mu_n n(x, t)E(x, t) + qD_n \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \quad (1.15)$$

$$J_p(x, t) = q\mu_p p(x, t)E(x, t) - qD_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \quad (1.16)$$

- *Les équations de continuité pour les électrons et les trous*

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = +\frac{1}{q} \frac{\partial J_n(x, t)}{\partial x} - R_{SRH} \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x, t)}{\partial x} - R_{SRH} \quad (1.18)$$

Les recombinaisons avec des centres profonds sont généralement décrites par l'équation de Shockley-Read-Hall :

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p (n + n_1) + \tau_n (p + p_1)} \quad (1.19)$$

$$\text{avec } n_1 = n_i e^{\frac{E_{trap}}{kT}} \text{ et } p_1 = n_i e^{\frac{-E_{trap}}{kT}} \quad (1.20)$$

La physique des semiconducteurs impose des contraintes importantes pour la réalisation des diodes de puissance en hyperfréquence. En effet, il n'est pas possible d'avoir simultanément une grande rapidité de commutation, une tension de claquage élevée, une capacité de faible valeur et une faible résistance à l'état passant en haute fréquence. Nous allons nous intéresser à ces quatre caractéristiques pour mettre en évidence les contraintes imposées par chacune d'entre elles et montrer ainsi les compromis nécessaires à la réalisation de diodes p-i-n pour des applications hyperfréquences.

La tenue en tension inverse est liée au dopage N_d et à la largeur de la zone intrinsèque (zone centrale). La figure 1.18 issue de [7] montre l'évolution de la tension de claquage en fonction de la concentration de dopants et de l'épaisseur de la zone intrinsèque pour une diode silicium.

Sous polarisation inverse, la zone de charge d'espace (ZCE), siège d'un champ électrique, s'élargit de part et d'autre de la jonction métallurgique et entraîne la désertion en porteurs libres à l'intérieur de ses limites. La distribution du champ électrique est alors fonction des concentrations en atomes dopants ionisés dans les régions N et P, le champ

électrique étant maximal à la jonction. La neutralité globale de la ZCE implique une égalité des charges de chaque côté de la jonction et par conséquent une extension de la ZCE plus importante du côté le moins dopé, c'est-à-dire du côté de la zone intrinsèque.

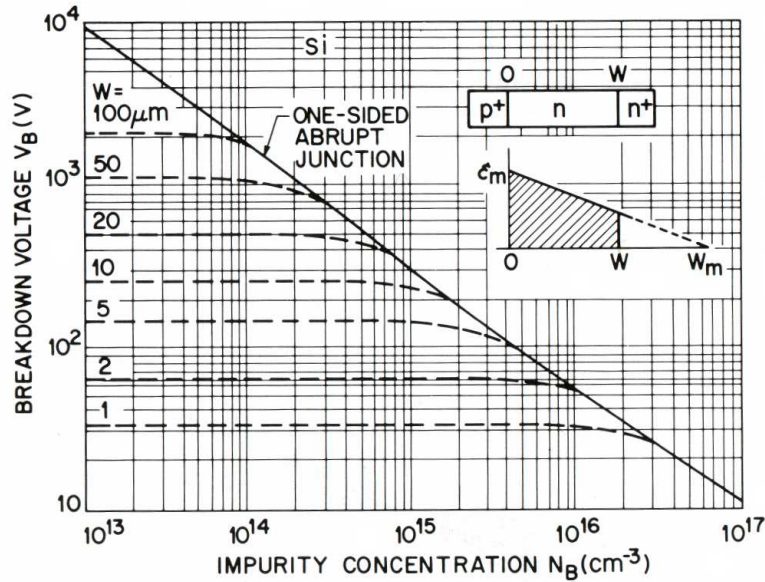


FIG. 1.18 – Tension de claquage en fonction du dopage et de l'épaisseur de la zone intrinsèque [7]

Lorsque la tension inverse appliquée augmente, le champ électrique maximal augmente avec l'extension de la ZCE. La forme du champ est soit triangulaire lorsque l'extension reste inférieure à l'épaisseur de la zone centrale, soit trapézoïdale lorsqu'elle est supérieure. Dans ce dernier cas, il y a percement de la zone centrale. Lorsque le champ électrique atteint une valeur maximale appelée champ critique (E_C), les porteurs accélérés dans la ZCE acquièrent suffisamment d'énergie, entre deux interactions avec les atomes du réseau, pour ioniser ceux-ci et créer ainsi des paires électron-trou qui, accélérées à leur tour peuvent provoquer l'ionisation d'autres atomes. C'est le phénomène d'avalanche qui survient pour une valeur critique du champ électrique, elle-même atteinte par une valeur particulière de la tension inverse appliquée, appelée tension de claquage (V_{BR}).

Le dopage très faible de la zone centrale permet d'obtenir une importante tension de claquage mais aussi une très grande résistance de cette zone en l'absence de polarisation. Pour un dopage résiduel de type N de 10^{13}cm^{-3} dans la zone centrale, la résistivité de cette zone est de l'ordre de $400 \Omega \cdot \text{cm}$. Ainsi, pour une polarisation négative ou nulle, le courant de fuite est négligeable et par conséquent les pertes d'insertion de la diode dans un circuit seront uniquement conditionnées par la capacité de jonction.

La capacité de jonction est conditionnée par la largeur de la ZCE. Dans une diode p-i-n, la ZCE est très importante du fait du très faible dopage de la zone centrale. Plus le dopage résiduel de la zone centrale sera faible, plus la ZCE sera étendue et ainsi plus la

capacité de jonction sera faible. Par conséquent, les capacités de jonction des diodes p-i-n en hyperfréquence sont habituellement inférieures au picofarad.

En régime direct, une importante quantité de porteurs est injectée dans la zone centrale de la diode provoquant une importante chute de la résistivité. Après injection à 10^{17}cm^{-3} , la résistivité de la zone intrinsèque n'est plus que de l'ordre de $0.04 \Omega \cdot \text{cm}$, soit 10000 fois plus faible qu'à l'origine. Plus le courant direct augmente et plus la résistivité de la zone diminue. La résistance de la zone intrinsèque est une fonction complexe qui dépend de la quantité de charges stockées, de la largeur de la zone intrinsèque et de la durée de vie des porteurs dans cette zone (durée de vie ambipolaire τ_a). Ainsi, il apparaît contradictoire d'obtenir une diode avec une importante tension de claquage et une faible résistance à haute fréquence car plus la zone intrinsèque est épaisse, plus la résistance de la zone centrale est grande.

Le prix à payer pour obtenir une faible résistance de la zone centrale, quelles que soient les dimensions de cette zone, est l'installation d'une importante quantité de charges dans la zone intrinsèque qu'il faudra par la suite évacuer pour commuter de l'état passant à l'état bloqué.

En régime dynamique, on constate que l'évacuation de cette charge est d'autant plus lente que la durée de vie ambipolaire est grande. La durée de vie peut être contrôlée par diffusion de métaux lourds (Au, Pt) ou bombardement électronique. L'injection de ces métaux lourds permet d'améliorer les temps de commutations mais dégrade la résistance de la zone centrale, diminue la linéarité de la diode et augmente les courants de fuites. On peut aussi utiliser l'irradiation électronique. Elle a pour avantage d'être faite à température ambiante, après fabrication complète de la plaquette et d'être facilement ajustée à la valeur désirée [6].

L'amélioration du temps de commutation entraîne une diminution de la durée de vie des porteurs dans la zone intrinsèque, ceci au détriment de la résistance de la zone centrale qui fixe l'isolation apportée par la diode à haute fréquence, mais également au détriment de la linéarité dans la diode.

1.4 Fonctionnement de la diode p-i-n : application de la physique des semiconducteurs

L'objectif de cette partie est d'expliquer de manière simple, à partir d'éléments bibliographiques, le fonctionnement de la diode p-i-n aussi bien pour une polarisation directe qu'inverse.

1.4.1 Régime inverse

Une diode p-i-n ne possède en réalité jamais une zone I purement intrinsèque. Elle est légèrement dopée N ou P de par les procédés technologiques de fabrication de la diode. Considérons donc une diode p-i-n avec une zone intrinsèque ayant un dopage résiduel N_d de type N^- de l'ordre de 10^{13}cm^{-3} , la diode est alors dite $P^+N^-N^+$. Les zones terminales possèdent quant à elles des dopages de l'ordre de 10^{19}cm^{-3} .

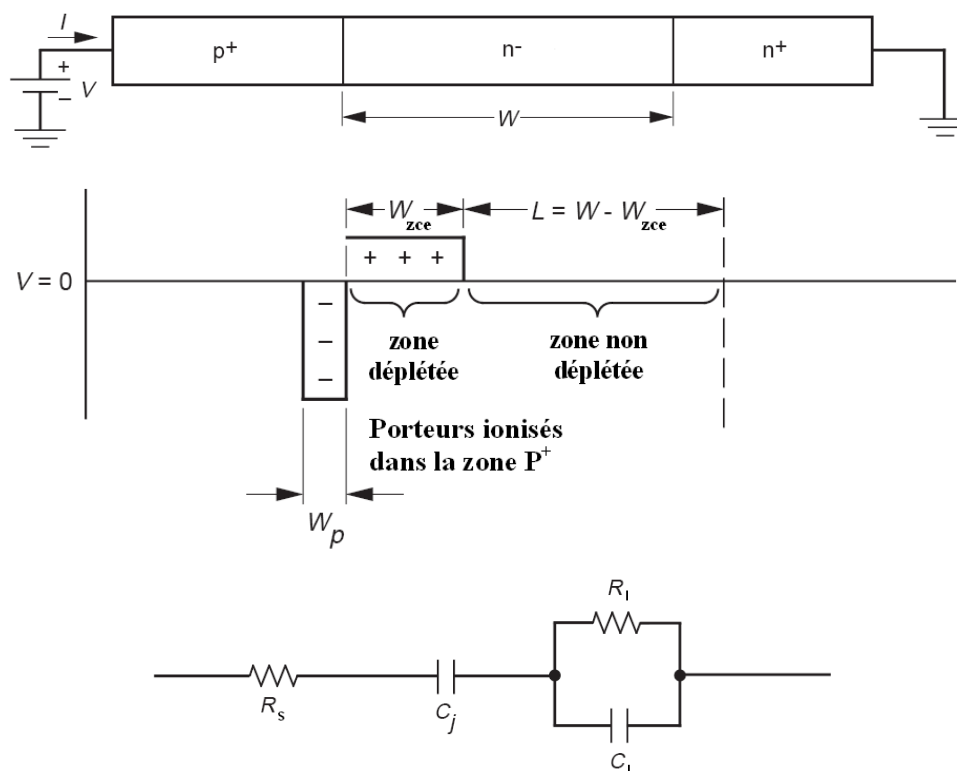


FIG. 1.19 – Zones déplétées dans la diode à l'équilibre thermodynamique et schéma équivalent correspondant

En l'absence de polarisation, une zone déplétée de porteurs se crée à la jonction la plus dissymétrique, dans notre cas à la jonction $P^+ - N^-$. Cette zone de charge d'espace s'étend très largement dans la zone centrale de la diode du fait de sa très faible concentration en atomes dopants afin de conserver la neutralité électrique du semiconducteur (figure 1.19). La zone centrale de la diode peut alors se décomposer en deux sous-ensembles : une zone déplétée de porteurs et une zone non déplétée mais de grande résistivité. La zone déplétée de porteurs de largeur W_{zce} présente une résistance très élevée, c'est-à-dire de plusieurs $M\Omega$, et est équivalente à un condensateur plan d'équation [8] :

$$C_J = \varepsilon \frac{A}{W_{zce}} \quad (1.21)$$

La zone non déplétée de largeur $L = W - W_{zce}$, quant à elle, est équivalente à une résistance et une capacité parallèle. Ces éléments peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$C_I = \varepsilon \frac{A}{W - W_{zce}} \quad (1.22)$$

$$R_I = \frac{1}{q\mu_n N_d} \frac{W - W_{zce}}{A} \quad (1.23)$$

En plus de ces éléments, une résistance série s'ajoute au schéma équivalent de la diode. Elle est définie comme la somme des résistances des deux contacts ohmiques et des résistances des zones P⁺ et N⁺.

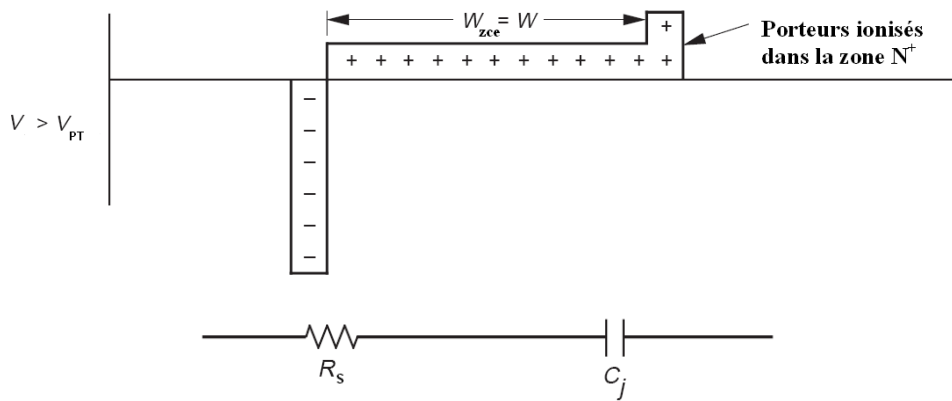


FIG. 1.20 – Zones déplétées dans la diode pour une tension inverse appliquée supérieure à la tension de perçage et schéma équivalent correspondant

Lorsqu'une tension inverse est appliquée à la diode, la largeur de la zone déplétée augmente et par conséquent la capacité de jonction C_J diminue. Si la tension inverse appliquée augmente, la zone de charge d'espace s'étend jusqu'à traverser la zone centrale et atteindre la zone N⁺ (figure 1.20). La tension inverse pour laquelle la zone centrale devient totalement déplétée de porteurs est appelée tension de perçage (punch-through) V_{PT} . Au delà de cette tension inverse, la zone déplétée ne progressera que très peu dans la zone N⁺ du fait du très fort niveau de dopage de celle-ci. La tension de perçage est donnée par :

$$V_{PT} = \frac{qN_d W^2}{2\varepsilon} \quad (1.24)$$

Dès lors que la tension appliquée est supérieure ou égale à la tension de perçage V_{PT} , le schéma équivalent de la diode se réduit alors à une résistance série et un condensateur plan de largeur W . Dans ce cas, la capacité de la jonction est minimale et vaut :

$$C_{min} = \varepsilon \frac{A}{W} \quad (1.25)$$

Si $V < V_{PT}$, la zone de charge d'espace varie avec la tension appliquée suivant la relation :

$$W_{zce} = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\phi - V)}{qN_d}} = W\sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}} \quad (1.26)$$

où V_ϕ est le potentiel de la jonction $P^+ - N^-$. En tenant compte de cette relation il est possible de réécrire la formulation des différents éléments du schéma équivalent en fonction de la tension appliquée V et de la tension de perçage V_{PT} si l'on respecte la condition $V < V_{PT}$.

$$C_J = \varepsilon \frac{A}{W\sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}} = \frac{C_{min}}{\sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}} \quad (1.27)$$

$$C_I = \varepsilon \frac{A}{W(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}})} = \frac{C_{min}}{\left(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}\right)} \quad (1.28)$$

$$R_I = \frac{W}{q\mu_n N_d A} \left(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}\right) \quad (1.29)$$

Lorsque l'on mesure la capacité vue aux accès de la diode par application d'une tension inverse (figure 1.21), on s'aperçoit que celle-ci ne dépend pas seulement de la tension appliquée mais également de la fréquence. Ceci s'explique par le fait que la capacité mesurée est en réalité l'image d'un schéma équivalent plus complexe (figure 1.19) et non pas une capacité seule, ce qui serait le cas si la tension appliquée était toujours supérieure à la tension de perçage. De ce fait, la capacité vue aux accès du composant est le mariage de deux capacités et d'une résistance en parallèle à l'une d'entre elles. On s'aperçoit également qu'au delà une certaine fréquence, la capacité ne dépend plus de la tension appliquée et devient minimum. Cette fréquence est appelée fréquence de relaxation diélectrique. A partir de cette fréquence, la capacité notée C_I sur le schéma équivalent présente une impédance plus faible que la résistance R_I qui est placée en parallèle. Ainsi, la résistance R_I n'a plus d'effet et les capacités C_J et C_I fonctionnent en série. La capacité équivalente s'écrit alors :

$$C_{eq} = \frac{C_J C_I}{C_J + C_I} = \varepsilon \frac{A}{W} = C_{min} \quad (1.30)$$

A haute fréquence, la capacité présentée par la diode pour une tension $V \leq 0$ est donc indépendante de la tension appliquée et égale à la capacité minimum de la diode lorsque la zone centrale est entièrement déplétée [9].

- *Fréquence de relaxation diélectrique*

La fréquence de relaxation diélectrique est la fréquence pour laquelle l'impédance de

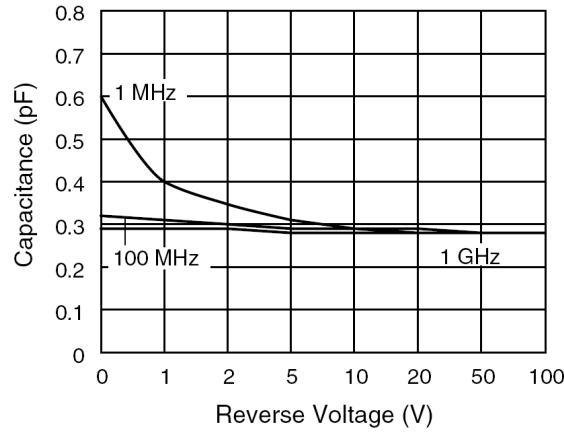


FIG. 1.21 – Représentation de la capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée et de la fréquence de mesure

la capacité C_I est plus faible que la résistance R_I en parallèle. Cette fréquence est donc la fréquence de coupure du circuit RC formé par ces deux éléments [3]. Elle s'écrit :

$$f_R = \frac{1}{2\pi R_I C_I} = \frac{1}{2\pi \rho \varepsilon} \quad \text{avec} \quad \rho = \frac{1}{q\mu_n N_d} \quad (1.31)$$

Dans le cas d'une diode silicium avec un dopage résiduel dans la zone intrinsèque de 10^{13}cm^{-3} , la résistivité associée est de $400 \Omega \cdot \text{cm}$ ce qui correspond à une fréquence de relaxation d'environ 400 MHz. La capacité de jonction à zéro volt est traditionnellement mesurée par les fabricants de diodes à 1 MHz. La valeur mesurée à cette fréquence ne reflète donc pas la valeur de la capacité de la diode aux fréquences micro-ondes. Pour une application en hyperfréquence, il faut soit mesurer la capacité à haute fréquence, soit s'intéresser à la capacité minimum de la diode mesurée pour une tension inverse au delà de la tension de perçage.

1.4.2 Régime direct

La diode p-i-n est composée de deux jonctions : une première jonction de type $P^+ - N^-$ et une autre de type $N^- - N^+$. En conséquence, elle présente une barrière de potentiel plus importante que la diode schottky et que la diode p-n. La figure 1.22 illustre ce phénomène.

La première jonction présente une barrière de potentiel légèrement plus importante que la seconde, ceci du fait que le niveau de Fermi de la zone centrale est plus proche de la bande de conduction que de la bande de valence. Dans le cas d'une diode p-i-n idéale avec une zone centrale purement intrinsèque et des niveaux de dopages identiques dans les zones P^+ et N^+ , les barrières de potentiel des deux jonctions seraient alors parfaitement identiques.

Il existe deux modes de fonctionnement de la diode p-i-n, le mode basses fréquences et

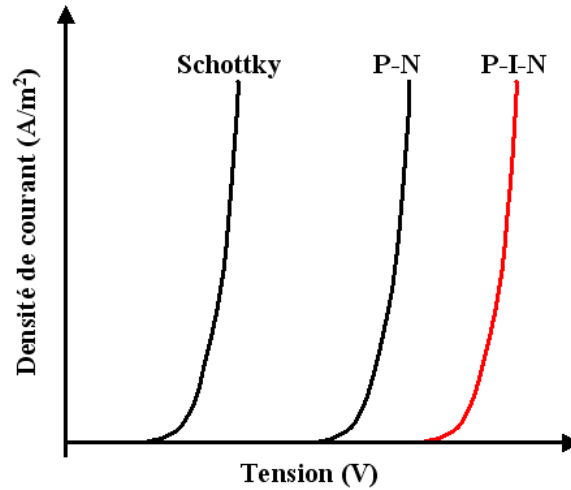


FIG. 1.22 – Comparaison des caractéristiques I-V des diodes schottky, p-n et p-i-n

le mode hautes fréquences. La diode fonctionne en mode basses fréquences si la période du signal est plus grande que le temps de transit des porteurs à travers la base N^- . La diode se comporte alors comme une jonction p-n avec une tension de claquage élevée. La diode agit à ces fréquences comme un redresseur traditionnel. Lorsque la fréquence augmente et que la période du signal devient plus courte que le temps de transit des porteurs dans la base, la diode se comporte comme une résistance variable contrôlée par le courant de polarisation [2, 3]. La fréquence de transition qui sépare les deux modes correspond à l'inverse du temps de transit des porteurs les plus lents, en l'occurrence les trous. Pour estimer son ordre de grandeur, rappelons que l'injection de porteurs dans la base a lieu sous polarisation directe par diffusion. Les densités d'électrons et de trous étant identiques dans la base pour conserver la condition de neutralité électrique, le champ électrique y est donc quasiment nul, seul le mécanisme de diffusion met les porteurs en mouvement. Considérons uniquement les trous qui sont les porteurs les plus lents afin d'approximer cette fréquence de transition. L'équation de diffusion des trous à une dimension s'écrit :

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p(x)}{\partial x} \quad (1.32)$$

Dans cette approximation, on considère la densité de courant J_p indépendante de x . Le gradient $\frac{\partial p(x)}{\partial x}$ est abrupt à l'interface $P - I$, une analyse plus exacte demanderait la représentation analytique de $p(x)$. Cependant, nous utiliserons comme approximation le gradient moyen de la densité de trous à travers la zone intrinsèque :

$$\frac{\partial p(x)}{\partial x} = -\frac{p_0}{W} \quad (1.33)$$

où p_0 est la densité de trous à la jonction $P - I$ et W l'épaisseur de la zone intrinsèque.

Au niveau de la jonction, le courant de diffusion est pratiquement identique au courant de conduction. Il est alors possible d'écrire :

$$J_p = qp_0v_p \approx qD_p \frac{p_0}{W} \quad (1.34)$$

Le temps de transit des trous T_p est défini par $T_p = W/v_p$. Le temps de transit des trous à travers la zone intrinsèque est donc :

$$T_p = \frac{W^2}{D_p} \quad (1.35)$$

Ainsi, la caractéristique statique I-V de la diode ne peut plus être utilisée pour des fréquences pour lesquelles la période RF est comparable à T_p . Dans le cas d'une diode silicium, le coefficient de diffusion des trous dans la base est de $13\text{cm}^2/\text{s}$. La fréquence de transition f_T est définie comme l'inverse du temps de transit :

$$f_T = \frac{1}{T_p} = \frac{D_p}{W^2} \quad (1.36)$$

La figure 1.23 montre la variation de la fréquence de transition en fonction de l'épaisseur de la base dans le cas du silicium. On considère que pour un fonctionnement à hautes fréquences, la diode doit être traversée par des signaux de fréquence au moins 10 fois supérieure à la fréquence de transition.

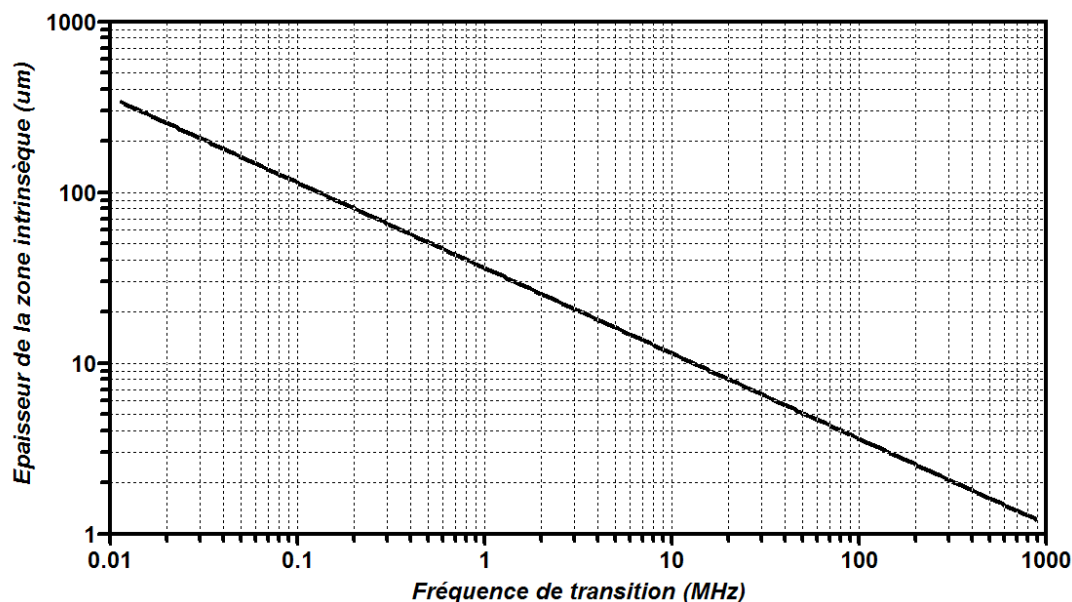


FIG. 1.23 – Épaisseur de la zone intrinsèque en fonction du temps de transit pour une diode p-i-n silicium à 300K

Aux basses fréquences, la diode agit donc comme un redresseur. Les deux jonctions

se comportent chacune comme une jonction p-n traditionnelle. La zone intrinsèque de la diode agit quant à elle comme un court circuit. La chute de tension à ses bornes est nulle. La loi de variation du courant en fonction de la tension appliquée à la diode est la même que pour une jonction p-n :

$$I = I_S \left(e^{\frac{NV}{V_T}} - 1 \right) \quad (1.37)$$

Dans le cas d'une diode p-i-n, le facteur d'idéalité N est proche de 2 du fait des deux jonctions.

A hautes fréquences, la diode se comporte comme une résistance variable R_I commandée par son courant de polarisation. A ces fréquences, les deux jonctions agissent comme des court-circuits. La zone intrinsèque maintenant n'agit plus comme un court-circuit mais comme une résistance variable fonction de la charge stockée dans cette zone [10]. La résistance HF de la zone intrinsèque s'exprime en fonction de la dimension de cette zone, des paramètres du matériau et de la charge stockée (ou bien en fonction du courant de polarisation).

$$R_I = \frac{W^2}{2\mu Q_0} = \frac{W^2}{2\mu I_0 \tau_a} \quad (1.38)$$

Une représentation de la résistance HF en fonction du courant de polarisation a été donnée précédemment à la figure 1.7.

R_I est théoriquement indépendante de la surface de la diode. Elle est cependant liée à la surface de la diode via la durée de vie effective des porteurs. En effet, lorsque la taille de la zone I diminue, τ_a diminue également, influencé par les recombinaisons de surface plus rapides que les recombinaisons dans le volume. La résistance R_I est indépendante de la fréquence du signal appliquée à la diode lorsque celle-ci est bien supérieure à la fréquence de coupure liée au temps de transit. En fait, cette résistance peut augmenter avec la fréquence du signal en raison de l'effet de peau. En plus de la résistance R_I modulable en courant, la diode p-i-n possède une résistance série R_S . Celle-ci dépend de la résistance de toutes les autres couches de la structure, ainsi que de la résistance induite par les contacts ohmiques. Cette résistance est indépendante du courant et de la fréquence mais varie avec la température.

En réalité, l'expression de la résistance de la zone intrinsèque présentée ci-dessus est une approximation valable essentiellement pour les diodes minces avec un faible ratio $\frac{W}{2L_a}$. Une expression plus exacte peut être obtenue en intégrant la densité de porteurs sur toute la longueur de la zone intrinsèque. Pour cela, il est nécessaire de calculer la distribution des porteurs dans la zone I [10].

- *Équation de diffusion ambipolaire*

En fonctionnement direct, nous supposons que l'hypothèse de la neutralité de la charge est vérifiée. La concentration des électrons et des trous dans la zone intrinsèque est donc supposée égale ($n = p$). Ainsi, on peut écrire à partir des équations de continuité (1.18), et des courants d'électrons et de trous (1.16), l'équation de transport ambipolaire des porteurs qui régit la diffusion de porteurs dans la zone intrinsèque [11]. En supposant également que les électrons et les trous diffusent ensemble, les taux de recombinaisons des électrons et des trous sont donc les mêmes. L'équation de diffusion ambipolaire s'écrit (Annexe 1 : Équation de diffusion ambipolaire, page 219) :

$$\frac{\partial^2 P(x, t)}{\partial x^2} = \frac{P(x, t)}{L_a^2} + \frac{1}{D_a} \frac{\partial P(x, t)}{\partial t} \quad (1.39)$$

où $P(x, t)$ est la densité d'électrons et de trous, L_a la longueur de diffusion ambipolaire et D_a le coefficient de diffusion ambipolaire.

$$D_a = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p} \quad (1.40)$$

$$L_a = \sqrt{D_a \tau_a} \quad (1.41)$$

En considérant uniquement les recombinaisons de type SRH (Shockley-Read-Hall) dans la zone intrinsèque et l'égalité des électrons et trous dans cette zone, la durée de vie des porteurs dans la zone I s'écrit :

$$\tau_a = \tau_n + \tau_p \quad (1.42)$$

En tenant toujours compte de l'égale concentration des deux types de porteurs, les expressions des courants d'électrons et de trous deviennent :

$$J_n = \frac{b}{1+b} J_T + q D_a \frac{\partial P(x, t)}{\partial x} \quad (1.43)$$

$$J_p = \frac{1}{1+b} J_T - q D_a \frac{\partial P(x, t)}{\partial x} \quad (1.44)$$

où J_T est la densité totale de courant dans la diode et b le ratio des mobilités d'électrons et de trous.

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (1.45)$$

- *Distribution statique des porteurs dans la zone intrinsèque*

En fonctionnement direct, c'est-à-dire en régime d'injection de porteurs dans la zone intrinsèque, il est possible de considérer en première approximation que tous les trous injectés de la zone P⁺ et les électrons injectés de la zone N⁺ se recombinent dans la zone intrinsèque avant d'atteindre les zones P⁺ et N⁺ [10].

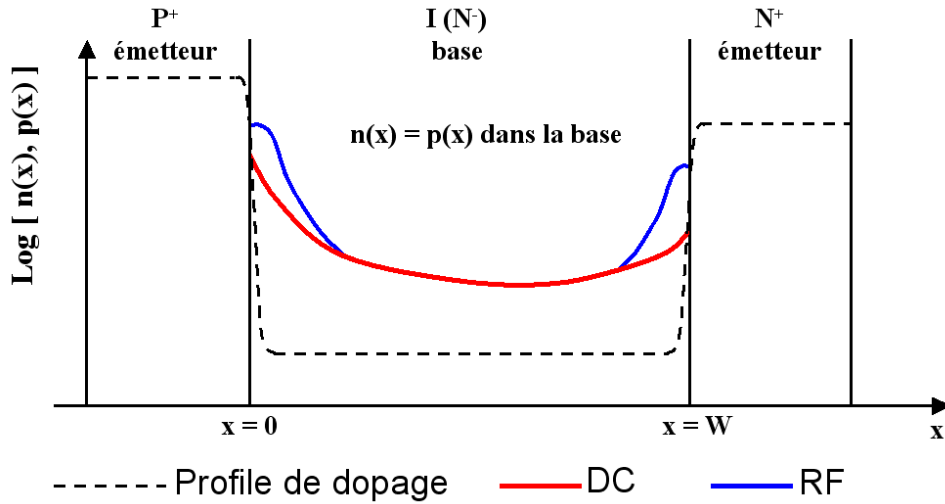


FIG. 1.24 – Distribution des porteurs dans la zone intrinsèque en régime établi et pour les fréquences RF

En statique, l'expression de l'équation de diffusion ambipolaire se réduit seulement à :

$$\frac{\partial^2 p_0(x)}{\partial x^2} = \frac{p_0(x)}{L_a^2} \quad (1.46)$$

La notation $p_0(x)$ indique qu'il s'agit du régime établi.

En considérant que les électrons et les trous se recombinent entièrement dans la zone intrinsèque, il est possible d'écrire que le courant d'électrons à la jonction P⁺ – I est nul ainsi que le courant de trous à la jonction I – N⁺ :

$$\begin{cases} J_n(x = 0) = 0 \\ J_p(x = W) = 0 \end{cases} \quad (1.47)$$

En utilisant l'hypothèse précédente et en appliquant les expressions des courants d'électrons (équation (1.43)) et de trous (équation (1.44)) aux jonctions P⁺ – I et I – N⁺ respectivement, les conditions aux limites suivantes sont obtenues [10] :

$$\begin{cases} \frac{\partial p_0(x)}{\partial x}(x=0) = -\frac{b}{1+b} \frac{I_0}{qAD_a} \\ \frac{\partial p_0(x)}{\partial x}(x=W) = \frac{1}{1+b} \frac{I_0}{qAD_a} \end{cases} \quad (1.48)$$

En considérant les conditions aux limites précédentes, une solution à l'équation de diffusion ambipolaire en régime établi représentant la distribution de porteurs en tout point de la zone intrinsèque peut être obtenue.

$$p_0(x) = \frac{1}{1+b} \frac{I_0}{qAD_a} \frac{L_a}{\sinh\left(\frac{W}{L_a}\right)} \left[\cosh\left(\frac{x}{L_a}\right) + b \cosh\left(\frac{W-x}{L_a}\right) \right] \quad (1.49)$$

- *Distribution en régime alternatif des porteurs dans la zone intrinsèque*

L'objectif de cette partie est de mettre en évidence, à l'aide de la physique des semiconducteurs, les effets qui sont à l'origine du changement de comportement de la diode avec la fréquence afin de calculer rigoureusement l'expression de la résistance R_I .

La figure 1.24 montre de manière schématique que dès lors que la fréquence augmente, les porteurs injectés se concentrent au voisinage de chaque jonction. Ceci vient du fait que la période du signal appliquée à la diode est si courte que les porteurs n'ont plus le temps de diffuser dans la zone intrinsèque. C'est de par ce phénomène que les jonctions agissent à haute fréquence comme des courts circuits et que la zone I devient une résistance variable [12].

Pour mettre en équation ce phénomène, considérons une composante alternative d'amplitude très faible superposée à la composante continue. Dans l'approximation petit signal :

$$P(x, t) = p_0(x) + \tilde{p}(x) \exp(j\omega t) \quad (1.50)$$

En régime alternatif, l'équation de diffusion ambipolaire s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial x^2} = \frac{1 + j\omega\tau_a}{L_a^2} \tilde{p} = \frac{\tilde{p}}{L_{a_{eff}}^2} \quad (1.51)$$

avec

$$L_{a_{eff}} = \frac{L_a}{\sqrt{1 + j\omega\tau_a}} \quad (1.52)$$

Les formulations des conditions aux limites sont similaires à celles du régime statique. Reprenons les expressions des courants à chaque jonction obtenues en statique. Superposons désormais à chacun des courants les composantes alternatives et enfin isolons les termes DC et AC.

Pour illustrer cette méthode, considérons le courant d'électrons :

$$J_n(x=0) + J_{n\approx}(x=0) = \frac{b}{1+b} (I_0 + \tilde{i}) + qAD_a \left(\frac{\partial p_0(x)}{\partial x}(x=0) + \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x}(x=0) \right) = 0 \quad (1.53)$$

Il est possible d'écrire la même formulation en $x = W$. L'expression des conditions aux limites en $x = 0$ et en $x = W$ est similaire au régime établi et s'écrit pour le régime alternatif :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x}(x=0) = -\frac{b}{1+b} \frac{\tilde{i}}{qAD_a} \\ \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x}(x=W) = \frac{1}{1+b} \frac{\tilde{i}}{qAD_a} \end{cases} \quad (1.54)$$

La composante alternative de la densité de porteurs dans la zone intrinsèque se superposant à la composante continue de la densité de porteurs s'écrit :

$$\tilde{p}(x) = \frac{1}{1+b} \frac{\tilde{i}}{qAD_a} \frac{L_{a_{eff}}}{\sinh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} \left[\cosh\left(\frac{x}{L_{a_{eff}}}\right) + b \cosh\left(\frac{W-x}{L_{a_{eff}}}\right) \right] \quad (1.55)$$

Le terme $L_{a_{eff}}$ est la longueur de diffusion effective des porteurs avec la fréquence. L'expression obtenue est analogue à l'expression DC (1.49) où maintenant I_0 devient \tilde{i} , et L_a devient $L_{a_{eff}}$. Au delà de la fréquence $f = \frac{1}{2\pi\tau_a}$, la longueur de diffusion diminue significativement. Plus la fréquence augmente, plus la longueur de diffusion est faible. Ce terme permet donc dans l'équation (1.55) précédente de prendre en compte le changement de distribution des porteurs dans la zone centrale avec la fréquence.

- *Calcul de la résistance de la zone intrinsèque*

L'impédance est définie à partir des courants de conduction et diffusion des électrons et des trous dans la base. De manière générale, le courant dans la base s'exprime de la façon suivante [12] :

$$I = qAp(x)(\mu_n + \mu_p)E(x) + qA(D_n - D_p) \frac{\partial p(x)}{\partial x} \quad (1.56)$$

Il est possible de prendre comme approximation l'égale mobilité des électrons et des trous afin de simplifier la résolution du problème ($\mu = \mu_n = \mu_p$). Ceci est d'autant plus vrai pour une diode silicium où le ratio des mobilités est de 3 que pour une diode GaAs où le ratio est d'environ 17. Avec cette approximation, le courant dans la base est uniquement un courant de conduction. A ce courant, superposons maintenant une

composante alternative afin d'en déduire la composante alternative du champ électrique dans cette zone.

$$I_0 + \tilde{i} = qA(p_0(x) + \tilde{p}(x))2\mu(e_0(x) + \tilde{e}(x)) \quad (1.57)$$

La variation de la tension aux bornes de la zone intrinsèque s'écrit :

$$V = \int_0^W e_0(x) + \tilde{e}(x)dx = \frac{I_0 + \tilde{i}}{2qA\mu} \int_0^W \frac{1}{p_0(x)(1 + \frac{\tilde{p}(x)}{p_0(x)})} dx \equiv \frac{I_0 + \tilde{i}}{2qA\mu} \int_0^W \frac{1}{p_0(x)} dx \quad (1.58)$$

Le ratio de la composante AC sur la composante DC de la densité de porteurs est négligeable étant donné que ces calculs se positionnent dans un fonctionnement petit signal. $p_0(x)$ dans le cas de l'égalité des mobilités des électrons et des trous se réduit à :

$$p_0(x) = \frac{L_a I_0}{2qAD_a} \frac{\cosh\left(\frac{x - \frac{W}{2}}{L_a}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{2L_a}\right)} \quad (1.59)$$

La résistance de la zone intrinsèque est donc [12] :

$$\begin{aligned} R_I = \frac{V}{I} &= \frac{1}{qA\mu} \int_0^{\frac{W}{2}} \frac{1}{p_0(x)} dx \\ &= \frac{2V_T}{I_0} \sinh\left(\frac{W}{2L_a}\right) \arctan\left(\sinh\left(\frac{W}{2L_a}\right)\right) \end{aligned} \quad (1.60)$$

Si les dimensions de la diode sont telles que $\frac{W}{2L} \ll 1$, alors l'expression de la résistance de la zone intrinsèque se réduit à la formulation plus simple et bien connue que nous avons vue précédemment pour la diode p-i-n.

$$R_I = \frac{W^2}{2\mu I_0 \tau_a} \quad (1.61)$$

1.4.3 Considérations grand signal

Sous l'action d'une polarisation directe, nous avons vu que pour des signaux micro-ondes la diode ne voit pas la variation de signal du fait du temps de transit des porteurs trop important, comparé à la période du signal appliqué. Si la diode est soumise à un courant de polarisation I_0 , la charge stockée dans la zone centrale s'écrit $Q_0 = I_0 \tau_a$. Un courant de très grande amplitude et de fréquence bien supérieure à la fréquence de transition est superposé au courant DC. La charge maximum ajoutée ou enlevée dans la

zone I par le courant HF est maintenant directement proportionnelle à la demi-période du signal ($Q_{HF} = I_{HF} \frac{T}{2}$) (figure 1.25).

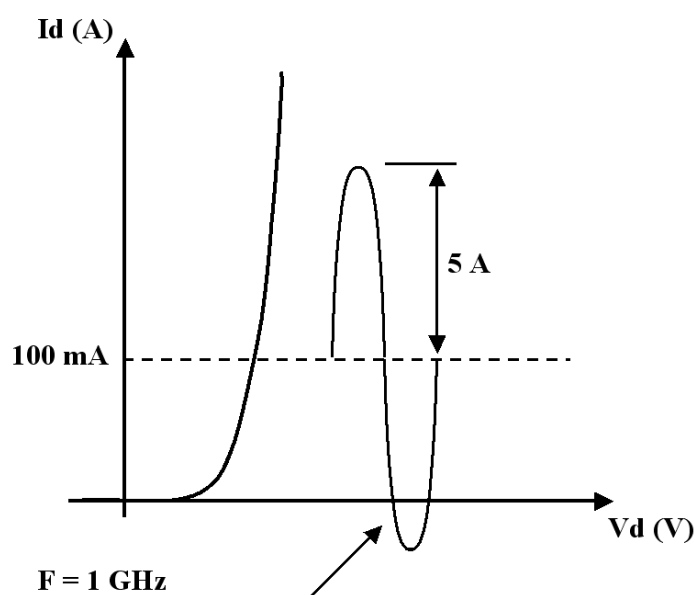


FIG. 1.25 – Comparaison des courants de polarisation et du signal HF grand signal en fonctionnement direct

Prenons le cas d'une diode avec une durée de vie de $5\mu s$ soumise à un courant de polarisation de 100mA. La charge stockée dans la zone I est alors de $0.5\mu C$. Un signal HF de fréquence 1GHz et d'amplitude crête 5A est appliqué, la charge maximum ajoutée ou enlevée est de $2.5nC$. La charge due au DC est donc 200 fois plus grande que celle du signal HF. Par conséquent, la résistance HF de la diode n'est pas affectée par le signal appliqué. Il faudrait un signal d'amplitude beaucoup plus importante ou de fréquence plus faible pour venir modifier la charge stockée et ainsi la résistance HF présentée par la diode.

Pour illustrer davantage le phénomène, conservons le cas d'une diode avec une durée de vie de $5\mu s$ et un courant de polarisation de 100mA. Pour différentes fréquences et différents courants HF, comparons la charge due au signal HF et celle due au DC (tableau 1.1).

I_{HF} (A)	f (GHz)	Q_0/Q_{HF}
5	0.1	20
5	1	200
5	10	2000
50	0.1	2
50	1	20
50	10	200

TAB. 1.1 – Comparaison de la charge stockée par le signal DC et HF

Cette propriété permet de mettre en évidence que la diode p-i-n même polarisée par un courant continu faible peut supporter un courant micro-ondes d'amplitude très supérieure sans changement majeur de l'impédance de la zone centrale. A partir de l'équation de continuité de la charge, il est possible d'écrire une inégalité qui permet aux concepteurs de s'assurer que seul le courant de polarisation pilote la résistance de la diode. [5]

$$I_0 \gg \frac{I_{HF}}{2\pi f \tau_a} \quad (1.62)$$

Étudions maintenant le comportement de la diode en inverse lorsqu'elle est soumise à un signal HF de grande amplitude. Lorsque la fréquence du signal est faible, c'est-à-dire inférieure à la fréquence de relaxation diélectrique, la capacité inverse de la diode varie avec le signal appliqué et ainsi créé des distorsions sur le signal. De plus, si l'amplitude crête à crête du signal appliqué est proche de la valeur de la tension de claquage, une tension de polarisation inverse de $V_{BR}/2$ est nécessaire pour que la diode ne puisse pas entrer en conduction (figure 1.26). [2, 13]

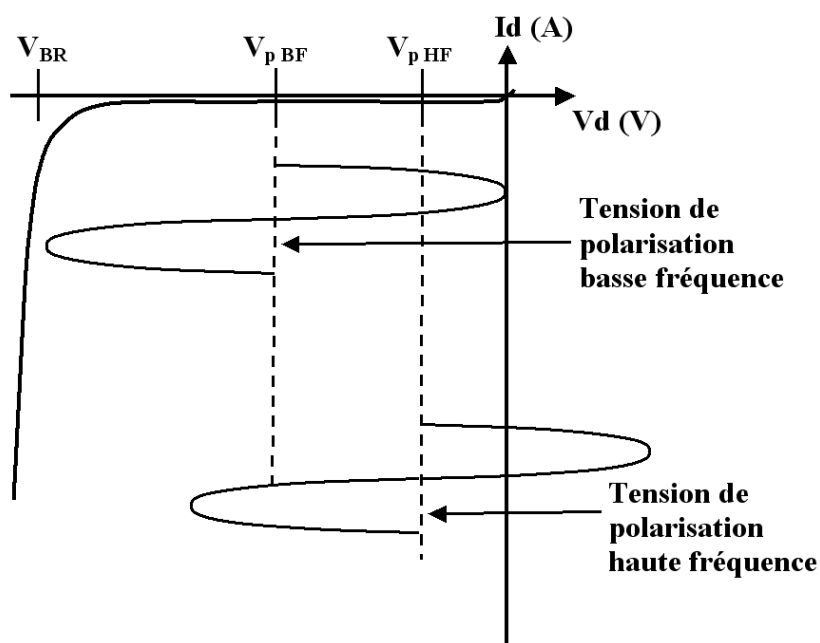


FIG. 1.26 – Étude des tensions de polarisation entre un signal BF et HF de grande amplitude en fonctionnement inverse

Au delà de la fréquence de relaxation diélectrique, la capacité de la diode est minimale et indépendante de la tension appliquée. La diode ne générera pratiquement pas de distorsions. A ces fréquences là, même si le signal entre dans la zone de fonctionnement direct, la diode ne rentrera pas en conduction en raison de son faible temps de commutation de l'inverse vers le direct qui est directement lié au temps de transit des porteurs. Une tension de polarisation inverse est tout de même nécessaire mais beaucoup plus réduite que

pour les basses fréquences. Elle doit simplement être supérieure à la tension de “punch-through” (V_{PT}) afin d’éviter qu’il reste des porteurs mobiles dans la zone intrinsèque. Ceux-ci pourraient faciliter la mise en conduction de la diode lorsque le signal atteint la zone de fonctionnement direct.

1.5 Les modèles existants de diodes p-i-n hyperfréquence

Il existe à ce jour différents types de modèles de diode p-i-n dans la littérature. Bon nombre de modèles ont été développés pour des applications de puissance en basse fréquence où la diode est utilisée en redresseur pour son importante tension de claquage [14, 15, 16, 17, 18, 19]. En hyperfréquence, il n’existe que peu de modèles de diodes p-i-n. Deux types de modèles se distinguent : les modèles numériques basés sur des équations physiques [20, 21, 22] et les modèles circuits [23, 24, 25]. Dans les modèles circuits, seul celui de R.H. Caverly est basé sur la physique [25], les autres modèles suivent plutôt une approche boîte noire ou fonctionnelle. Ces modèles traitent essentiellement le fonctionnement direct de la diode qui est le plus complexe à modéliser.

1.5.1 Modèle petit signal

Un modèle numérique basé sur les paramètres physiques et technologiques de la diode permet de prendre en compte la variation de l’impédance avec la fréquence [20, 22]. Il est basé sur un calcul petit signal de l’impédance de la diode. Ce modèle est implantable dans des logiciels de calcul numérique tels que Scilab ou Matlab mais pas en l’état dans des logiciels de simulation circuit. De plus, ce modèle est uniquement petit signal et ne permet que le calcul de l’impédance.

L’impédance totale de la diode p-i-n est la somme de quatre composantes : l’impédance de la jonction $P^+ - I$, l’impédance de la jonction $I - N^+$, l’impédance de la zone intrinsèque et enfin la résistance série due aux contacts ohmiques et au substrat.

$$Z_T = Z_{j_{P-I}} + Z_{j_{I-N}} + Z_I + R_S \quad (1.63)$$

L’étude du modèle nous conduit à comprendre le calcul de chacune des composantes de l’impédance. Ce modèle se base sur l’hypothèse que les électrons et trous injectés dans la zone I se recombinent avant d’atteindre les zones P^+ et N^+ . Cette approximation a été faite précédemment pour le calcul de la résistance de la zone intrinsèque. Ainsi, les expressions $p_0(x)$ et $\tilde{p}(x)$ des distributions de porteurs DC et AC calculées précédemment pourront être directement réutilisées car elles avaient été obtenues suivant cette hypothèse.

- *Impédances des jonctions*

Il est possible d'appliquer la relation de Boltzmann au niveau de chaque jonction, permettant ainsi de lier la tension appliquée à la jonction à la densité de porteurs au voisinage de cette même jonction. Pour la jonction $P^+ - I$, il est possible d'écrire :

$$p_0(0) = p \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) \quad (1.64)$$

Superposons un régime alternatif au régime établi :

$$p_0(0) + \tilde{p}(0) = p \exp\left(\frac{V_0 + \tilde{v}}{V_T}\right) \quad (1.65)$$

En considérant $\tilde{v} \ll V_T$, on aboutit à $\tilde{p}(0) = p_0(0) \frac{\tilde{v}}{V_T}$. Connaissant la composante alternative de la tension appliquée à la jonction, il est aisé de déduire l'impédance de la jonction $P^+ - I$ et de manière analogue celle de la jonction $I - N^+$:

$$Z_{j_{P-I}} = \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\tilde{p}(0)}{p_0(0)} \quad (1.66)$$

$$Z_{j_{I-N}} = \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\tilde{p}(W)}{p_0(W)} \quad (1.67)$$

- *Impédance de la zone intrinsèque*

Précédemment, nous avons considéré l'égalité de mobilité des électrons et des trous afin de simplifier le calcul et d'obtenir une expression analytique simple. Cette fois-ci, le calcul de l'impédance de la base s'effectue sans hypothèse simplificatrice. L'impédance est définie à la fois à partir des courants de conduction et de diffusion des électrons et des trous dans la base. Le courant total dans la base, qui est la somme des composantes DC et AC, peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0 + \tilde{i} \\ &= qA (p_0(x) + \tilde{p}(x)) (\mu_n + \mu_p) (e_0(x) + \tilde{e}(x)) \\ &\quad + qAV_T (\mu_n - \mu_p) \frac{\partial (p_0(x) + \tilde{p}(x))}{\partial x} \end{aligned} \quad (1.68)$$

A partir de l'équation (5.28), extrayons la composante alternative du champ électrique

$\tilde{\epsilon}(x)$. Son intégration sur toute la zone intrinsèque permet d'obtenir la variation alternative de la tension \tilde{v} dans cette zone. Finalement, l'impédance de la base est donnée par (le calcul de l'impédance de la zone intrinsèque est détaillé en Annexe 2 : Amélioration du modèle petit signal de la diode p-i-n, page 221) :

$$\begin{aligned}
 Z_I = \frac{\tilde{v}}{\tilde{i}} &= \int_0^W \frac{1}{qA(\mu_n + \mu_p)p_0(x)} dx \\
 &- \int_0^W \frac{I_0}{\tilde{i}} \frac{1}{qA(\mu_n + \mu_p)} \frac{\tilde{p}(x)}{p_0(x)^2} dx \\
 &+ \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{\tilde{p}(0)}{p_0(0)} - \frac{\tilde{p}(W)}{p_0(W)} \right]
 \end{aligned} \tag{1.69}$$

Les deux premiers termes de l'impédance sont dus au courant de conduction (conductivité de la zone) et le dernier terme est uniquement dû au courant de diffusion. Celui-ci représente une chute de tension due à l'inégale mobilité des électrons et des trous, cette chute de tension est appelée "Dember-voltage". Le calcul de l'impédance de la base et notamment le calcul des termes de conduction ne peut s'effectuer qu'à travers un logiciel de calcul numérique car il est très difficile d'obtenir une expression analytique de ces intégrales. Il faudra donc intégrer ces deux quantités numériquement. En considérant les expressions de $p_0(x)$ et de $\tilde{p}(x)$ ainsi que l'expression de chacune des impédances dans la diode Z_{jP-I} , Z_{jI-N} et Z_I , l'impédance totale de la diode en polarisation directe à un courant I_0 donné peut être calculée à partir des données technologiques de la diode et des paramètres du matériau.

- *Impédance de la diode en fonction de la fréquence et de l'épaisseur de la zone I*

Ce modèle petit signal permet d'étudier le comportement de l'impédance d'une diode p-i-n avec la fréquence et en fonction de l'épaisseur de la zone intrinsèque à différentes valeurs de courants de polarisation I_0 . De ce fait, il permet aussi l'étude de l'impédance de la diode en fonction du courant de polarisation à une fréquence donnée.

Pour effectuer une comparaison du comportement des diodes de différentes épaisseurs de zone I avec la fréquence, la durée de vie des porteurs sera supposée constante quelle que soit l'épaisseur de la zone intrinsèque. En pratique, la durée de vie augmente généralement avec l'épaisseur de la zone I. La densité de courant dans la diode est la même pour toutes les épaisseurs de diode, c'est-à-dire que pour une même section, le courant de polarisation I_0 sera fixe. Le rapport de l'épaisseur de la zone I sur la longueur de diffusion $\frac{W}{L_a}$ est l'image de l'épaisseur de la zone I. Si il est inférieur à 1, il s'agit d'une diode mince. S'il

est supérieur à 2, il s'agit d'une diode épaisse.

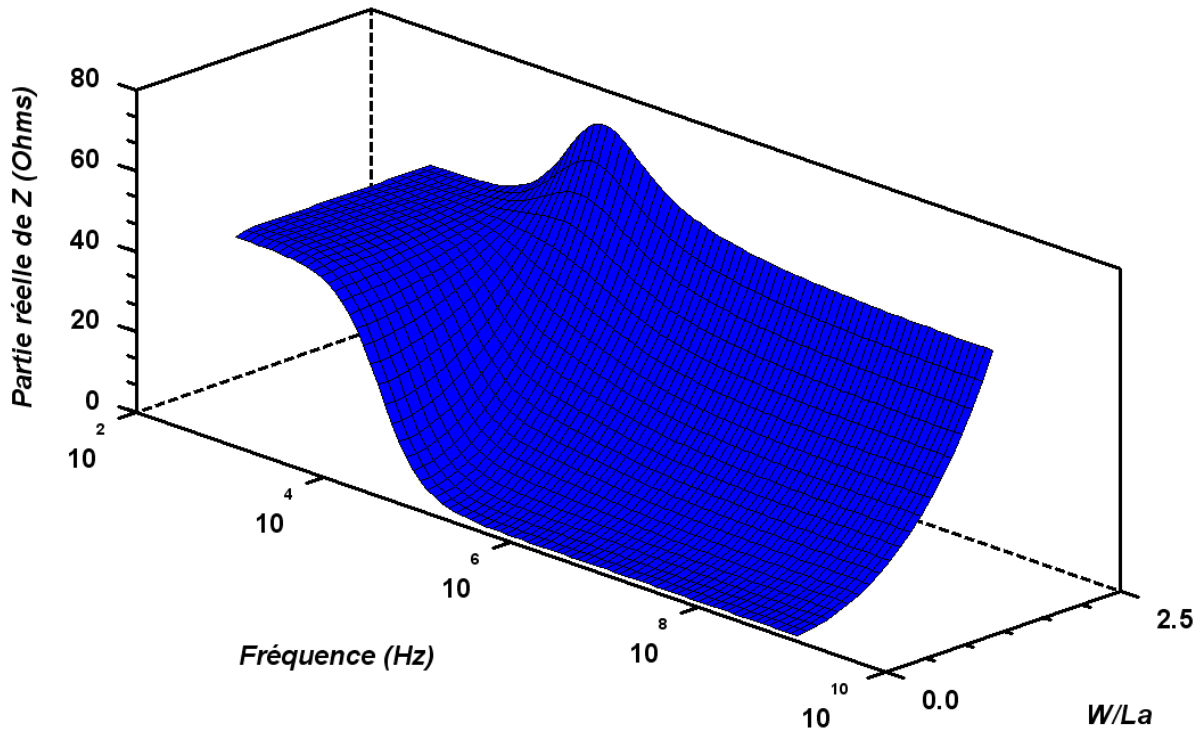


FIG. 1.27 – Partie réelle de l'impédance totale de la diode en fonction du ratio $\frac{W}{L_a}$ et de la fréquence

L'analyse de la figure 1.27 montre une zone de transition sur la partie réelle de l'impédance de la diode. Pour des fréquences inférieures à la fréquence de transition $f = \frac{1}{2\pi\tau_a}$ (ici 32kHz pour une durée de vie de $5\mu s$), l'impédance de la diode est strictement dominée par les jonctions et dépend uniquement de la caractéristique tension-courant ($\frac{2V_T}{I_0}$). Au delà de la fréquence de transition, l'impédance est encore totalement résistive et n'est dominée maintenant que par la résistance R_I de la zone intrinsèque. La comparaison de l'équation de la résistance de la zone intrinsèque mise sous la forme $R_I = \left(\frac{W}{2L_a}\right)^2 \cdot \frac{2V_T}{I_0}$ avec la résistance dynamique des deux jonctions ($\frac{2V_T}{I_0}$), à un courant de polarisation donné, montre que l'impédance de la diode doit diminuer à haute fréquence pour les diodes minces mais augmenter pour les diodes épaisses. Cette caractéristique est visible en analysant la variation de la partie réelle de l'impédance avec la fréquence et le ratio $\frac{W}{L_a}$ sur la figure 1.27. Il est à noter que pour un ratio $\frac{W}{L_a}$ égal à 2, l'impédance de la diode ne présente pas de variation avec la fréquence.

La composante réactive de l'impédance de la diode contient à la fois des contributions des jonctions et de la zone I. Le flux de courant à travers la diode occasionné par le transit des porteurs injectés dans la zone centrale retarde la réponse en tension et entraîne donc

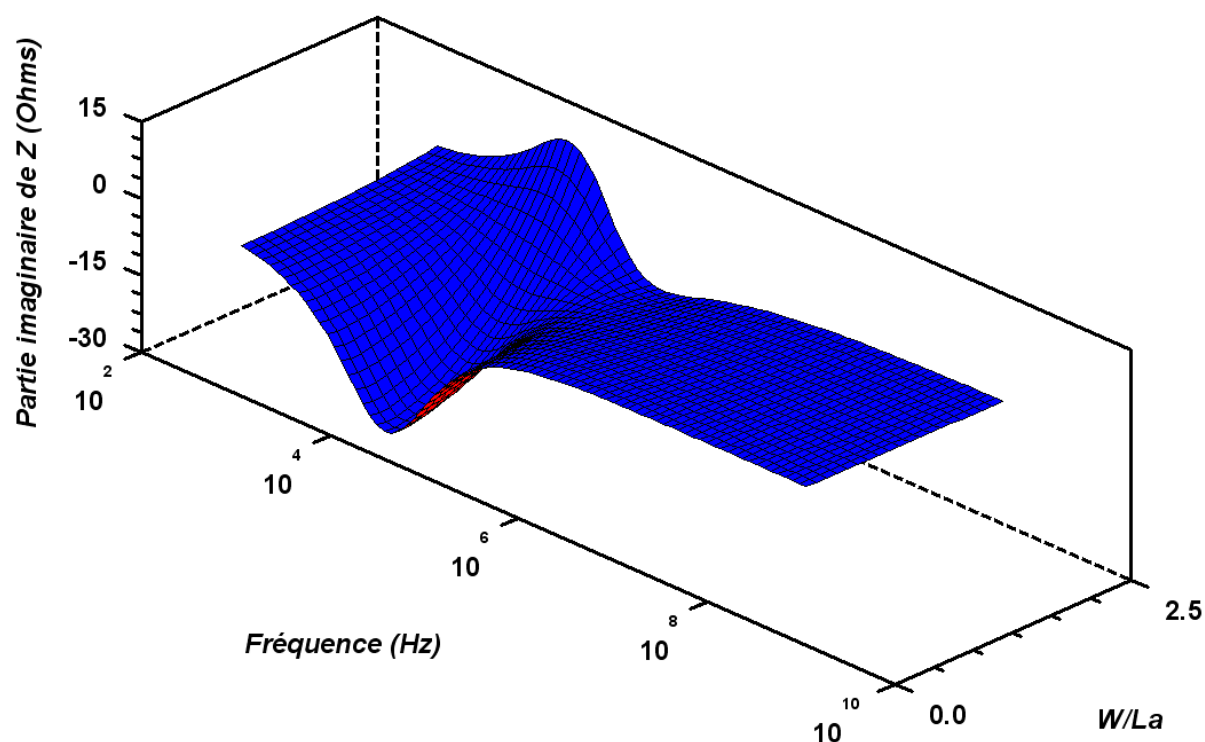


FIG. 1.28 – Partie imaginaire de l'impédance totale de la diode en fonction du ratio $\frac{W}{L_a}$ et de la fréquence

une composante inductive au niveau de la zone I. Pour les diodes minces, l'effet inductif est masqué par d'importants effets capacitifs dus aux processus de diffusion au niveau des jonctions. L'inductance de la zone I augmente avec l'épaisseur de la zone. C'est pourquoi, pour les diodes épaisses l'effet inductif peut devenir plus important que les effets capacitifs des jonctions entraînant alors globalement des effets inductifs au niveau des accès du composant [26]. Cette caractéristique est visible sur la figure 1.28. Une zone de transition similaire à celle de la partie réelle de l'impédance apparaît autour de $f = \frac{1}{2\pi\tau_a}$. La partie imaginaire de l'impédance de la diode approche tend vers zéro à basses et hautes fréquences indépendamment de la géométrie de la diode.

1.5.2 Modèle grand signal

Le fonctionnement grand signal de la diode p-i-n provoque des changements sur la forme d'onde du signal qu'elle contrôle. La cause première de distorsions est due aux variations ou non-linéarités de l'impédance de la diode pendant une période du signal appliqué. Cette variation peut avoir lieu sur la résistance R_I de la zone intrinsèque en fonctionnement direct ou sur la capacité inverse de la diode. Les distorsions sont quelques fois désirées pour une diode p-i-n ou d'autres diodes semiconductrices, par exemple dans

le cas de limiteurs passifs autopolarisés.

Il est souvent admis que la durée de vie des porteurs dans la zone I est le paramètre principal de la diode p-i-n qui influe sur le niveau de distorsion. En effet, ce paramètre est très important mais pas le seul. L'épaisseur de la zone intrinsèque qui détermine le temps de transit dans la zone influe largement sur le taux de distorsion [27].

Le modèle petit signal décrit précédemment n'est pas utilisable pour l'analyse grand signal du comportement de la diode du fait des hypothèses qui ont été faites pour son développement. Les distorsions dans la diode peuvent être analysées en reprenant l'équation de diffusion ambipolaire et en utilisant une décomposition en série de Fourier du signal aux bornes du composant lorsque le signal d'entrée possède une ou plusieurs porteuses. En supposant la fréquence du signal grande devant $f = \frac{1}{2\pi\tau_a}$ et la durée de vie suffisamment grande pour que la densité de porteurs DC soit constante dans la zone I, l'expression des points d'interception d'ordre 2 et 3 peuvent se simplifier et se mettre sous la forme suivante, dans le cas d'une diode p-i-n montée en série [21, 27] :

$$\begin{aligned}
 IP2 &= \frac{Z_0}{2} \left(\frac{R_I + 2Z_0}{R_I} \right)^2 Q^2 \left(\frac{1}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_2} \right)^{-2} \\
 IP3 &= \frac{Z_0}{2} \sqrt{V_T} \frac{R_I + 2Z_0}{R_I^{3/2}} (\omega_1 Q)^{3/2} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{\frac{\omega_2}{\omega_1} + \sqrt{\frac{\omega_2}{\omega_1}}} \right]
 \end{aligned} \tag{1.70}$$

Le domaine de validité de ces formules basées sur des développements en série de Taylor de la distribution des porteurs dans la zone I peut être discuté à travers un exemple. Pour une diode p-i-n avec $\tau_a = 0.5\mu s$ et $W = 28\mu m$, la décomposition en série de Taylor est valide jusqu'à un courant RF de 5.6A à 1GHz pour un courant de polarisation de 100mA. Si l'on considère le cas d'un commutateur (diode montée en série) où $R_I \ll Z_0$ et où les fréquences porteuses sont proches ($f_1 \approx f_2 = f$), les points d'interception d'ordre 2 et 3 s'écrivent simplement :

$$\begin{aligned}
 IP2 &= \frac{Z_0^3}{2} \left(\frac{2\pi f Q}{R_I} \right)^2 \\
 IP3 &= 0.22 Z_0^2 \left(\frac{2\pi f Q}{R_I} \right)^{3/2}
 \end{aligned} \tag{1.71}$$

Le paramètre principal contrôlant les distorsions du commutateur à une fréquence donnée est le ratio $\frac{Q}{R_I}$. En considérant que $Q = I_0\tau_a$ et que $R_I = W^2/2\mu Q$, le ratio $\frac{Q}{R_I}$ apparaît donc directement proportionnel à $\left(\frac{\tau_a}{W} \right)^2$. Dans un commutateur série à

une diode, les niveaux de distorsion sont améliorés si le rapport de la durée de vie sur l'épaisseur de la zone I est "maximisé". Une augmentation du ratio par un facteur 2 entraîne une élévation de 6dB de l'IP2 et un facteur de 2.8 conduit à une amélioration de 4.5dB sur l'IP3.

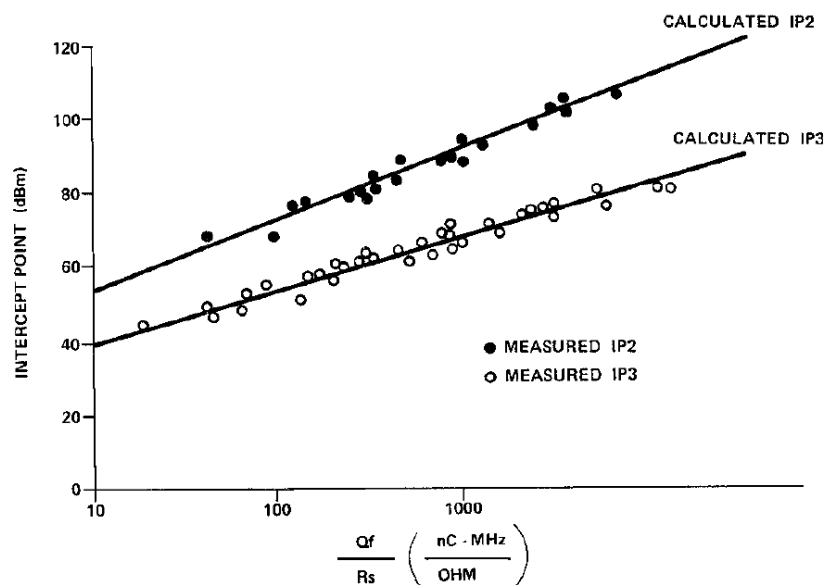


FIG. 1.29 – Points d'interception d'ordre 2 et 3 mesurés et calculés [27]

La figure 1.29 issue de la référence [27] montre la comparaison entre la mesure et le calcul (suivant l'équation (1.71)) des points d'interception d'ordre 2 et 3 et valide ainsi les formules et la méthode énoncées précédemment.

1.5.3 Modèle circuit de type SPICE

A ce jour, plusieurs modèles de diodes p-i-n hyperfréquence existent dans les simulateurs circuits commerciaux mais aucun ne prend en compte les effets de charge dans la zone intrinsèque. Ce sont ces effets de charges qui sont à l'origine de la dépendance de l'impédance avec la fréquence. Le modèle de Caverly [25] permet de prendre en compte ces effets. Ces travaux s'appuient sur ceux de Strollo [14] qui a développé un modèle de diode p-i-n pour des applications de commutation de puissance basse fréquence. Ce modèle n'est pas basé sur des considérations seulement petit signal. De ce fait, il est utilisable à la fois en petit et en grand signal.

Plusieurs modèles analytiques ont été développés à partir de la résolution de l'équation de diffusion ambipolaire. La transposition de ces modèles analytiques vers une forme plus appropriée pour la mise en place dans un simulateur circuit nécessite que les conditions aux limites pour la résolution de l'équation de diffusion ambipolaire soient légèrement altérées. Les nouvelles conditions aux limites utilisées pour le développement du modèle

de Strollo et Caverly sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial P(x,t)}{\partial x}(x=0) = -\frac{b}{1+b} \frac{I(t)}{qAD_a} \\ \frac{\partial P(x,t)}{\partial x}(x=x_m) = 0 \end{cases} \quad (1.72)$$

x_m est la position où la densité de porteurs est minimum dans la zone intrinsèque. Cette position est calculée à partir de la relation $\sinh\left(\frac{x_m}{L_{a_{eff}}}\right) = b \sinh\left(\frac{W-x_m}{L_{a_{eff}}}\right)$ dérivée des nouvelles conditions aux limites. Cette égalité conduit à l'équation de la position du minimum de la densité de porteurs en fonction de la fréquence :

$$x_m = \frac{W}{2} \left[1 + \frac{2L_{a_{eff}}}{W} \tanh^{-1} \left(\frac{b-1}{b+1} \tanh \left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}} \right) \right) \right] \quad (1.73)$$

En considérant l'égalité de mobilité des électrons et des trous ($b=1$), la densité minimale de porteurs a lieu pour $x_m = W/2$. Une nouvelle solution à l'équation de diffusion ambipolaire peut être développée à partir de ces nouvelles conditions aux limites. La densité de porteurs dans la zone intrinsèque peut s'écrire dans le domaine de Laplace :

$$P(x,s) = L_{a_{eff}} \frac{b}{1+b} \frac{I(s)}{qAD_a} \frac{\cosh\left(\frac{x-x_m}{L_{a_{eff}}}\right)}{\sinh\left(\frac{x_m}{L_{a_{eff}}}\right)} \quad (1.74)$$

avec

$$L_{a_{eff}} = \frac{L_a}{\sqrt{1+s\tau_a}}$$

La charge dans la zone intrinsèque est approximée de la manière suivante :

$$Q(s) = qAP(0,s)W \quad (1.75)$$

Il est donc possible de relier la charge stockée dans la zone intrinsèque au courant dans la diode par une fonction de transfert décrite dans le domaine de Laplace :

$$H(s) = \frac{I(s)}{Q(s)} = \frac{D_a}{x_m L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{x_m}{L_{a_{eff}}}\right) \quad (1.76)$$

La charge stockée dans la zone intrinsèque est liée aux tensions appliquées aux jonctions par la relation de Boltzmann. En théorie, d'après l'équation (1.75) la charge n'est fonction que de la tension appliquée à la jonction $P^+ - I$. Rigoureusement, il faudrait appliquer des conditions aux limites similaires pour obtenir une relation analogue à la jonction $I - N^+$. En supposant l'égalité de mobilité des électrons et des trous, l'expression de

la densité de porteurs à cette jonction serait parfaitement identique à celle de la jonction $P^+ - I$. Ainsi, pour simplifier le modèle, admettons le fait que si l'équation (1.75) dépend de la somme des tensions aux deux jonctions l'effet sera le même que si on utilisait deux fois la relation (1.76) qui dépendrait alors respectivement de la tension à chaque jonction.

$$Q(s) = I_S \left(e^{\frac{V_{jP-I} + V_{jI-N}}{NV_T}} - 1 \right) \quad (1.77)$$

La difficulté pour l'implémentation de ce modèle est que le fonctionnement des deux jonctions liant la tension au courant est dépendant de la fréquence. De ce fait, la fonction de transfert ne sera pas toujours implémentable dans un simulateur circuit. Pour que la fonction de transfert soit facile à implémenter, on utilise l'approximation de Padé pour la fonction $\tanh(x)$. Cette dernière permet de mettre la fonction de transfert sous la forme d'une fraction continue illimitée [28] et conduit à :

$$H(s) = \frac{1}{Z + \frac{1}{\frac{3}{T} + \frac{1}{5Z + \frac{1}{\frac{7}{T} + \dots}}}} \quad (1.78)$$

avec

$$Z = \frac{\tau_a}{1 + s\tau_a} \quad \text{et} \quad T = \frac{x_m^2}{D_a} \quad (1.79)$$

Une représentation de la fonction de transfert est possible sous la forme de l'impédance d'entrée d'un réseau R-C de type Cauer.

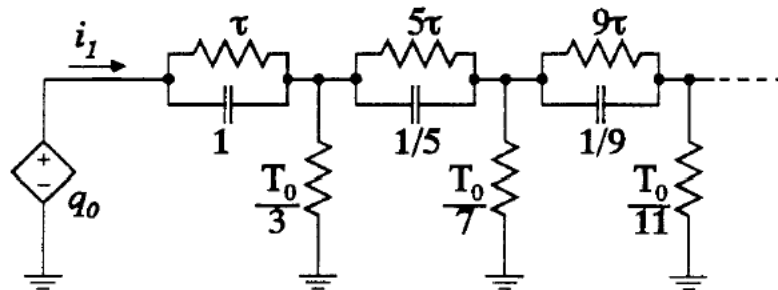


FIG. 1.30 – Représentation de la fonction de transfert d'une jonction sous la forme d'un réseau de Cauer [14]

L'impédance de la zone intrinsèque dans le modèle est représentée par la traditionnelle

expression de la résistance R_I de cette zone notée (équation (1.38)). La charge DC stockée dans la zone I qui contrôle la résistance R_I est obtenue à partir de la tension notée V_1 sur la figure 1.31. Le schéma équivalent du modèle au format SPICE est le suivant :

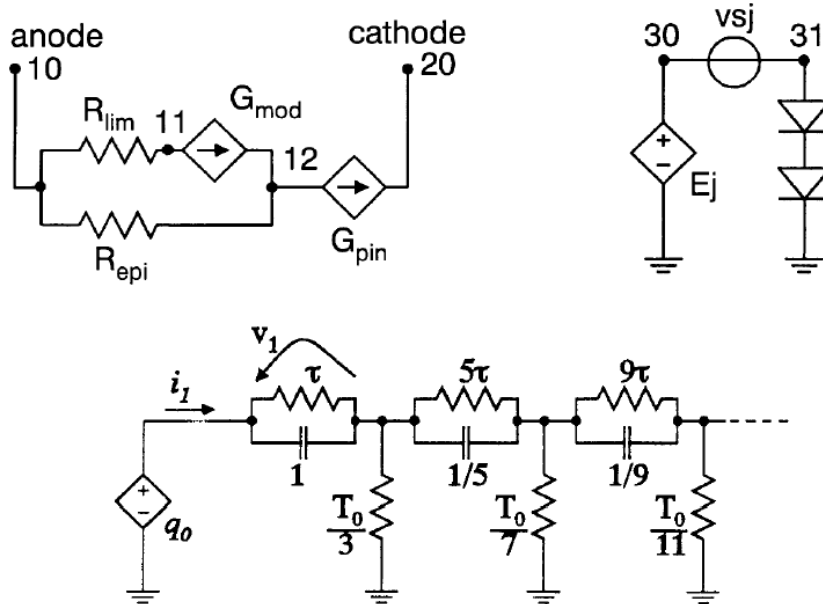


FIG. 1.31 – Schéma équivalent du modèle dans un simulateur circuit [14]

Les éléments G_{mod} et G_{pin} représentent respectivement la résistance R_I et la source de courant équivalente des deux jonctions. La résistance R_{lim} est la résistance minimum en HF de la zone I et R_{epi} est la résistance maximum de cette zone. La représentation de la variation de la résistance de la zone I à partir de trois éléments (G_{mod} , R_{lim} et R_{epi}) permet de prendre en considération la diminution de la mobilité avec l'augmentation de la densité de porteurs. De plus amples détails sont disponibles dans la référence [14].

Dans le cas de certaines épaisseurs de diodes, il apparaît qu'à de fortes densités de courants, les porteurs injectés ne se recombinent pas entièrement dans la zone I comme il a été suggéré dans tous les travaux précédents [29]. Pour les diodes minces $\frac{W}{L_a} < 1$ et si le courant est suffisamment élevé, les porteurs injectés atteignent les émetteurs P^+ et N^+ où ils finissent de se recombiner. Les courants de recombinaison dans les émetteurs ne sont donc pas négligeables pour les diodes minces. En effet, ces courants de recombinaison dans les émetteurs provoquent une variation non-linéaire de la charge stockée. Celle-ci n'est plus proportionnelle à la durée de vie dans la zone I ($Q = I_0\tau_a$) mais à une durée de vie effective τ_{eff} vue aux accès du composant [30]. Ainsi, la charge stockée peut s'écrire en fonction du courant par la relation :

$$Q = I_0\tau_{eff} \quad (1.80)$$

où τ_{eff} n'est pas une grandeur physique mais la durée de vie mesurée aux accès du composant qui est fonction du courant de polarisation.

Afin d'étendre la validité du modèle à toutes les épaisseurs de diodes, il faut donc prendre en compte les courants de recombinaisons dans les émetteurs dans le modèle décrit précédemment de telle manière que le modèle décrive avec précision la variation non-linéaire de la charge stockée.

Le courant des électrons à la jonction $P^+ - I$ est égal au courant de recombinaison des électrons dans l'émetteur P^+ . Il en va de même à la jonction $I - N^+$, le courant de trous à cette jonction est égal au courant de recombinaison des trous dans l'émetteur N^+ . En appliquant la relation de Boltzmann de part et d'autre de la jonction $P^+ - I$, il est possible d'exprimer la concentration en électrons au voisinage de la jonction dans l'émetteur P^+ en fonction de la concentration en électrons au voisinage de la jonction dans la zone I (en $x = 0$). L'expression du courant d'électrons utilisée pour l'émetteur est identique à l'expression générale du courant d'électrons dans une diode p-n classique de dimensions quelconques.

$$J_n(x = 0) = qh_p P(0)^2 \quad \text{où} \quad h_p = \frac{D_n}{L_n \tanh\left(\frac{W_p}{L_n}\right) N_A} \quad (1.81)$$

Les conditions aux limites peuvent être réécrites de la manière suivante [14] :

$$\begin{cases} \frac{\partial P(x, t)}{\partial x}(x = 0) = -\frac{b}{1 + b} \frac{I(t)}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} P(0)^2 \\ \frac{\partial P(x, t)}{\partial x}(x = x_m) = 0 \end{cases} \quad (1.82)$$

Le terme de recombinaison se représente simplement sur la représentation de Cauer par une source de courant G_E (figure 1.32) [14, 31]. Cette source de courant traduit la variation non-linéaire de la charge stockée dans la zone centrale avec le courant de polarisation. L'équation de cette source de courant est Q^2/I_E où Q est la charge calculée par la relation de Boltzmann (équation (1.77)) et I_E est le courant de coude à partir duquel la charge varie de manière non-linéaire avec le courant dans la diode.

Ce modèle a été validé en petit signal par des mesures d'impédances sur des diodes silicium et GaAs de différentes épaisseurs. Une méthode fréquentielle décrite dans la référence [32] sur laquelle nous reviendrons par la suite, permet de mesurer avec précision la durée de vie effective des porteurs quelque soit le courant de polarisation. La figure 1.33 montre une comparaison de la durée de vie effective mesurée et simulée à l'aide du modèle en fonction du courant de polarisation.

Afin d'illustrer la validité de ce modèle en grand signal, la figure 1.34 montre la caractéristique en puissance simulée d'un limiteur à deux diodes. Des comparaisons

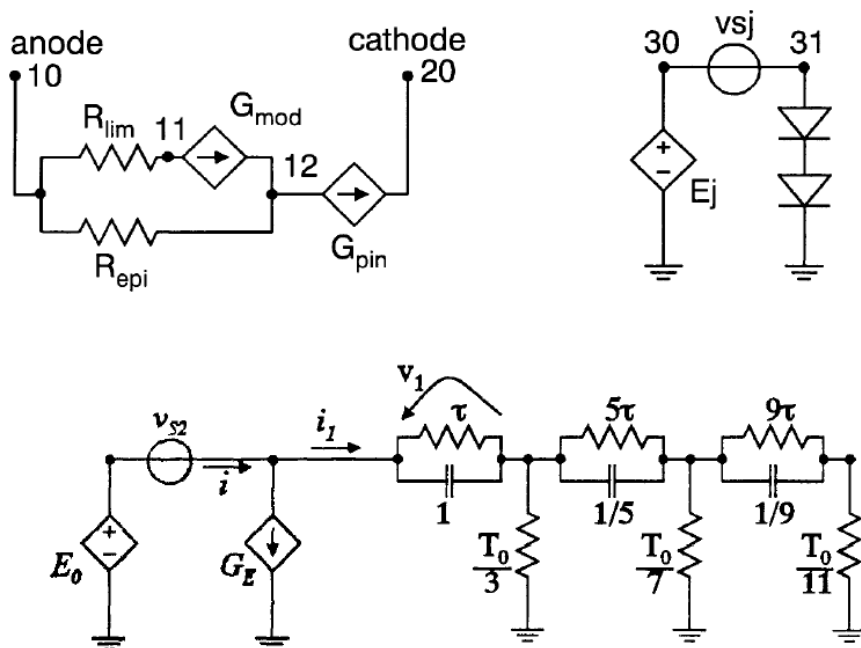


FIG. 1.32 – Schéma équivalent du modèle avec prise en compte des courants de recombinaison dans les émetteurs [14]

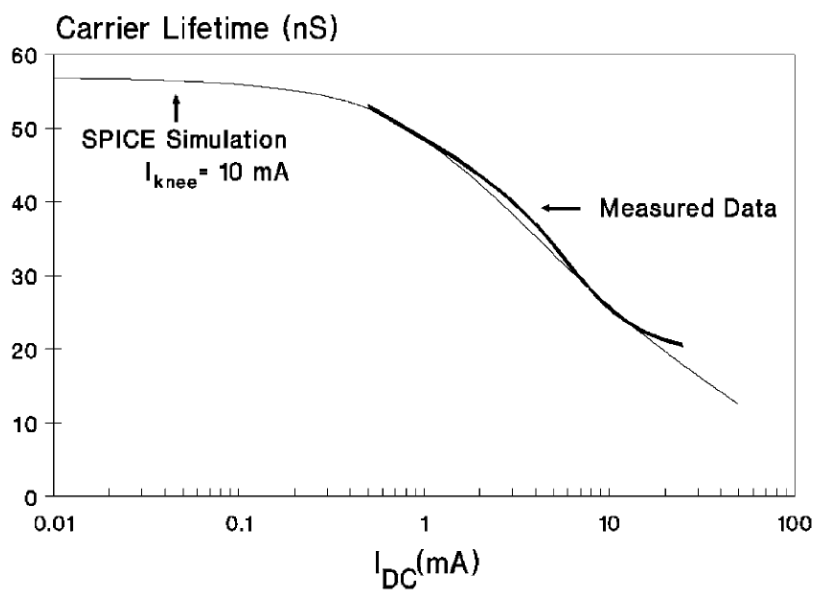


FIG. 1.33 – Comparaison de la durée de vie effective mesurée et simulée en fonction du courant de polarisation [31]

avec des mesures n'ont malheureusement pas été effectuées. Par ailleurs, des mesures et simulations d'IP2 et IP3 ont été réalisées plus récemment permettant de valider dans un premier temps le comportement en puissance de ce modèle.

Ce modèle non-linéaire de diodes p-i-n hyperfréquence est le plus évolué que l'on trouve à ce jour dans la littérature. Cependant, ce modèle ne représente que le fonctionnement de

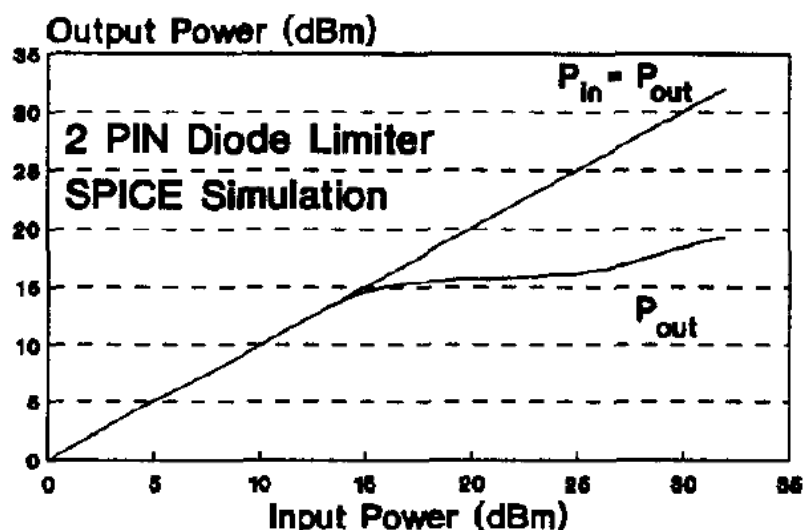


FIG. 1.34 – Caractéristique en puissance simulée d’un limiteur à deux diodes [33]

la diode en régime direct sans dépendance en température, il n’est donc pas applicable à toutes les configurations de fonctionnement. La mise en situation de ce modèle montre que certains jeux de paramètres posent des problèmes de convergence liés à l’interdépendance des différents sous circuits qui composent le modèle. Les travaux effectués dans la référence [34] ont permis d’améliorer la convergence mais au détriment du sens physique du modèle.

1.6 Gros plan sur les principales méthodes de modélisation des semiconducteurs de puissance

Nous allons ici nous intéresser aux principales méthodes de modélisation des semiconducteurs de puissance synthétisées dans la référence [35]. Le passage en revue des méthodes de modélisation existantes permet de définir pour la suite des travaux quelles sont les méthodes de modélisation les plus adaptées au problème p-i-n en hyperfréquence et quelles sont les méthodes les plus simples et les plus efficaces à mettre en oeuvre.

1.6.1 Modèle fonctionnel

Cette approche considère le composant comme une “boite noire” et décrit le fonctionnement comportemental du composant sans considérer les phénomènes physiques se produisant à l’intérieur de celui-ci. Il existe trois méthodes pour décrire le fonctionnement de cette boite noire :

- *Modèle standard faible puissance*

Les modèles standards disponibles dans les simulateurs circuits peuvent être adaptés aux composants de puissance en optimisant leurs paramètres [23]. Les paramètres et les équations du modèle peuvent alors perdre leur signification physique pour n'obtenir qu'une description fonctionnelle. Ces modèles permettent cependant de simuler n'importe quel phénomène à forte tension.

- *Base de données*

Les données provenant de mesures ou de calculs sont directement stockées dans une base de données [24]. Cette méthode est adaptée pour les caractéristiques statiques d'un composant mais il est beaucoup plus difficile de l'utiliser pour prendre en compte des effets dynamiques qui dépendent alors de l'environnement circuit. Le comportement transitoire d'un composant semiconducteur dépend d'un nombre important de paramètres qui résultent de l'état du composant avant la commutation et de l'interaction du composant avec d'autres éléments du circuit pendant la commutation. Il serait alors nécessaire de prévoir l'ensemble des conditions de fonctionnement pour que le modèle soit utilisable sans pré-requis.

1.6.2 Transformation

Il existe de nombreuses techniques pour résoudre les équations différentielles analytiquement. Différentes méthodes sont utilisées pour l'équation de diffusion concernant les modèles des composants de puissance : la transformation de Laplace, l'application des fonctions de Green et la transformation de Fourier spatiale. En principe, ces méthodes permettent d'obtenir des solutions exactes. Cependant, elles sont limitées à leurs conditions aux limites et la solution est sous la forme de séries infinies. Les séries peuvent être tronquées pour obtenir un résultat utilisable et qui ne demande pas un temps de calcul inconsidéré. La solution devient alors approximée.

- *Transformation de Laplace*

La technique par transformée de Laplace convertit l'équation de diffusion dans le domaine de Laplace. La solution est reconvertie dans le domaine temporel sous forme de séries de Fourier [14]. Une troncature est nécessaire après quelques termes pour obtenir un modèle compact qui converge rapidement (figure 1.35), mais la convergence et donc la précision avec peu de termes dépend des conditions aux limites. Cette méthode est

rigoureuse seulement si les conditions aux limites de la région considérée sont fixes. Ce cas n'apparaît que sous des conditions spéciales ou pendant une courte période d'un transitoire. De façon générale, les limites varient et leurs mouvements ont une influence importante sur les caractéristiques du composant.

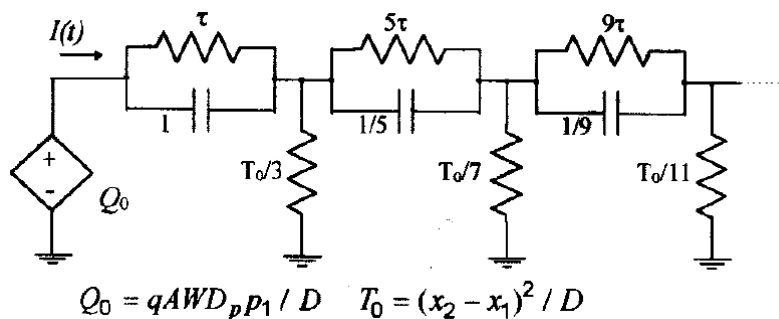


FIG. 1.35 – Représentation temporelle de la solution de l'équation de diffusion par la méthode de la transformée de Laplace [14]

- *Fonctions de Green*

A l'aide des fonctions de Green, un modèle entièrement dynamique pour la diode à jonction p-n a été obtenu [36]. Cette méthode présente cependant les mêmes limitations que celles liées à la transformée de Laplace.

- *Transformation de Fourier spatiale*

Une autre méthode de transformation permet, à travers l'utilisation de la transformée de Fourier spatiale discrète, de convertir l'équation de diffusion en une somme infinie d'équations différentielles du premier ordre. Ainsi, une représentation spatiale de la charge stockée dans le composant est effectuée [16] (figure 1.36). Cette méthode permet d'avoir des conditions aux limites variables dans le temps. Ces inconvénients sont la nécessité d'avoir un sous-circuit représentant spatialement la charge dans la zone I mais surtout un grand nombre de points de discrétisation de la zone I sont nécessaires pour conserver une bonne précision lorsque la fréquence augmente en raison du changement de distribution des porteurs avec la fréquence.

1.6.3 Modèle découpé ou par morceaux

Dans l'approche de la charge découpée (ou morcelée), la zone de stockage de la charge est divisée en plusieurs sections [15]. La charge de chaque section est assignée à la charge d'un nœud (figure 1.37). La différence de charge entre deux nœuds voisins détermine le courant. Cela permet d'obtenir des équations relativement simples qui demandent peu

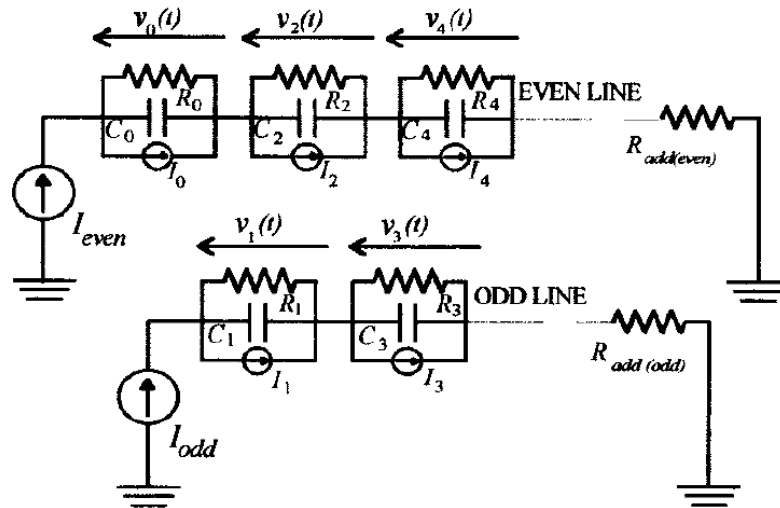


FIG. 1.36 – Représentation spatiale de la solution de l'équation de diffusion par la méthode de la transformée de Fourier spatiale [16]

d'efforts de calcul. Les équations sont valides dans tous les cas et quel que soit le régime de fonctionnement, mais seulement une relativement faible précision est obtenue avec un petit nombre de nœuds. De plus, dès lors que la fréquence augmente, le nombre de nœuds doit augmenter comme pour la transformée de Fourier spatiale afin de conserver une bonne précision. Le modèle peut devenir alors très complexe à mettre en oeuvre.

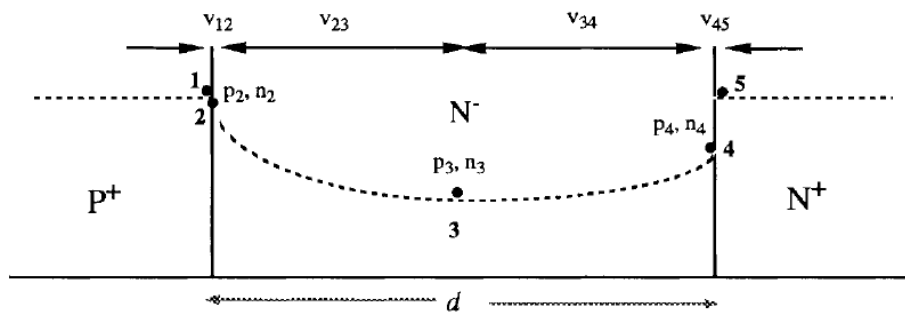


FIG. 1.37 – Principe de la méthode de découpage par morceaux appliqué à la diode p-i-n [15]

1.6.4 Méthode par représentation directe de l'équation de diffusion

En s'appuyant sur une discrétisation de type différence finie pour représenter la diffusion de porteurs dans la base et en utilisant l'analogie entre la densité de porteurs et la tension, l'équation de diffusion ambipolaire peut être interprétée comme une combinaison

de circuits R-C et de sources de courants (figure 1.38). C'est alors à l'aide d'un simulateur circuit qu'est résolue dans le domaine tempore l'équation de diffusion ambipolaire [18, 19].

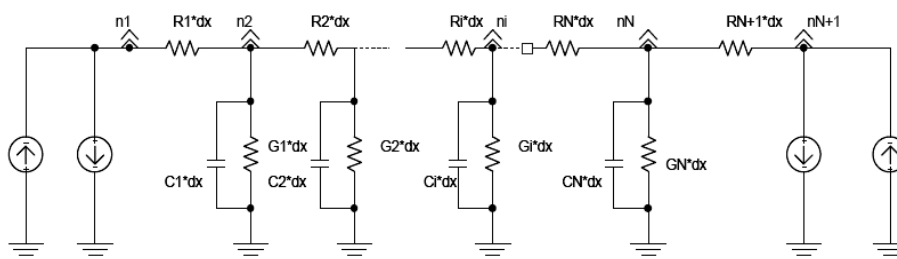


FIG. 1.38 – Représentation circuit de la diffusion de porteurs dans la base de la diode p-i-n [19]

La précision du modèle dépend du nombre de nœuds de discrétisation de la zone intrinsèque. Comme pour le modèle découpé ou le modèle par transformation spatiale, un grand nombre de points de discrétisation sont nécessaires si l'on souhaite utiliser ce modèle à hautes fréquences en raison du changement de distribution des porteurs avec la fréquence. Le temps de calcul devient alors prohibitif du fait du nombre important d'éléments dans le modèle.

1.6.5 Solutions numériques

Les solutions les plus précises sont obtenues par les méthodes numériques, qui sont basées sur une discrétisation de la région considérée en un nombre fini de points de maillage. Deux méthodes peuvent être distinguées : la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis. Ces méthodes ont un inconvénient majeur qui est leur coût de calcul prohibitif. La méthode de la charge par morceaux se rapproche de la méthode des différences finies mais dans la charge par morceaux, la densité moyenne de charges de la section est remplacée par la densité au niveau des nœuds et ensuite insérée dans les équations.

1.7 Conclusion

L'étude des nombreuses applications à diodes p-i-n montre l'importance de disposer de modèles performants pour la conception des circuits par ordinateur (CAO). D'autre part, l'étude des nombreuses applications de puissances montre l'importance de la prise en compte des effets thermiques dans la diode afin de prédire avec précision les grandeurs électriques.

Le passage en revue des principaux modèles existants de diodes p-i-n hyperfréquence a permis de mettre à jour que peu de modèles sont basés sur la physique et donc applicables inconditionnellement. Les modèles s'appuyant sur la physique ne décrivent que le fonctionnement direct de la diode et la plupart ne sont pas utilisables dans un simulateur circuit. Seul le modèle SPICE de Caverly est dédié à la simulation circuit en hyperfréquence. Cependant, il n'est applicable qu'en fonctionnement direct et présente des difficultés de convergence selon les paramètres d'entrée du modèle.

L'analyse des méthodes de modélisation révèle que peu de méthodes sont appropriées en hyperfréquence pour décrire le fonctionnement p-i-n dans toutes les conditions d'utilisation. Les méthodes purement numériques sont à écarter de part leur coût de calcul prohibitif. Les méthodes par transformations et par discrétisations de la zone intrinsèque semblent être les plus appropriées pour la diode p-i-n. En hyperfréquence, l'inconvénient des méthodes par discrétisations est l'augmentation du nombre de nœuds nécessaires en raison du changement de distribution des porteurs avec la fréquence. La méthode fréquentielle utilisée par Strollo pour des applications de commutation basse fréquence et repris par Caverly en hyperfréquence semble être la méthode la plus adaptée à mettre en oeuvre pour des applications à haute fréquence.

Il apparaît donc essentiel à ce jour de développer un modèle complet décrivant à la fois le fonctionnement direct et inverse de la diode quelle que soit la fréquence de fonctionnement. Notre objectif est de modéliser le fonctionnement de la diode des basses fréquences jusqu'aux très hautes fréquences. La variable fréquence se montre donc comme le paramètre majeur à prendre en compte en vue de la modélisation de la diode p-i-n.

En se basant sur une méthode par transformation de Laplace, nous allons tenter de développer un modèle circuit électrothermique utilisable pour une large gamme d'épaisseurs de zones intrinsèques, quelle que soit la fréquence et les conditions de fonctionnement. Ce modèle dédié circuit devra également présenter de très bonnes propriétés de convergence et fonctionner pour tout type d'analyse : DC, Transient, Harmonic Balance et Enveloppe.

1.8 Bibliographie

- [1] J.B. Muldavin and G.M. Rebeiz, “High Isolation CPW MEMS Shunt Switches. 1. Modeling,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, no. 6, pp. 1045-1052, Juin, 2000.
- [2] G. Hiller, “Design with PIN diodes,” *MA-COM Application Note AG312*.
- [3] B. Doherty, “PIN Diode Fundamentals,” *MICROSEMI Application Note 701*.
- [4] H. Benda and E. Spenke, “Reverse recovery processes in silicon power rectifiers,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, no. 8, April 1967.
- [5] W.E. Doherty, Jr., “The pin diode circuit designers handbook,” *Microsemi pin diode handbook*, Chapter 1.
- [6] Hatem Garrab, “Contribution à la modélisation électrothermique de la cellule de commutation MOSFET-Diode,” *Thèse de doctorat de l’université de Lyon*, Mars 2003.
- [7] S.M. Sze, “Physics of Semiconductor Devices,” *Wiley Interscience*, 1969.
- [8] I.V. Lebedev, A.S. Shnitnikov, I.V. Dyakov and N.A. Borisova, “Impedance properties of high-frequency pin diodes,” *Solid State Electronics*, vol. 42, no. 1, pp. 121-128, 1998.
- [9] “MA4P HIPAX series,” *MA-COM High power pin diodes specifications*.
- [10] D. Leenov, “The silicon PIN diode as a microwave radar protector at megawatt levels,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 11, pp. 53-61, Feb. 1964.
- [11] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques,” *Dunod*, 2001.
- [12] R.H. Caverly and G. Hiller, “The Frequency-Dependent Impedance of p-i-n Diodes,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 37, no. 4, pp. 787-790, April 1989.
- [13] Lioudmila Drozdovskaia, “RF and Microwave Frequency Properties of a Reverse-Biased Thick Switching p-i-n Diode,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, no. 8, pp. 1370-1373, August 2001.
- [14] A.G.M. Strollo, “A new SPICE model of power P-I-N diode based on asymptotic waveform evaluation,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 12, no. 1, pp. 12-20, Jan. 1997.
- [15] C.L. Ma, P.O. Lauritzen and J. Sigg “Modeling of the power diodes with the lumped-charge modeling technique,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 12, no. 3, pp. 398-405, May 1997.
- [16] P. Leturcq, O. Berraies, and J.L. Massol, “Implementation and validation of a new power diode model for circuit simulation,” *in PESC’96 Rec.*, pp. 35-43.

- [17] P.M. Igic, P.A. Mawby, M.S. Towers and S. Batcup, "New physically-based PiN diode compact model for circuit modelling applications," *IEE Proceedings Circuits, Devices and Systems*, vol. 149, no. 4, pp. 257-263, Aug. 2002.
- [18] G.M. Buiatti, F. Cappelluti, G. Ghione, "Power PIN diode model for PSPICE simulations," *Applied Power Electronics Conference and Exposition, 2005. APEC 2005. Twentieth Annual IEEE*, vol. 3, pp. 1911-1916, 2005.
- [19] G. Profumo, S. Facelli, B. Passerini, S. Giordano, "PSPICE implementation of a new electro-thermal model for high power diodes," *Industry Applications Conference, 2000. Conference Record of the 2000 IEEE*, vol. 5, pp. 2955-2960, 2000.
- [20] R.C. Varshney, D.J. Roulston and S.G. Chamberlain, "Some properties concerning the a.c. impedance of P-I-N and P-N-N⁺ diodes," *Solid State Electronics*, vol. 17, pp. 699-706, 1974.
- [21] W. Reiss, "Volterra Series Representation of a Forward-Biased p-i-n Diode," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 28, no. 12, pp. 1495-1500, Dec. 1981.
- [22] R.H. Caverly and G. Hiller, "The small signal a.c. impedance of gallium arsenide and silicon p-i-n diodes," *Solid State Electronics*, vol. 33, no. 10, pp. 1255-1263, 1990.
- [23] B.J. Jang, I.B. Yom and S.P. Lee, "An enhanced PIN diode model for voltage-controlled PIN diode attenuator," *33rd European Microwave Conference*, Munich, 2003.
- [24] V. Cojocar, and F. Sischkae, "Non-linear Modelling of Microwave PIN Diode Switches for Harmonic and Intermodulation Distortion Simulation," *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium*, 2003.
- [25] R.H. Caverly and M. Quinn, "A SPICE Model for Simulating the Impedance-Frequency Characteristics of High Frequency PIN Switching Diodes," *IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, vol. 6, pp. 282-285, 1999.
- [26] J.E. Nordman and R.A. Greiner, "The small-signal inductive effect in a long P-I-N diode," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 10, no. 3, pp. 171-177, 1963.
- [27] R.H. Caverly and G. Hiller, "Distortion in p-i-n Diode Control Circuit," *Microwave Theory and Techniques Symposium*, vol. 35, no. 5, pp. 492-501, 1987.
- [28] L.T. Pillage and R.A. Rhorer, "The essence of AWE," *IEEE Circuit Devices*, pp. 12-19, 1994.
- [29] F. Berz, R.W. Cooper and S. Fagg, "Recombination in the end regions of pin diodes," *Solid State Electronics*, vol. 22, pp. 293-301, 1979.
- [30] R.H. Caverly and X. Ma, "Nonlinear stored charge vs d.c. bias-current relationship under high-level injection in pin diodes," *Solid State Electronics*, vol. 32, no. 4, pp. 329-332, 1989.

- [31] N.V. Drozdovski, L.M. Drozdovskaia, R.H. Caverly, M.J. Quinn, “Modeling Zero and Forward Bias operation of pin diodes for High Frequency Applications,” *Solid State Electronics*, vol. 46, pp. 2001-2008, 2002.
- [32] R.H. Caverly, “RF technique for determining the ambipolar carrier lifetime in pin RF switching diodes,” *Electronics Letters*, vol. 34, no. 23, pp. 2277-2278, Dec. 1998.
- [33] R.H. Caverly and M. Quinn, “Time Domain Modeling of PIN Control and Limiter Diodes,” *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium*, vol. 2, pp. 719-722, 1999.
- [34] J. Kyhala and M. Andersson, “An advanced pin diode model,” *Microwave journal*, September 2005.
- [35] R. Kraus and H.J. Mattausch, “Status and Trends of Power Semiconductor Device Models for Circuit Simulation,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 13, no. 3, pp. 452-465, 1998.
- [36] R.B. Darling, “A full dynamic model for p-n junction diode switching transients,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 42, no. 5, pp. 969-976, 1995.

Chapitre 2 :

Analyse physique et modélisation électrique de la diode p-i-n

2.1 Introduction

La diode p-i-n est un composant aussi simple dans sa réalisation que complexe dans son fonctionnement. Ainsi, la compréhension des phénomènes physiques dans la diode p-i-n est essentielle en vue du développement d'un modèle circuit non-linéaire. Pour cela, une analyse du fonctionnement de la diode sera effectuée dans un premier temps à partir de simulations physiques éléments finis. Cette analyse permettra la formulation d'hypothèses afin de mettre en équation le fonctionnement de la diode.

La mise en équations du fonctionnement de la diode p-i-n sous une forme générale à partir de la physique des semiconducteurs, jusqu'à la simplification de ces équations, sera détaillée dans un second temps. A partir d'équations simplifiées décrivant le comportement de la diode, un modèle circuit non-linéaire tenant compte de la température sera développé et implanté dans un simulateur circuit commercial.

Enfin, le modèle circuit développé sera validé à l'aide de simulations physiques éléments finis dans diverses conditions de fonctionnement, et pour une large gamme de fréquences allant du continu aux hyperfréquences.

2.2 Analyse des phénomènes physiques dans la diode p-i-n

L'analyse des phénomènes physiques dans la diode p-i-n a été effectuée à partir du logiciel de simulation physique ISE TCAD qui s'appuie sur une discrétisation de type éléments finis des équations de la physique des semiconducteurs. Ce logiciel permet une discrétisation 1D, 2D et 3D des composants. Pour l'analyse de la diode p-i-n, des études à une et deux dimensions de la structure seront suffisantes. Étant donnée les dimensions des différentes zones de la diode, le modèle de dérive-diffusion est adopté et permettra une résolution fine du problème p-i-n. Des modèles additionnels sont également nécessaires pour décrire correctement le fonctionnement de la diode (modèles de mobilités, recombinaisons, ...). Durant toute l'étude qui suivra, nous considérerons uniquement des diodes silicium de type $P^+N^-N^+$ conformément à celles dont nous disposons pour les campagnes de caractérisation.

Dans le logiciel de simulation physique, il existe de nombreux modèles à sélectionner judicieusement selon l'application. Nous allons donc au préalable décrire et justifier les différents modèles utilisés [1]. La statistique d'état de Boltzmann est utilisée. La statistique de Fermi-Dirac est préférable à celle de Boltzmann dès lors que la densité de porteurs dans les zones actives est supérieure à $10^{19}cm^{-3}$. Dans la zone intrinsèque de la diode qui est la zone active, les densités de porteurs n'atteignent pas une telle grandeur. La statistique

de Boltzmann est par conséquent suffisante. L'effet du dopage sur la structure de bande du semiconducteur est également pris en compte par le modèle de Bennett-Wilson.

Les mobilités des porteurs dans le semiconducteur doivent être fonction à la fois du dopage et de la concentration en porteurs libres (phénomène de dispersion). La dépendance de la mobilité avec le niveau de dopage est prise en compte par le modèle de Masetti (le plus approprié pour le silicium). Concernant la dépendance de la mobilité avec la concentration en porteurs libres, le modèle utilisé est celui de Conwell-Weisskopf. Un modèle complémentaire à ceux de la mobilité est nécessaire pour rendre compte de la saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique. Pour le silicium, un modèle simple comme celui de Canali est suffisant.

Le modèle de recombinaisons utilisé est celui de Shockley-Read-Hall. Les recombinaisons de type Auger sont négligeables car la densité de porteurs dans la zone active n'est pas suffisamment élevée. La durée de vie des porteurs sera fonction du dopage et donc le taux de recombinaisons SRH dépendra du niveau de dopage dans chaque zone. Tous les modèles utilisés dans le simulateur physique sont également dépendants de la température du réseau.

2.2.1 La diode à l'équilibre thermodynamique

L'étude de la diode en l'absence de polarisation permet de mieux comprendre où se situent les zones de charge d'espace (ZCE) et comment évolue le potentiel électrostatique à travers la diode. Cela permettra d'écrire les équations fondamentales de la diode p-i-n liant la barrière de potentiel à la largeur de la zone de charge d'espace.

2.2.1.1 Profil de dopage

Dans le logiciel de simulation physique ISE, nous avons choisi de ne pas considérer les jonctions purement abruptes mais de décrire de la manière la plus fidèle possible le profil de dopage dans la diode conformément à une diode réelle. La figure 2.1 montre le profil de dopage qui a été implanté dans le simulateur physique pour une diode avec une zone intrinsèque de $5\mu m$.

Ce profil de dopage tient compte de la diffusion non intentionnelle de porteurs du substrat N^+ vers la zone intrinsèque lors de l'épitaxie de la zone intrinsèque. C'est donc la jonction $N^- - N^+$ qui est la moins abrupte des deux jonctions. Pour des diodes de zones intrinsèques plus épaisses, la longueur de pénétration en atomes dopants du substrat vers la zone I est identique à une diode mince mais dans ce cas négligeable vis à vis de l'épaisseur totale de la zone. Par conséquent, l'impact du profil de dopage sera plus faible comme nous pourrons le voir par la suite.

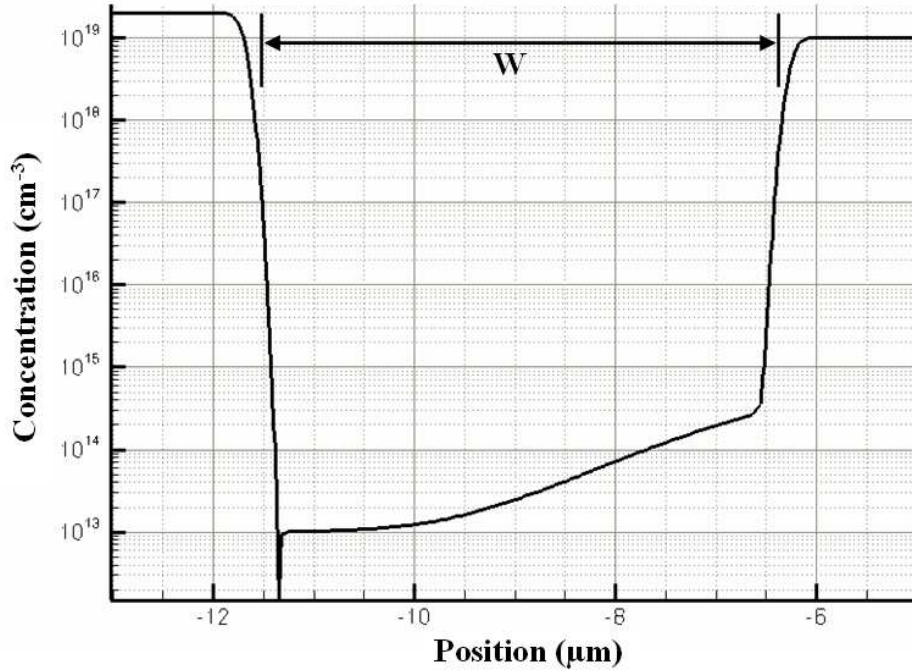


FIG. 2.1 – Profil de dopage dans le simulateur ISE pour une diode avec une zone I de $5\mu m$

2.2.1.2 Potentiel et champ électrique

En l'absence de polarisation, une zone de charge d'espace se forme à la frontière de la zone P^+ et de la zone N^- . Pour la plupart des diodes, sauf les diodes très minces, la zone intrinsèque n'est pas complètement déplétée à 0V. Il est nécessaire d'appliquer une tension inverse suffisante (tension de perçage V_{PT}) pour que la zone soit complètement déplétée de porteurs. Les figures 2.2 et 2.3 présentent respectivement les champs électriques dans des diodes de $5\mu m$ et $100\mu m$.

L'étude du champ électrique dans les deux diodes montre qu'en réalité il existe deux zones de charge d'espace dans la diode au voisinage de chaque jonction. L'observation du champ électrique dans la diode de $100\mu m$ (figure 2.3) illustre bien le phénomène. Le champ électrique s'annule totalement au cœur de la zone I. Pour cette diode, les ZCE paraissent être de même dimension. En réalité, ce n'est pas le cas. La ZCE à la jonction $N^- - N^+$ est plus réduite. L'analyse du champ électrique dans la diode de $5\mu m$ (figure 2.2) permet de mieux rendre compte du phénomène. Le champ électrique dans cette diode s'annule pratiquement à l'approche de la jonction $N^- - N^+$. La ZCE à cette jonction est donc de largeur très faible et ceci du fait que le dopage des zones N^- et N^+ sont de même nature. En l'absence de polarisation, seule la ZCE à la jonction $P^+ - N^-$ est à considérer. La neutralité électrique du barreau impose : $N_A X_{P^+} = N_d X_{N^-}$. X_{P^+} et X_{N^-} sont respectivement les longueurs de pénétration de la zone de charge d'espace dans les

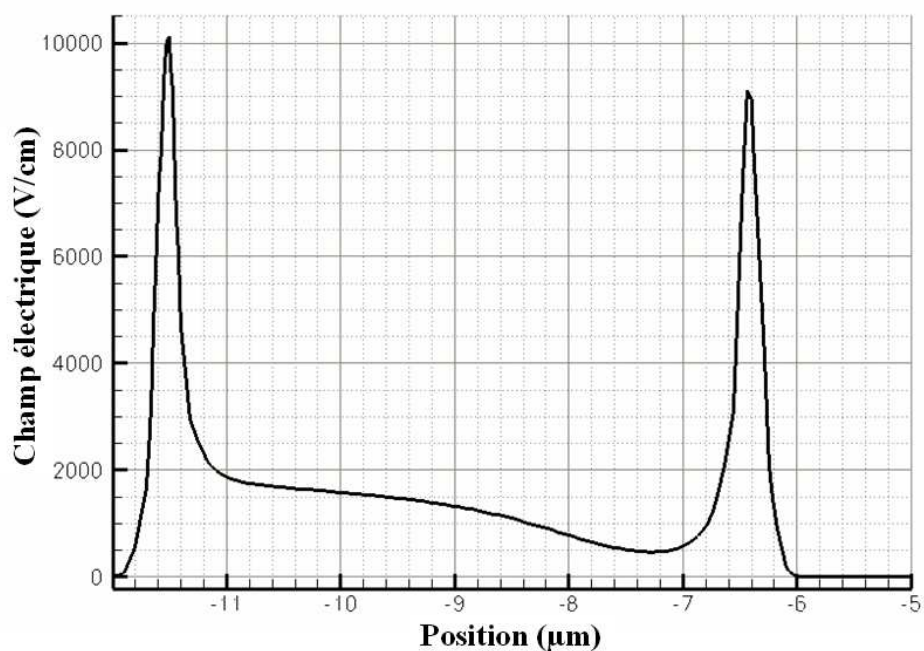


FIG. 2.2 – Champ électrique dans une diode de $5\mu m$ en l'absence de polarisation

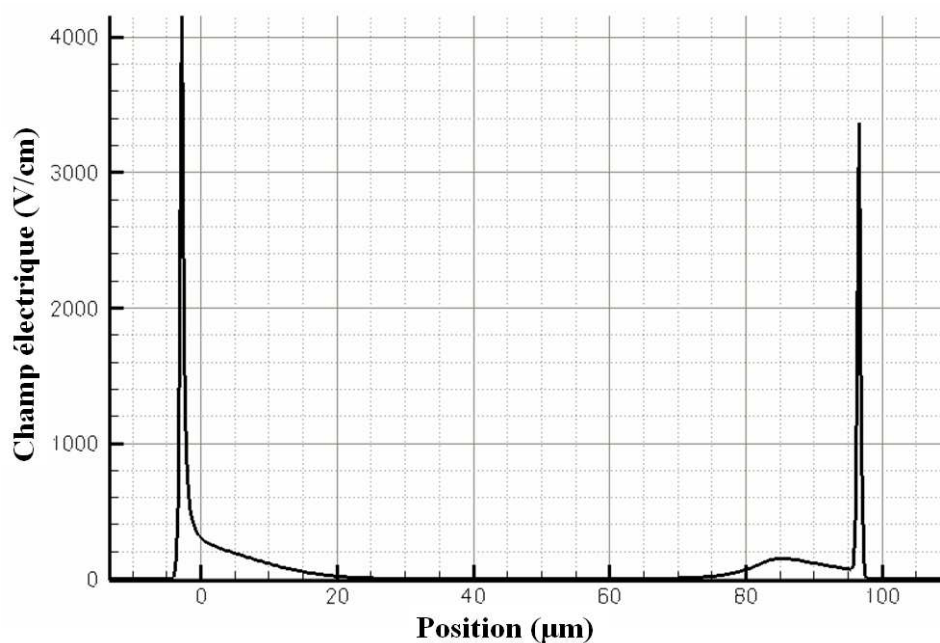


FIG. 2.3 – Champ électrique dans une diode de $100\mu m$ en l'absence de polarisation

zones P^+ et N^- . Du fait du très fort niveau de dopage de la zone P^+ ($N_A = 2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$) et du très faible niveau de dopage résiduel dans la zone I ($N_d \approx 10^{13} cm^{-3}$), la ZCE s'étend principalement dans la zone intrinsèque $W_{zce} = X_{P^+} + X_{N^-} \approx X_{N^-}$.

Le champ électrique maximum à cette jonction peut s'écrire [2] :

$$E_{max} = \frac{q}{\varepsilon} \frac{N_A N_d}{N_A + N_d} (X_{P^+} + X_{N^-}) \approx \frac{q N_d}{\varepsilon} W_{zce} \quad (2.1)$$

En tenant compte des considérations précédentes, nous pouvons prévoir le profil du potentiel électrostatique dans la diode. Ce profil se décompose en quatre zones :

- Une première partie due à la ZCE dans la zone P⁺, le potentiel augmente rapidement dans cette zone du fait du fort niveau de dopage.
- Une seconde partie est due à la ZCE dans une partie de la zone N⁻. Dans cette zone, le potentiel augmente moins rapidement en raison du faible niveau de dopage.
- Une troisième partie du profil du potentiel est due à la zone non déplétée de la zone intrinsèque. Le potentiel y est pratiquement constant dans cette zone du fait de l'absence de charges fixes.
- Enfin, une dernière partie de la caractéristique du potentiel est induite par la seconde ZCE de très faible largeur au niveau de la jonction N⁻ – N⁺.

La figure 2.4 représente le potentiel électrostatique simulé dans la diode de 5 μm et illustre les quatre zones énoncées précédemment.

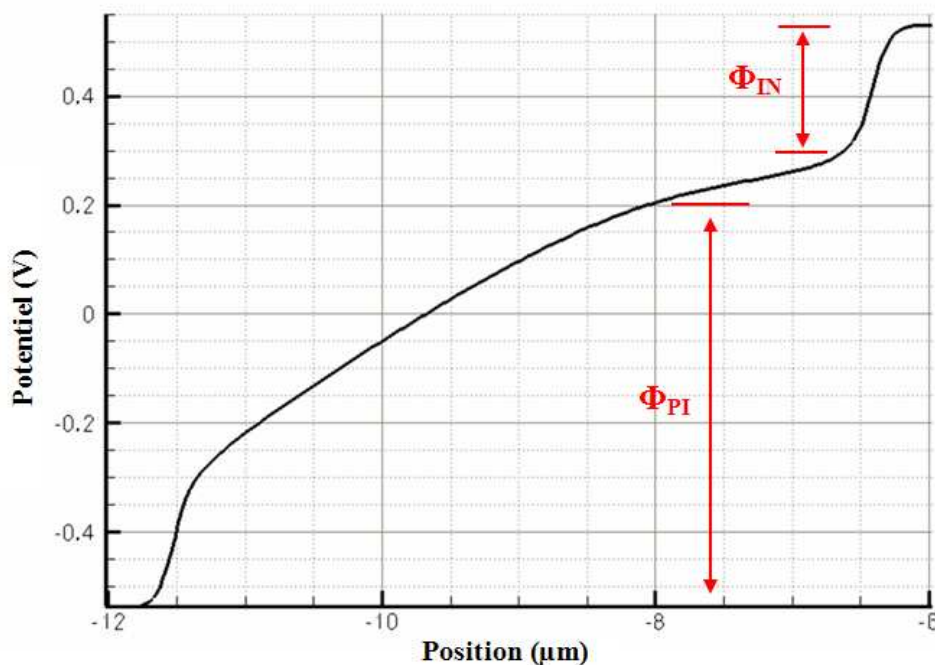


FIG. 2.4 – Potentiel électrostatique dans une diode de 5 μm en l'absence de polarisation

En utilisant l'approximation faite précédemment, il est possible d'admettre que la barrière de potentiel de la première ZCE est due uniquement à l'extension de la ZCE

dans la zone intrinsèque. La ZCE dans la zone P^+ est donc négligée. La barrière de potentiel à la jonction $P^+ - N^-$ s'écrit :

$$\Phi_{PI} = \frac{qN_d}{2\varepsilon} W_{zce}^2 \quad (2.2)$$

Cette relation permet de lier la largeur de la zone de charge d'espace à la barrière de potentiel. Si l'on considère qu'une tension est appliquée à la diode, cette relation nous permettra d'écrire de manière plus générale, la largeur de la ZCE en fonction de la tension appliquée comme nous avons pu le voir dans le chapitre 1.

$$W_{zce} = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\phi_{PI} - V)}{qN_d}} \quad (2.3)$$

L'application de la relation de Boltzmann à la jonction $P^+ - N^-$ permet d'écrire autrement l'expression de la barrière de potentiel.

$$\phi_{PI} = V_T \ln \left(\frac{N_A N_d}{n_i^2} \right) \quad (2.4)$$

En effectuant de même à la jonction $N^- - N^+$, nous pouvons écrire l'expression de la barrière de potentiel de cette jonction jusqu'à maintenant négligée :

$$\phi_{IN} = V_T \ln \left(\frac{N_D}{N_d} \right) \quad (2.5)$$

où N_D est le dopage de la zone N^+ .

A partir des relations (2.4) et (2.5), la barrière de potentiel totale dans la diode p-i-n s'écrit :

$$\phi = \phi_{PI} + \phi_{IN} = V_T \ln \left(\frac{N_A N_d}{n_i^2} \right) + V_T \ln \left(\frac{N_D}{N_d} \right) = V_T \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (2.6)$$

2.2.2 La diode p-i-n polarisée

Le logiciel de simulation physique ISE est utilisé ici pour l'étude du fonctionnement de la diode en condition de polarisation directe. L'étude des densités de porteurs et des courants d'électrons et de trous pour des diodes de dimensions différentes permet de comprendre les phénomènes de recombinaisons qui ont lieu dans chaque zone de la diode. Cette étude est utile pour la suite afin de définir les conditions aux limites les plus appropriées à la résolution de l'équation de diffusion ambipolaire qui régit le fonctionnement de la zone intrinsèque en condition de forte injection.

2.2.2.1 Densités de porteurs dans la diode

Les figures 2.5 et 2.6 présentent respectivement les concentrations des porteurs libres dans des diodes de $5\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$ de zone I en condition de forte injection. Quelque soit l'épaisseur de la zone intrinsèque, les densités d'électrons et de trous sont égales dans la zone intrinsèque ($n(x) = p(x)$). L'hypothèse de neutralité de la charge est donc vérifiée. Cette considération a été utilisée dans tous les travaux réalisés sur la diode p-i-n et justifie l'emploi de l'équation de diffusion ambipolaire pour régir le fonctionnement de la zone I.

Dans le cas de la diode épaisse, les densités de porteurs dans la zone I passent par un minimum du fait des recombinaisons entre électrons et trous dans cette zone. Les recombinaisons ont donc lieu principalement dans la zone centrale de la diode. Pour une diode mince, étant donnée la faible épaisseur de la zone I et les importantes longueurs de diffusion des électrons et des trous, les recombinaisons dans la zone I ne sont pas aussi conséquentes que pour une diode épaisse. Les densités de porteurs ne passent donc pas par un minimum. Les recombinaisons pour ces diodes ont lieu principalement au niveau de chaque jonction et dans les émetteurs P⁺ et N⁺. L'étude des courants dans la diode qui suivra, étayera davantage cette hypothèse.

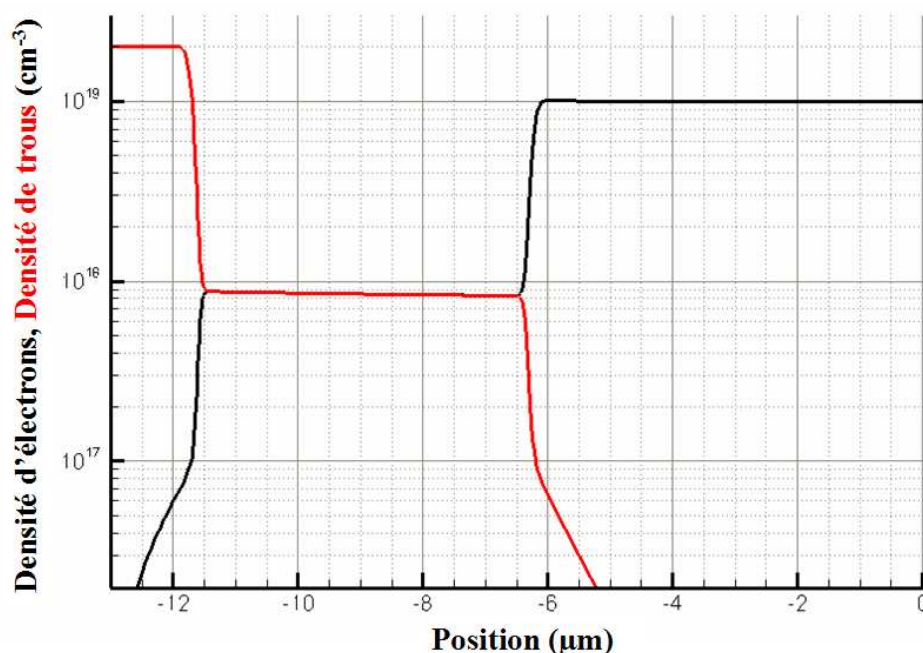


FIG. 2.5 – Densités de porteurs dans une diode mince ($5\mu\text{m}$) en forte injection

L'hypothèse selon laquelle les densités de porteurs passent par un minimum dans la zone I a été utilisée dans le modèle de Strollo [3] et repris par Caverly [4] pour simplifier les conditions aux limites de l'équation de diffusion ambipolaire. Cette hypothèse se vérifie facilement pour des diodes épaisses. Pour des diodes minces, cette hypothèse n'est pas vérifiée étant données les importantes longueurs de diffusion des porteurs vis à vis de

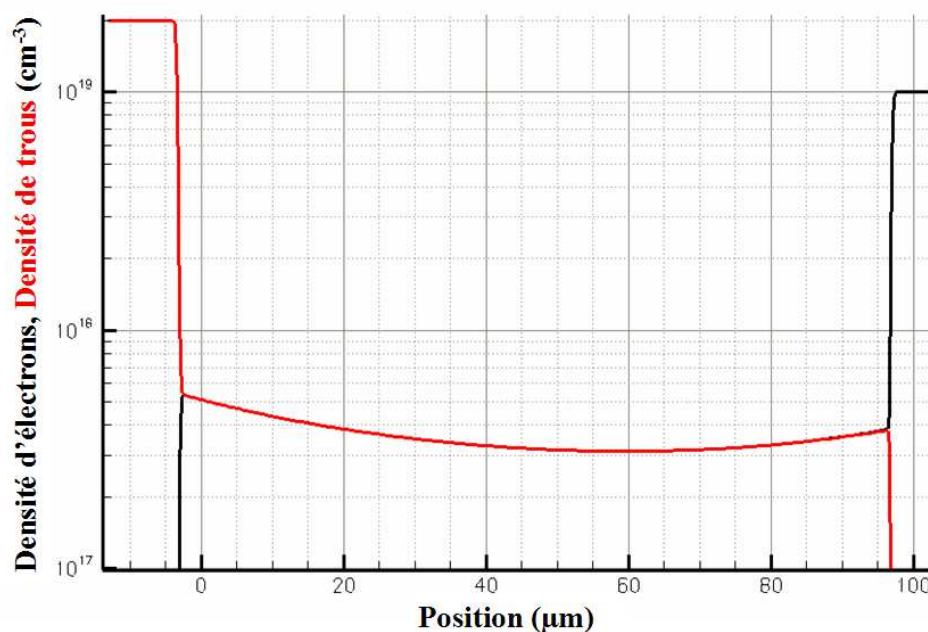


FIG. 2.6 – Densités de porteurs dans une diode épaisse ($100\mu\text{m}$) en forte injection

l'épaisseur de la zone I. De plus, pour ces diodes, le profil des porteurs dans la zone I est très sensible aux niveaux de dopages différents dans les deux émetteurs.

2.2.2.2 Champ électrique et mobilités des porteurs en polarisation directe

En forte injection, le champ électrique dans la zone centrale est très faible en raison de l'égalité concentration des électrons et des trous (loi de Gauss). Un champ électrique important subsiste au niveau de chaque jonction en raison des zones de charge d'espace résiduelles. Ces ZCE résiduelles sont très minces, elles sont de l'ordre de $0.5\mu\text{m}$ d'épaisseur.

L'étude de la mobilité permet de se rendre compte des importantes variations de mobilité qui ont lieu dans la diode p-i-n. Dans les émetteurs P^+ et N^+ , les mobilités sont réduites du fait des concentrations en atomes dopants qui sont importantes. Dans la zone centrale, les mobilités sont beaucoup plus importantes car le niveau de dopage est très faible. Dans le même temps, les mobilités varient avec les concentrations de porteurs du fait des phénomènes de dispersions entre porteurs dus à l'importante agitation des électrons et trous dans le réseau cristallin. Les mobilités atteignent un maximum lorsque les concentrations sont minimum dans la zone I.

Pour la modélisation de la diode, il sera possible de considérer les mobilités des porteurs constantes dans la zone intrinsèque. En revanche, il est essentiel de prendre en compte des mobilités différentes entre les émetteurs et la zone intrinsèque du fait des niveaux de dopages qui sont différents.

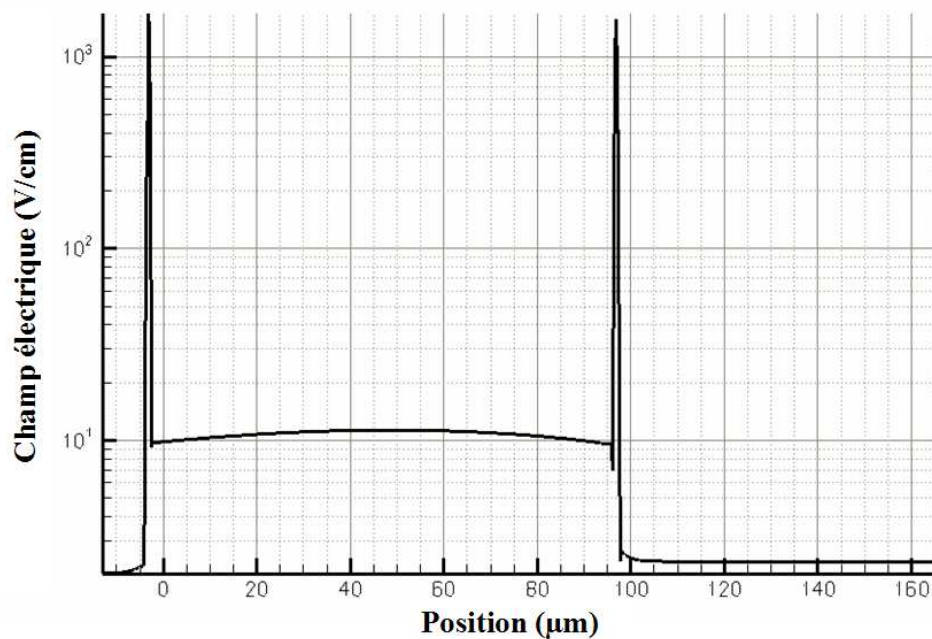


FIG. 2.7 – Champ électrique dans la diode épaisse ($100\mu m$) en régime de forte injection

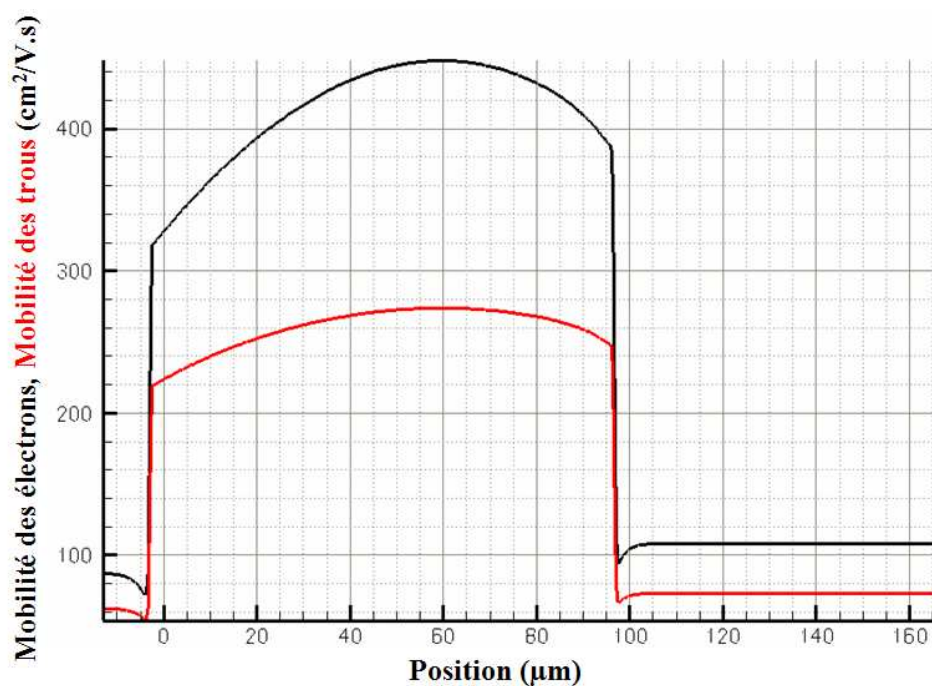


FIG. 2.8 – Mobilités des porteurs dans la diode épaisse ($100\mu m$) en régime de forte injection

2.2.2.3 Courants d'électrons et de trous dans la diode

L'analyse des courants d'électrons et de trous pour différentes épaisseurs de diodes est essentielle en vue de la modélisation de la diode. Elle permettra de quantifier l'importance des phénomènes de recombinaison dans les émetteurs. Dans la chapitre 1, nous avons vu

que les premiers travaux de modélisation de la diode p-i-n négligeaient ces recombinaisons [5, 6]. Ces travaux supposaient que le courant de trous était entièrement transformé en un courant d'électrons dans la zone I même si des mesures avaient déjà montré l'existence de ces recombinaisons [7]. Ce n'est que plus récemment que certains modèles ont intégré ces phénomènes de recombinaisons de porteurs dans les émetteurs.

Pour mettre en évidence ces phénomènes, nous allons examiner les courants d'électrons et de trous dans trois diodes différentes de $5\mu m$, $100\mu m$ et $200\mu m$ d'épaisseurs de zones intrinsèques (figures 2.9, 2.10 et 2.11).

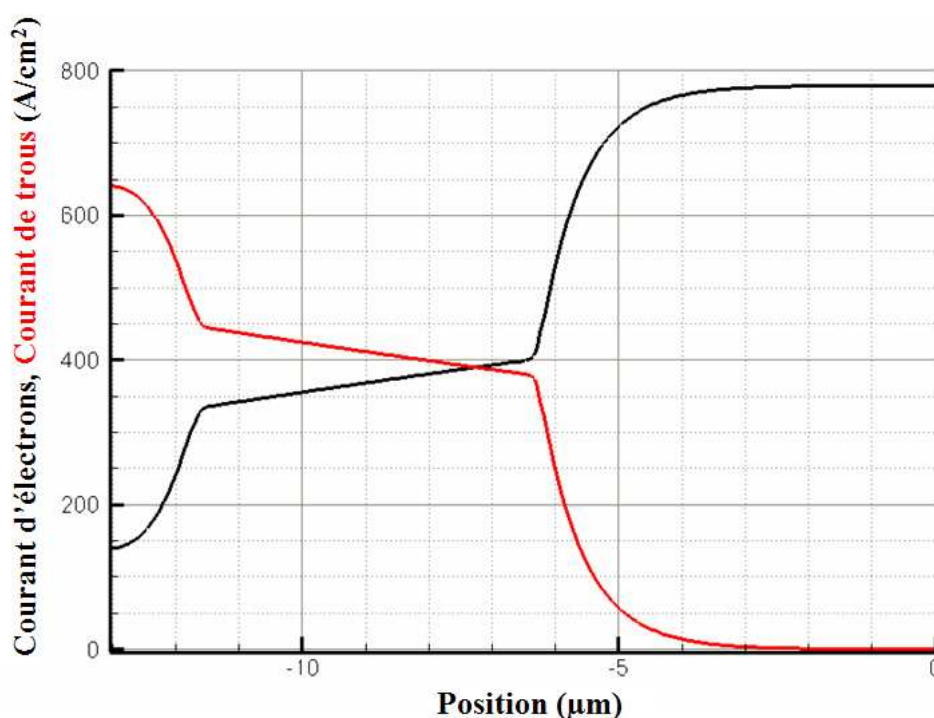


FIG. 2.9 – Densités de courants dans une diode mince ($5\mu m$) en régime de forte injection

Pour la diode la plus mince, les courants d'électrons et de trous sont de même ordre de grandeur au niveau de chaque jonction en raison de la longueur de diffusion (L_a) qui est grande devant l'épaisseur (W) de la zone I. Dès lors que l'épaisseur de la zone intrinsèque augmente, le courant de trous devient prépondérant à la jonction $P^+ - N^-$ et le courant d'électrons devient prépondérant à l'autre jonction $N^- - N^+$. Si l'épaisseur de la zone intrinsèque est suffisante, le courant à la jonction $P^+ - N^-$ est uniquement un courant de trous et le courant à la jonction $N^- - N^+$ est un courant d'électrons.

En conclusion, les recombinaisons dans les émetteurs sont importantes pour des diodes minces (ratio $\frac{W}{L_a} < 1$). Pour des diodes épaisses, les courants de recombinaisons dans les émetteurs pourront être négligés. Le modèle de la diode devra donc être capable de tenir compte de ce phénomène pour être précis. Il devra aussi être utilisable quelques soient les dimensions de la diode et ainsi le cas échéant ne pas tenir compte de ce phénomène.

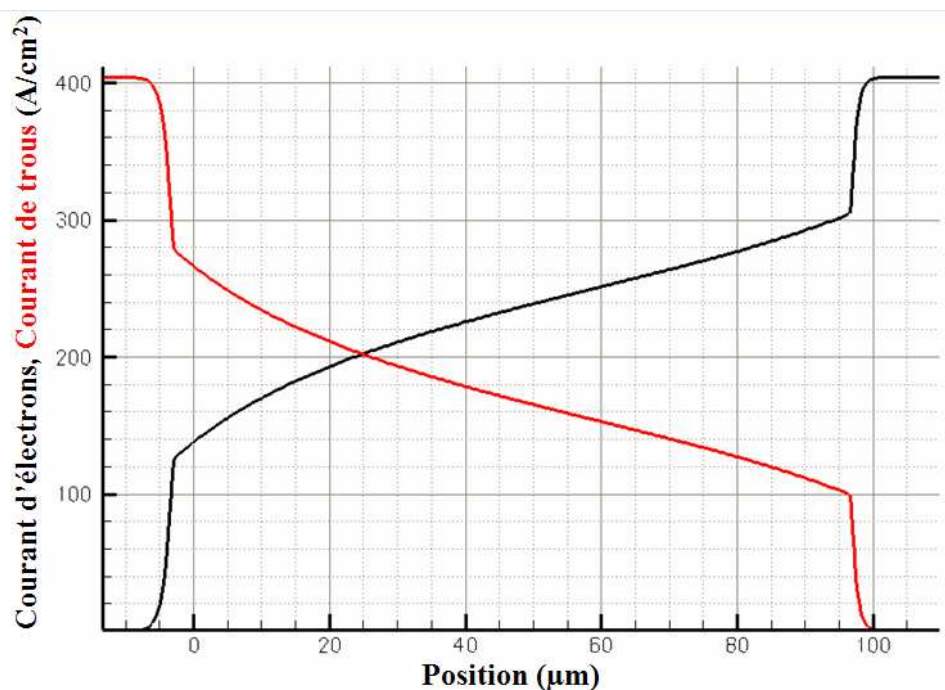


FIG. 2.10 – Densités de courants dans une diode épaisse ($100\mu m$) en régime de forte injection

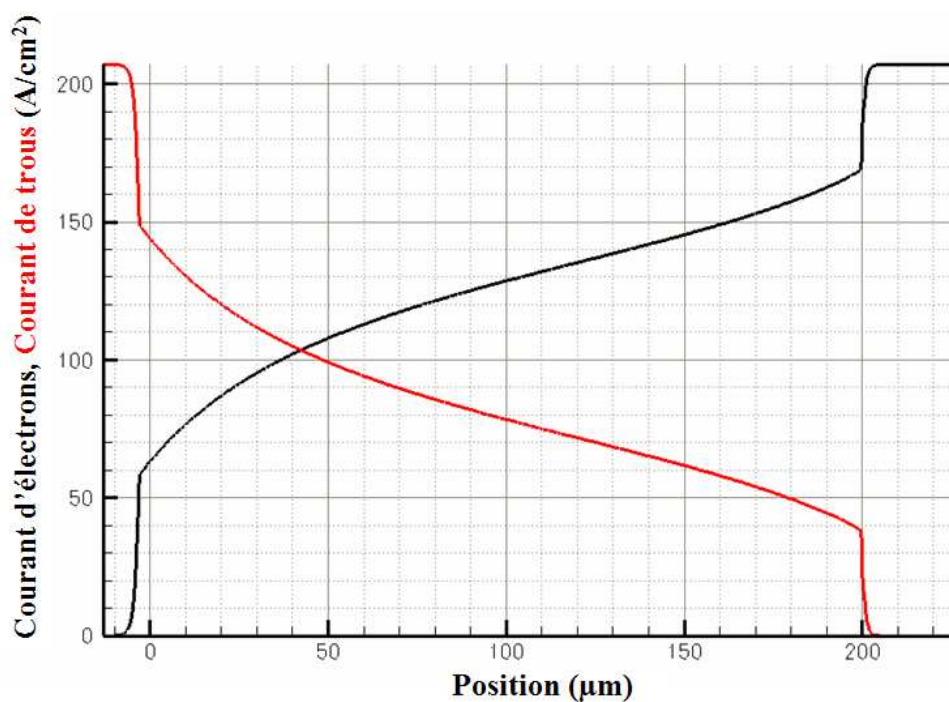


FIG. 2.11 – Densités de courants dans une diode très épaisse ($200\mu m$) en régime de forte injection

2.2.2.4 Taux de recombinaisons et échauffement de la diode

Afin de concevoir un modèle électrothermique de la diode p-i-n, nous devons développer à la fois un modèle électrique et un modèle thermique. La connaissance précise de la température impose le développement d'un modèle thermique et passe donc nécessairement par la connaissance des zones de la diode où ont lieu des dissipations de puissance par effet joule. Pour connaître où a lieu principalement la dissipation de puissance dans la diode, nous allons étudier les recombinaisons SRH dans la diode qui sont responsables de l'échauffement de la diode par effet joule. L'étude du taux de recombinaison SRH pour une diode épaisse polarisée est présentée figure 2.12 et permet de définir les zones où les recombinaisons sont les plus importantes.

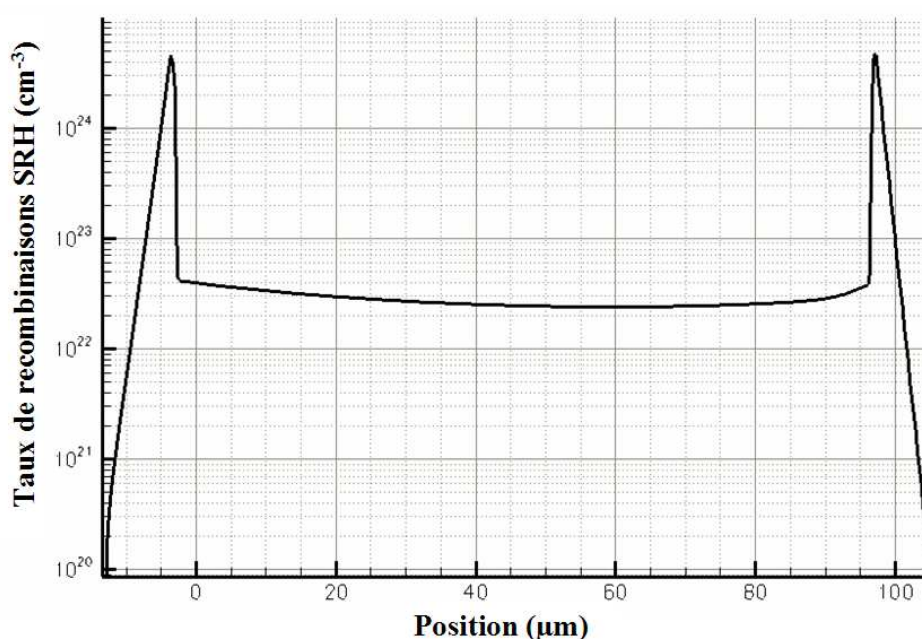


FIG. 2.12 – Taux de recombinaisons SRH dans une diode de 100 μm en régime de forte injection

Le taux de recombinaison est le plus important au niveau de chaque jonction en raison de la présence de zone de charge d'espace résiduelle, mais le volume présenté par ces zones est faible et donc le nombre total de recombinaisons peu conséquent. C'est en réalité dans la zone intrinsèque qu'a lieu la majeure partie des recombinaisons car il faut intégrer le taux de recombinaison sur le volume total de la zone qui est bien supérieur à celui des ZCE. Pour les diodes minces, nous avons vu précédemment que les recombinaisons ont lieu en partie dans la zone I, au niveau de jonction et enfin dans les émetteurs au voisinage de chaque jonction. Étant donnée la faible épaisseur de la zone intrinsèque, le gradient de température sera faible dans la zone. Il est donc possible de considérer que la dissipation s'opère uniquement dans la zone intrinsèque en commettant peu d'erreur.

Le simulateur physique ISE permet de simuler l'auto-échauffement de la diode grâce au modèle thermodynamique. Le modèle de dérive diffusion est alors couplé aux équations de la thermique dans un semiconducteur. La figure 2.13 présente la cartographie en température obtenue dans le cas de simulation 2D d'une diode MESA de $5\mu m$ de zone I. Les tensions et courants de polarisations sont élevés de sorte que la puissance dissipée soit importante pour apprécier plus précisément le profil de température.

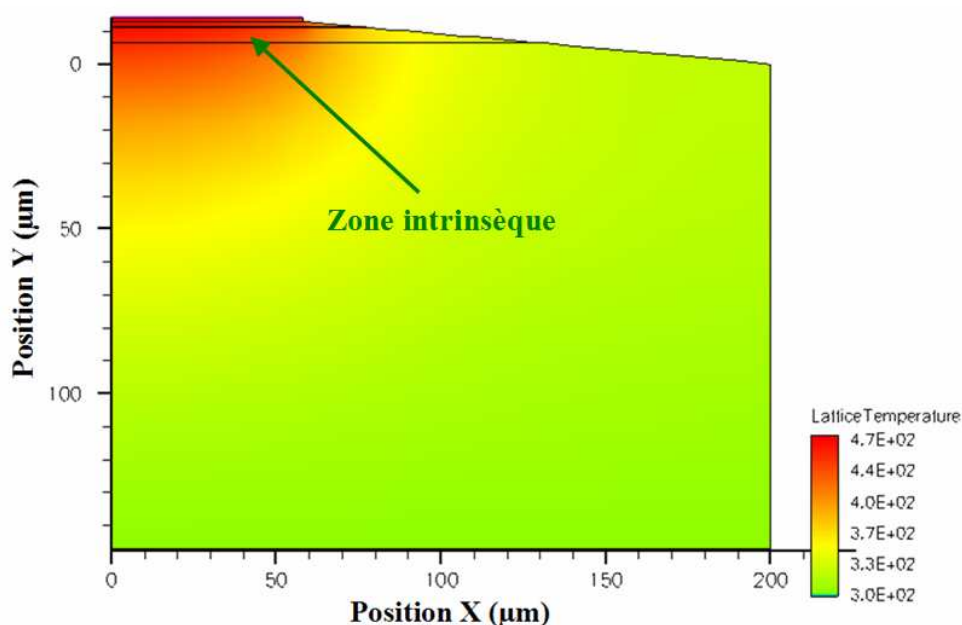


FIG. 2.13 – Cartographie de la température dans une diode de $5\mu m$ soumise à un fort courant direct

Les résultats montrent que l'élévation en température est maximum au niveau de la zone intrinsèque. Il faut noter également que la température est maximum dans l'axe central de la diode ($x = 0$), ceci du fait que la densité de courant est la plus importante dans cet axe et diminue significativement dès lors que l'on s'éloigne du centre de la diode. Cette cartographie de la température servira de référence par la suite pour valider les résultats obtenus lors de l'analyse thermique de la diode dans le chapitre 3.

2.2.3 Fonctionnement en commutation

Nous allons maintenant nous intéresser à la phase de recouvrement de la diode (passage de l'état passant à l'état bloqué) afin de comprendre quels sont les mécanismes permettant un retour à l'état d'équilibre de la diode p-i-n. Au préalable, il est nécessaire de visualiser les variations de la tension et du courant aux accès du composant pendant la phase de passage de l'état passant à l'état bloqué (figure 2.14). La figure 2.15 illustre l'évolution dans le temps des concentrations des porteurs dans la zone intrinsèque pendant cette

phase de recouvrement, et la figure 2.16 montre le champ électrique pendant cette phase.

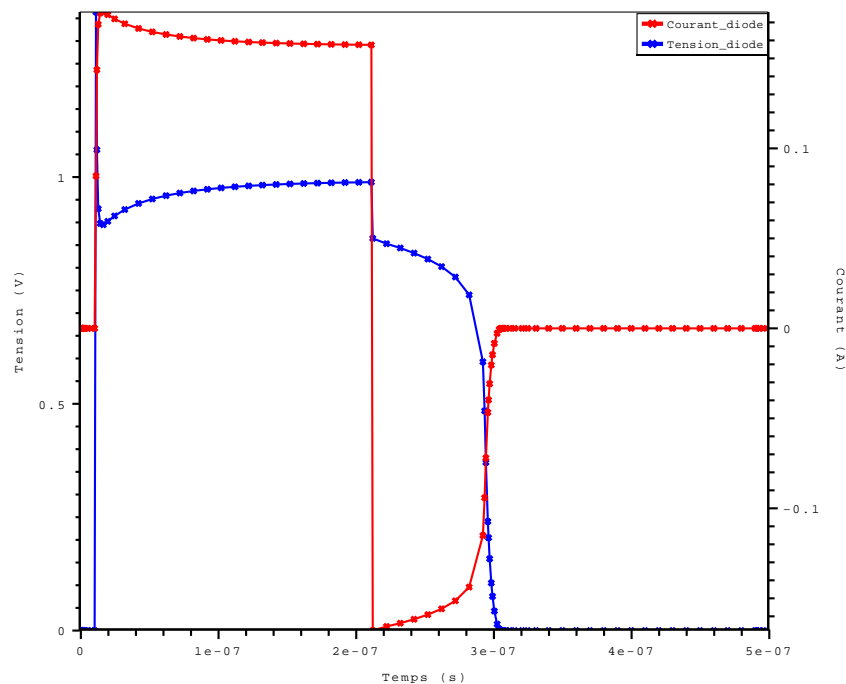


FIG. 2.14 – Tension et courant aux bornes de la diode de $5\mu\text{m}$ lorsqu'une impulsion est appliquée

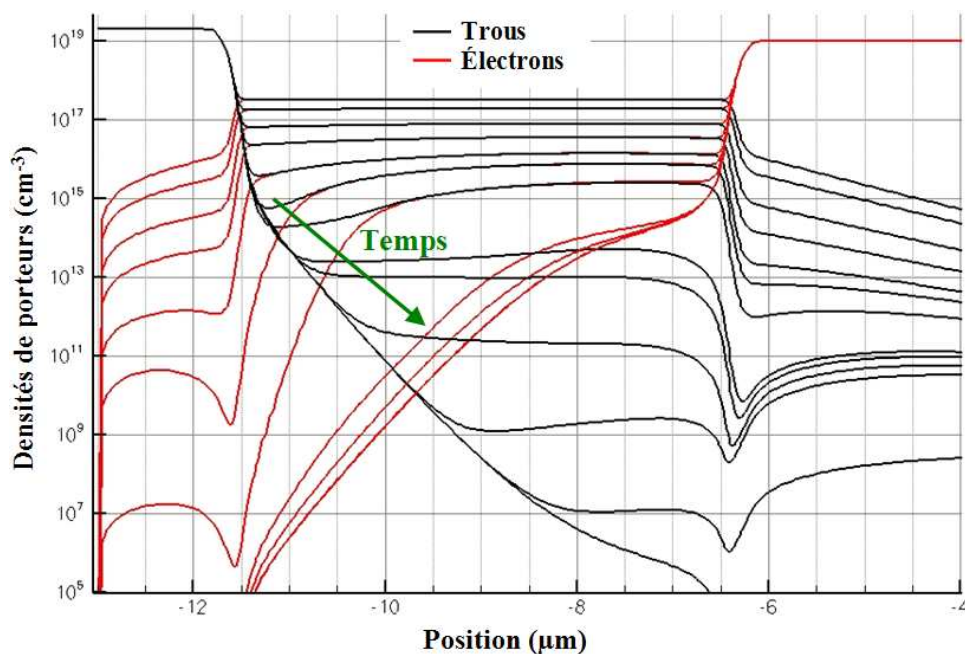


FIG. 2.15 – Densités de porteurs dans la diode de $5\mu\text{m}$ à différents instants pendant la phase de retour à l'équilibre de la diode

Le retour à l'équilibre s'effectue en deux temps : une première phase pendant laquelle le courant inverse est maintenu à peu près constant, et une autre phase pendant laquelle

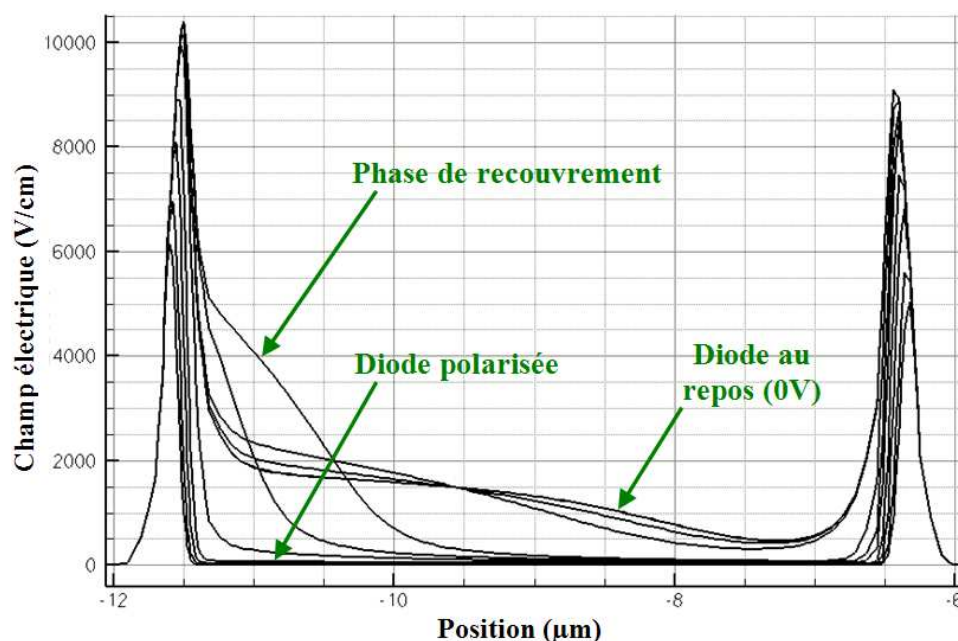


FIG. 2.16 – Champ électrique dans la diode de $5\mu\text{m}$ à différents instants pendant l'évacuation des charges stockées

le courant dans la diode diminue pour enfin s'annuler. [8]

Pendant la première phase, le courant inverse aux bornes de la diode est constant. L'évacuation des charges s'effectue avant tout par recombinaisons dans la zone intrinsèque. L'hypothèse de neutralité de la charge dans la zone I est toujours valide ($n = p$). Sur la figure 2.15, cette phase apparaît sur les 4 premières traces qui semblent être parallèles.

Lors de la seconde phase, le courant inverse aux bornes de la diode diminue. Les concentrations de porteurs imposées à chaque jonction tendent vers une valeur très faible. L'hypothèse de neutralité de la charge dans la zone I n'est plus valide et donc un fort champ électrique apparaît dans la zone intrinsèque au voisinage de chaque jonction et avec une amplitude plus grande à la jonction $P^+ - N^-$ (figure 2.16). La zone de charge d'espace se constitue en premier lieu à cette jonction et s'étend avec le temps jusqu'à presque toute la zone intrinsèque (figures 2.15 et 2.16). Les porteurs présents au milieu de la zone I sont extraits sous l'action du champ électrique. Ce processus est nettement visible sur la figure 2.15 sur les 4 traces qui suivent celles décrites lors de la première phase. Dès que la zone de charge d'espace est reconstituée, la diode est bloquée et ainsi le courant à ses bornes devient nul.

2.3 Modélisation non-linéaire de la diode p-i-n dans un simulateur circuit

A partir de l'analyse physique du fonctionnement de la diode, nous avons pu appréhender les phénomènes majeurs du fonctionnement. Tout d'abord en régime d'injection, l'hypothèse de neutralité électrique de la charge est vérifiée ($n = p$). Il est donc possible d'appliquer l'équation de diffusion à la diode p-i-n. Les simulations physiques ont également permis de mettre en évidence l'importance de prendre en compte les phénomènes de recombinaisons dans les émetteurs. Ce phénomène essentiellement présent dans des diodes minces devra de manière générale être intégré dans le modèle. Le modèle circuit développé devra être utilisable à la fois en petit et en grand signal pour satisfaire à toutes les conditions de fonctionnement possibles. Il devra également être applicable à toutes les dimensions de diodes et approprié pour des matériaux tel que le silicium ou le GaAs.

2.3.1 Modèle de la diode en polarisation directe

Pour tout le travail de modélisation du fonctionnement de la diode en régime directe qui suivra, nous allons considérer le schéma simplifié (figure 2.17) de la distribution de porteurs dans la diode en condition de forte injection [5]. La jonction $P^+ - I$ a pour position l'abscisse $x = 0$, et la jonction $I - N^+$ l'abscisse $x = W$. W étant bien sûr l'épaisseur de la zone intrinsèque.

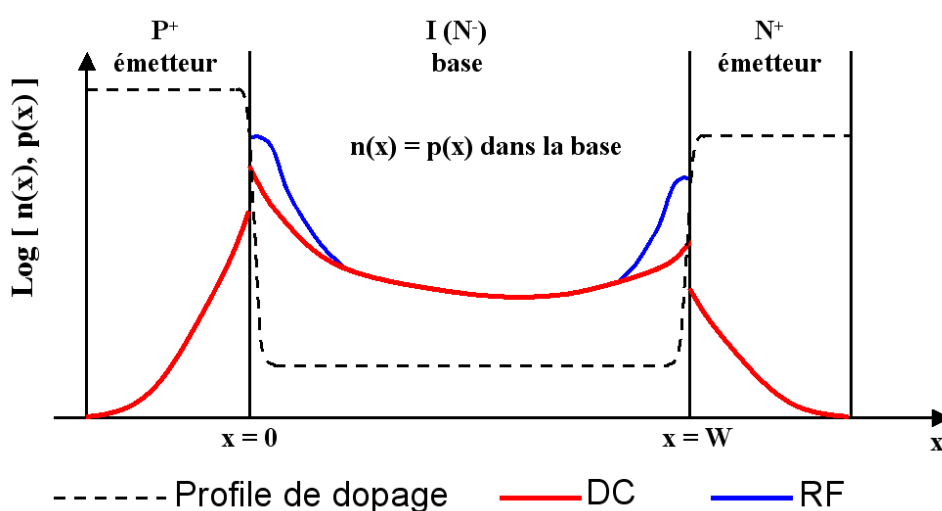


FIG. 2.17 – Représentation symbolique des densités de porteurs dans une diode p-i-n en polarisation directe

2.3.1.1 Implémentation des équations générales de la diode p-i-n dans un simulateur circuit

Le développement d'équations représentant le fonctionnement de la diode en direct est possible en effectuant au préalable certaines hypothèses simplificatrices [9] :

- Régime de forte injection dans la base ($n = p$).
- Durées de vie des porteurs constantes dans la base.
- Mobilités des porteurs constantes dans la base.
- Niveau de Fermi constant à travers la jonction $P^+ - I$ et la jonction $I - N^+$.

Dans le cas des diodes minces $\frac{W}{L_a} < 1$, les porteurs injectés ne se recombinent pas entièrement dans la zone I et donc atteignent les émetteurs P^+ et N^+ où ils finissent de se recombiner [10]. Le courant d'électrons à la jonction $P^+ - I$ est donc égale au courant de recombinaison des électrons dans l'émetteur P^+ . Il en va de même à la jonction $I - N^+$, le courant de trous à cette jonction est égale au courant de recombinaison des trous dans l'émetteur N^+ .

En appliquant la relation de Boltzmann de part et d'autre de la jonction $P^+ - I$, il est possible d'exprimer la concentration en électrons au voisinage de la jonction dans l'émetteur P^+ en fonction de la concentration en électrons au voisinage de la jonction dans la zone I (en $x = 0$). L'expression du courant de recombinaison d'électrons dans l'émetteur P^+ est identique à l'expression générale du courant d'électrons dans une diode p-n classique de dimensions quelconques [9, 10].

$$J_n(x = 0) = qh_p P(0)^2 \quad \text{où} \quad h_p = \frac{D_n}{L_n \tanh\left(\frac{W_p}{L_n}\right) N_A} \quad (2.7)$$

On effectue le même travail à la jonction $I - N^+$, et l'on obtient pour le courant de recombinaison des trous dans l'émetteur N^+ une relation analogue :

$$J_p(x = W) = qh_n P(W)^2 \quad \text{où} \quad h_n = \frac{D_p}{L_p \tanh\left(\frac{W_n}{L_p}\right) N_D} \quad (2.8)$$

La notation P dénote qu'il s'agit de l'ensemble des porteurs, c'est-à-dire la somme de la composante statique et de la composante alternative de manière indissociée.

En utilisant les expressions des courants d'électrons (1.43) et de trous (1.44) et en considérant que le courant d'électrons à la jonction $P^+ - I$ est entièrement un courant de recombinaison dans l'émetteur P^+ et considérant que le courant de trous à la jonction $I - N^+$ est entièrement un courant de recombinaison dans l'émetteur N^+ , il est désormais

possible d'écrire des conditions aux limites rigoureuses, pour l'équation de diffusion ambipolaire, applicables à toutes les dimensions de diode comme suit [11] :

$$\begin{cases} \frac{\partial P(x,t)}{\partial x}(x=0) = -\frac{b}{1+b} \frac{I(t)}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} P(0)^2 \\ \frac{\partial P(x,t)}{\partial x}(x=W) = \frac{1}{1+b} \frac{I(t)}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} P(W)^2 \end{cases} \quad (2.9)$$

Le premier terme de chaque condition aux limites est du aux recombinaisons dans la zone intrinsèque et le second terme est du aux recombinaisons dans les émetteurs. Dans la littérature, les recombinaisons dans les émetteurs ont été souvent négligées et donc seul le premier terme apparaît (voir chapitre 1). Ce premier terme découle de la considération suivante : le courant de trous est entièrement transformé en un courant d'électrons dans la zone I et donc le courant d'électrons est nul en $x=0$ et le courant de trous est nul en $x=W$. Ceci n'est en réalité que rarement le cas.

La résolution de l'équation de diffusion ambipolaire (1.39) dans le domaine de Laplace avec les conditions aux limites précédentes conduit à une expression générale représentant la distribution de porteurs en tous points de la zone intrinsèque :

$$\begin{aligned} P(x,s) = & \frac{L_{a_{eff}}}{\sinh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} \left(\frac{1}{1+b} \frac{I(s)}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} P(W,s)^2 \right) \cosh\left(\frac{x}{L_{a_{eff}}}\right) \\ & - \frac{L_{a_{eff}}}{\sinh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} \left(-\frac{b}{1+b} \frac{I(s)}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} P(0,s)^2 \right) \cosh\left(\frac{W-x}{L_{a_{eff}}}\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

où $L_{a_{eff}} = \frac{L_a}{\sqrt{1+s\tau_a}}$ est la longueur de diffusion effective des porteurs dans le domaine de Laplace et s la variable de Laplace.

La fonction représentant la distribution de porteurs dans la zone intrinsèque (équation (2.10)) est une formulation générale grand signal. Il apparaît que les fonctions de distributions de porteurs dans la zone I exposées au chapitre 1 dans la partie 1.4.2 (page 47) sont en réalité des formes simplifiées de cette expression ne tenant pas compte des courants de recombinaisons dans les émetteurs et écrites en régime établi ou en régime alternatif petit signal.

Il est désormais nécessaire d'utiliser cette expression pour définir les courants à chaque jonction et également obtenir une expression analytique de l'impédance de la zone intrinsèque. Les formes obtenues devront être facilement implantables dans un simulateur circuit.

En appliquant la relation (2.10) en $x=0$ et en réarrangeant l'expression obtenue, il est possible de déduire le courant à la jonction $P^+ - I$ en fonction de la concentration

des porteurs à cette jonction. Le courant total à travers la jonction apparaît comme la somme de trois composantes.

$$\begin{aligned}
 I(s) = & qAD_a(1+b) \frac{\sinh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)}{L_{a_{eff}} \left(1 + b \cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)\right)} P(0, s) \\
 & + qAh_p(1+b) \frac{\cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)}{1 + b \cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} P(0, s)^2 \\
 & + qAh_n(1+b) \frac{1}{1 + b \cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} P(W, s)^2
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Une expression analogue peut être obtenue pour exprimer le courant à la jonction $I - N^+$ en utilisant la relation (2.10) en $x = W$.

En appliquant la relation de Boltzmann à chaque jonction, il est possible de lier les densités $P(0, s)$ et $P(W, s)$ à la tension appliquée à chaque jonction $V_{j_{P-I}}$ et $V_{j_{I-N}}$ comme suit :

$$P(0, s) = \frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{\frac{V_{j_{P-I}}}{NV_T}} - 1 \right) \tag{2.12}$$

$$P(W, s) = N_d \left(e^{\frac{V_{j_{I-N}}}{NV_T}} - 1 \right) \tag{2.13}$$

L'expression du courant à la jonction $P^+ - I$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 I(s) = & qAD_a(1+b) \frac{\sinh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)}{L_{a_{eff}} \left(1 + b \cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)\right)} \frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{\frac{V_{j_{P-I}}}{NV_T}} - 1 \right) \\
 & + qAh_p(1+b) \frac{\cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)}{1 + b \cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} \left(\frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{\frac{V_{j_{P-I}}}{NV_T}} - 1 \right) \right)^2 \\
 & + qAh_n(1+b) \frac{1}{1 + b \cosh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} \left(N_d \left(e^{\frac{V_{j_{I-N}}}{NV_T}} - 1 \right) \right)^2
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Une expression similaire est obtenue pour l'autre jonction. Il est important de noter que le courant traversant une jonction donnée est fonction de la tension appliquée à cette jonction mais aussi de la tension appliquée à l'autre jonction, ceci du fait que les recombinaisons dans chacun des émetteurs agissent ensemble sur la charge stockée dans la zone intrinsèque.

De manière simplifiée le courant à la jonction $P^+ - I$ s'écrit sous la forme de trois termes dépendants chacun de la fréquence ($s = j\omega$) :

$$I(s) = I_I(s) \left(e^{\frac{V_{JP-I}}{NV_T}} - 1 \right) + I_{P^+}(s) \left(e^{\frac{V_{JP-I}}{NV_T}} - 1 \right)^2 + I_{N^+}(s) \left(e^{\frac{V_{JI-N}}{NV_T}} - 1 \right)^2 \quad (2.15)$$

Chaque terme est une grandeur complexe permettant d'obtenir la partie réelle et imaginaire de l'impédance totale de la jonction, c'est-à-dire que l'expression du courant de la jonction permet de calculer la résistance et la capacité parallèle équivalente de la jonction pour un point de polarisation donné. L'expression du courant à chaque jonction est implantable dans un simulateur circuit à l'aide de trois sources de courants contrôlées en tensions (VCCS) pour lesquelles les fonctions de transfert sont fonction de la fréquence. Il est également possible d'utiliser dans le logiciel ADS des éléments non-linéaires comme les SDD (Symbolically Defined Device) pour réaliser cette fonction [12]. La zone intrinsèque est considérée comme une résistance pure, dont la valeur dépend de la composante basse fréquence ou continue du courant dans la diode.

Le schéma équivalent du modèle complet est décrit figure 2.18, la résistance série R_S due à la résistivité des émetteurs n'est pas représentée sur le schéma équivalent :

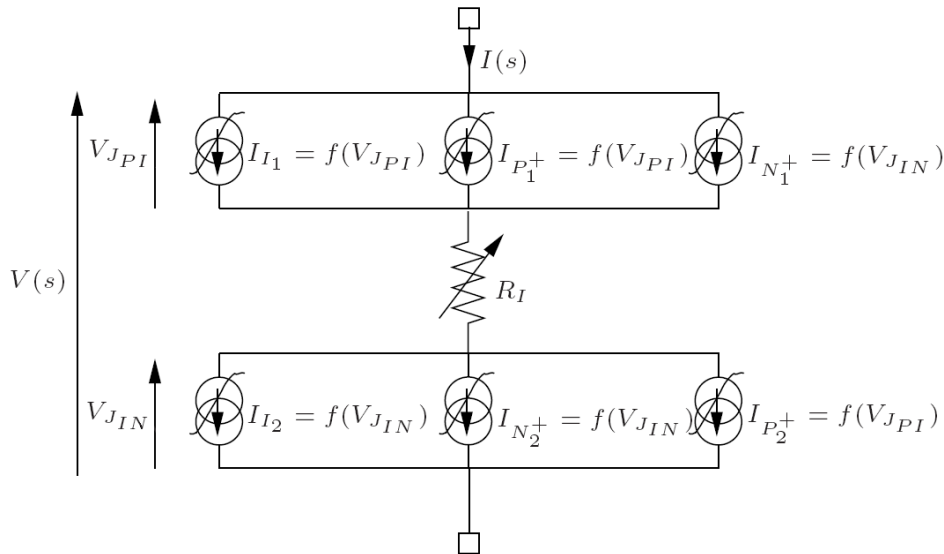


FIG. 2.18 – Schéma équivalent du modèle direct de la diode p-i-n dérivé à partir des équations générales de la diode

Le modèle de la diode se compose d'une résistance variable à haute fréquence commandée par le courant de polarisation et de six sources de courants contrôlées en tensions (Annexe : Publications et communications relatives à ce travail, publication EUMIC, page 218). Chaque élément du modèle est entièrement lié aux paramètres physiques et géométriques de la diode. Ainsi, si l'on connaît les paramètres technologiques de la diode, il est possible de calculer les différents paramètres du modèle en première approximation. Cependant, il est nécessaire d'affiner les valeurs du modèle à l'aide de mesures pour que le modèle soit correctement paramétré. Dans le cas où les paramètres technologiques du modèle sont inconnus, il est difficile d'ajuster les courants de saturation I_{I_n} , $I_{P_n^+}$ et $I_{N_n^+}$ de chaque source de courant contrôlée en tension à partir de mesures, chaque source de courant pouvant produire les mêmes effets qu'une des autres sources sur les caractéristiques statiques et petit signal de la diode.

Ce modèle s'avère en pratique très précis même dans le cas de diodes minces, où les courants de recombinaisons sont significatifs, mais également très difficile à paramétrer en raison du grand nombre de paramètres d'entrées du modèle. Il apparaît donc nécessaire de simplifier ce modèle pour diminuer le nombre de paramètres de réglage tout en conservant la même précision.

2.3.1.2 Simplification du modèle direct de la diode

L'utilisation de conditions aux limites rigoureuses au problème p-i-n conduit à une fonction de distribution des porteurs dans la zone intrinsèque très complexe mais aussi à des expressions de courants de jonction également très complexes comme nous avons pu le voir précédemment. Afin de simplifier les expressions des courants à chaque jonction, il apparaît donc nécessaire de trouver un nouveau jeu de conditions aux limites simplifiées mais qui préservent la prise en compte des courants de recombinaisons dans la zone I.

L'analyse physique de la diode a montré que la densité de porteurs dans la zone I passe par un minimum et ce notamment pour des diodes épaisses. Pour des diodes minces, ce n'est pas tout à fait le cas, la densité est minimum au niveau de la jonction $I - N^+$ et non pas au cœur de la zone intrinsèque. Cependant, en première approximation l'hypothèse selon laquelle la densité de porteurs passe par un minimum peut être admise même pour des diodes minces [3, 4].

Si la densité de porteurs passe par un minimum, il est possible d'écrire une nouvelle condition aux limites :

$$\frac{\partial P(x)}{\partial x}(x = x_m) = 0 \quad (2.16)$$

où x_m est la position du minimum dans la zone I ($W/2 \leq x_m \leq W$). La position x_m où la densité de porteurs est minimum est fonction de la fréquence et est définie dans le chapitre 1 par l'équation (1.73).

En associant chacune des conditions aux limites de l'équation (2.9) avec la nouvelle condition aux limites en $x = x_m$, nous pouvons écrire deux jeux de conditions aux limites, chacun des jeux permettant de calculer le courant au niveau d'une des jonctions. Ainsi, la solution de l'équation de diffusion ambipolaire sera simplifiée et sous une forme plus facile à implanter dans un simulateur circuit.

- *Calcul des courants aux jonctions $P^+ - I$ et $I - N^+$*

Nous allons étudier la démarche à suivre pour le calcul du courant à la jonction $P^+ - I$. Pour calculer ce courant, il faut considérer le courant de recombinaison dans l'émetteur P^+ .

$$J_n(x = 0) = qh_p P(0)^2 \quad \text{avec} \quad h_p = \frac{D_n}{L_n \tanh\left(\frac{W_p}{L_n}\right) N_A} \quad (2.17)$$

Les nouvelles conditions aux limites pour calculer le courant de la jonction $P^+ - I$ peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial P(x, t)}{\partial x}(x = 0) = -\frac{b}{1 + b} \frac{I(t)}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} P(0, t)^2 \\ \frac{\partial P(x, t)}{\partial x}(x = x_m) = 0 \end{cases} \quad (2.18)$$

La solution à l'équation de diffusion ambipolaire dans le domaine de Laplace s'écrit :

$$P(x, s) = L_{a_{eff}} \left(\frac{b}{1 + b} \frac{I(s)}{qAD_a} - \frac{h_p}{D_a} P(0, s)^2 \right) \frac{\cosh\left(\frac{x - x_m}{L_{a_{eff}}}\right)}{\sinh\left(\frac{x_m}{L_{a_{eff}}}\right)} \quad (2.19)$$

En appliquant l'équation (2.19) en $x = 0$ et en réarrangeant l'équation obtenue, le courant traversant la jonction $P^+ - I$ peut s'écrire sous la forme de la somme de deux courants :

$$I(s) = qAD_a \frac{1 + b}{b} \frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{x_m}{L_{a_{eff}}}\right) P(0, s) + qA \frac{1 + b}{b} h_p P(0, s)^2 \quad (2.20)$$

Pour calculer le courant à la jonction $I - N^+$, il faut considérer le courant de recombinaison dans l'émetteur N^+ pour écrire un nouveau jeu de conditions aux limites :

$$\begin{cases} \frac{\partial P(x,t)}{\partial x}(x = x_m) = 0 \\ \frac{\partial P(x,t)}{\partial x}(x = W) = \frac{1}{1+b} \frac{I(t)}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} P(W,t)^2 \end{cases} \quad (2.21)$$

La solution à l'équation de diffusion ambipolaire pour le calcul du courant à la jonction $I - N^+$ s'écrit :

$$P(x,s) = L_{a_{eff}} \left(\frac{1}{1+b} \frac{I(s)}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} P(W,s)^2 \right) \frac{\cosh\left(\frac{x-x_m}{L_{a_{eff}}}\right)}{\sinh\left(\frac{W-x_m}{L_{a_{eff}}}\right)} \quad (2.22)$$

Le courant de la jonction $I - N^+$ est donc :

$$I(s) = qAD_a(1+b) \frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{W-x_m}{L_{a_{eff}}}\right) P(W,s) + qA(1+b)h_n P(W,s)^2 \quad (2.23)$$

En appliquant la relation de Boltzmann à chaque jonction, les courants au niveau de chaque jonction s'écrivent maintenant :

$$\begin{aligned} I_{P-I}(s) &= qAD_a \frac{1+b}{b} \frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{x_m}{L_{a_{eff}}}\right) \frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{\frac{V_{jP-I}}{NV_T}} - 1 \right) \\ &+ qA \frac{1+b}{b} h_p \left(\frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{\frac{V_{jP-I}}{NV_T}} - 1 \right) \right)^2 \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} I_{I-N}(s) &= qAD_a(1+b) \frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{W-x_m}{L_{a_{eff}}}\right) N_d \left(e^{\frac{V_{jI-N}}{NV_T}} - 1 \right) \\ &+ qA(1+b)h_n \left(N_d \left(e^{\frac{V_{jI-N}}{NV_T}} - 1 \right) \right)^2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

- *Calcul de l'impédance de la zone intrinsèque*

Pour développer entièrement le modèle, il est nécessaire d'obtenir une expression analytique de l'impédance de la zone intrinsèque utilisable en grand signal. Il est très complexe d'obtenir une expression de l'impédance de la zone I en considérant l'inégale mobilité des électrons et des trous en raison d'intégrales difficilement calculables. Si les

mobilités sont identiques, alors $b = 1$ et $x_m = W/2$. De plus, considérons des émetteurs parfaitement identiques ($h_n = h_p = h$). En conséquence, en reprenant l'équation (2.19), l'expression de la densité des porteurs dans la zone I se réduit à :

$$P(x, s) = L_{a_{eff}} \left(\frac{I(s)}{2qAD_a} - \frac{h}{D_a} P(0, s)^2 \right) \frac{\cosh \left(\frac{x - \frac{W}{2}}{L_{a_{eff}}} \right)}{\sinh \left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}} \right)} \quad (2.26)$$

Dans ce cas, les courants des deux jonctions sont identiques et égaux à :

$$I(s) = 2qAD_a \frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh \left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}} \right) P(0, s) + 2qAhP(0, s)^2 \quad (2.27)$$

Le courant à chaque jonction est la somme de deux termes. Le premier terme représente le courant de recombinaison des électrons et des trous dans la zone I et le second terme les deux courants de recombinaison dans les émetteurs. Du fait de l'égale mobilité des électrons et des trous, l'expression du courant dans la zone I (1.56) se réduit uniquement à un courant de conduction :

$$I(s) = 2qA\mu P(x, s)E(x, s) \quad (2.28)$$

L'intégration du champ électrique sur toute la zone intrinsèque conduit à l'obtention de la chute de tension aux bornes de la zone I [5, 6].

$$V(s) = \int_0^W E(x, s) dx = \frac{I(s)}{2qA\mu} \int_0^W \frac{1}{P(x, s)} dx \quad (2.29)$$

L'impédance de la zone I donnée par l'équation (2.30) est définie par le rapport de la tension V sur le courant I [13].

$$Z_I = \frac{V(s)}{I(s)} = \frac{2V_T}{I(s) - 2qAhP(0, s)^2} \sinh \left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}} \right) \arctan \left(\sinh \left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}} \right) \right) \quad (2.30)$$

Le terme $2qAhP(0, s)^2$ est la somme des deux courants de recombinaison dans chaque émetteur. Ainsi, $I_I = I(s) - 2qAhP(0, s)^2$ est le courant de recombinaison dans la zone intrinsèque.

L'expression de l'impédance grand signal de la zone I obtenue ici se révèle en réalité peu appropriée pour une implémentation dans un simulateur circuit du fait de la présence de la fonction $\arctan(x)$ où x est ici une grandeur complexe. Dans le simulateur circuit ADS, la fonction arctangente d'un nombre complexe est impossible. Il faut donc mettre

l'expression de l'impédance sous une forme plus appropriée. Pour cela, nous proposons de supposer que le ratio de l'épaisseur de la zone I sur la longueur de diffusion est bien inférieur à 1 ($\frac{W}{2L_{a_{eff}}} \ll 1$). L'expression de l'impédance se réduit alors à :

$$Z_I = \frac{W^2}{2\mu I_I \tau_a} (1 + j\omega\tau_a) \quad (2.31)$$

A partir de l'équation de continuité de la charge, il est possible de lier la composante continue du courant de recombinaison dans la zone I I_{I_0} au courant total $I_I(s)$ dans la zone :

$$I_{I_0} = \frac{I(s)}{1 + j\omega\tau_a} \quad (2.32)$$

L'expression de l'impédance petit et grand signal de la zone I devient alors :

$$Z_I = \frac{W^2}{2\mu I_{I_0} \tau_a} \quad (2.33)$$

L'expression désormais obtenue est facilement représentable dans un simulateur circuit. L'impédance de la zone I sous cette forme se présente comme une résistance pure commandée par le courant de polarisation ou la composante basse fréquence du courant de recombinaison dans la zone I. Nous retrouvons ici la formulation bien connue de la résistance de la zone intrinsèque de la diode qui représente la résistance haute fréquence de la diode. Cette formulation avait été démontrée au chapitre 1 dans le cas d'une approximation petit signal. Les expressions petit et grand signal de la résistance de la zone intrinsèque sont donc identiques, mais il faut bien faire attention au courant qui pilote la résistance. Ce courant est la composante basse fréquence du courant de recombinaison dans la zone I et non pas la composante basse fréquence du courant total dans la diode.

L'expression de la résistance de la zone intrinsèque obtenue n'est en théorie applicable qu'en condition de forte injection. Cependant, le modèle de la diode en fonctionnement direct doit être utilisable pour une large gamme de courant. L'équation (2.33) montre que si le courant dans la diode est très faible, la résistance de la zone I devient alors très grande. En pratique, ce n'est pas le cas, il existe une valeur maximale de cette résistance imposée par le niveau de dopage résiduel dans la zone I. De la même manière, si le courant dans la diode devient très élevé, la résistance de la zone I ne tend pas vers zéro mais vers une valeur limite en raison de la diminution de la mobilité avec la concentration et du fait que la densité de porteurs dans la zone I ne peut pas augmenter indéfiniment avec le courant de recombinaison dans la zone I [3].

Considérons la relation suivante :

$$Q_I = I_{I_0} \tau_a \equiv qAW(N_d + p) \quad (2.34)$$

où p est ici la densité de porteurs DC dans la zone intrinsèque et $n = p$. En régime de forte injection, la densité de porteurs p est très grande devant le niveau de dopage N_d . En injectant l'équation (2.34) dans l'équation (2.33), l'admittance de la zone I s'écrit :

$$Y_I = \frac{qA2\mu(N_d + p)}{W} = \frac{qA2\mu N_d}{W} + \frac{qA2\mu p}{W} \quad (2.35)$$

Il est possible de prendre en compte la dégradation de la mobilité due à la dispersion des électrons et des trous dans le semiconducteur en supposant la loi de variation suivante pour la mobilité $\mu = p_0\mu_0/(p+p_0)$, où μ_0 et p_0 sont des constantes ajustables. L'admittance de la zone I s'écrit alors :

$$Y_I = \frac{qA2\mu N_d}{W} + \frac{2qAp}{W} \frac{p_0\mu_0}{p+p_0} = \frac{qA2\mu N_d}{W} + \frac{\frac{qA2\mu_0 p_0}{W} \frac{qA2\mu_0 p}{W}}{\frac{qA2\mu_0 p_0}{W} + \frac{qA2\mu_0 p}{W}} \quad (2.36)$$

De cette relation, il vient que l'impédance globale de la zone I est composée par trois résistances. R_I est en parallèle avec les résistances R_{Imin} et R_{mod} connectées en série comme on peut le voir sur la figure 2.19.

$$Z_I = R_I || (R_{Imin} + R_{mod}) \quad (2.37)$$

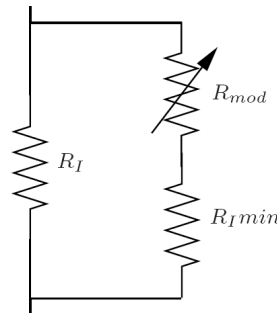


FIG. 2.19 – Schéma équivalent représentant le modèle de l'impédance de la zone intrinsèque

Dans cette équation, $R_I = W/(qA2\mu N_d)$ est la résistance non modulée de la zone I tandis que $R_{Imin} = W/(qA2\mu_0 p_0)$ représente le degré maximum de modulation possible de la résistance de la zone. Enfin, R_{mod} est la résistance modulée de la zone intrinsèque.

Son expression est analogue à la relation (2.33) précédemment obtenue et s'écrit :

$$R_{mod} = \frac{W^2}{2\mu_0 I_{I_0} \tau_a} \quad (2.38)$$

Les équations du fonctionnement directe obtenues sont implémentables dans un simulateur circuit. Le modèle se compose de deux sources de courant pour chaque jonction, d'une résistance variable pour la zone intrinsèque composée par trois éléments et d'une résistance série due à la conductivité des émetteurs. Chaque élément du modèle est lié aux paramètres physiques du matériau et aux paramètres technologiques de la diode.

2.3.2 Modèle de la diode en polarisation inverse

Le comportement de la diode p-i-n pour une tension de polarisation nulle ou négative est bien connu et a été étudié précédemment dans le chapitre 1. Le développement du modèle inverse de la diode s'appuiera donc sur les travaux exposés dans le chapitre précédent. Rappelons que lorsque la tension inverse appliquée est inférieure à la tension de perçage V_{PT} , la zone centrale de la diode se décompose en deux sous-ensembles : une zone déplétée de porteurs et une zone non déplétée de résistivité importante. La zone déplétée est équivalente à une capacité de faible valeur C_J en parallèle avec une résistance de plusieurs $M\Omega$ qui est négligeable devant la capacité C_J . La zone non déplétée est équivalente à une résistance R_I et une capacité C_I en parallèle. [14, 15]

Par définition, les équations des trois éléments C_J , C_I et R_I s'écrivent :

$$C_J = \varepsilon \frac{A}{W_{zce}} \quad (2.39)$$

$$C_I = \varepsilon \frac{A}{W - W_{zce}} \quad (2.40)$$

$$R_I = \frac{1}{q\mu_n N_d} \frac{W - W_{zce}}{A} \quad (2.41)$$

où W_{zce} représente la largeur de la zone de charge d'espace. La largeur de la ZCE est fonction de la tension appliquée et donnée par la relation (2.3).

Si la tension appliquée est supérieure à la tension de perçage, la zone intrinsèque est complètement déplétée. La diode est alors équivalente à une simple capacité de valeur C_{min} indépendante de la tension appliquée.

$$C_{min} = \varepsilon \frac{A}{W} \quad (2.42)$$

Une autre considération est à prendre en compte pour les hautes fréquences. Il a été vu

dans le chapitre 1 que si la fréquence du signal est supérieure à la fréquence de relaxation diélectrique, la diode est équivalente à une capacité C_{eq} donnée par les capacités C_J et C_I en série du fait que la résistance R_I devient négligeable devant C_I [16]. La capacité équivalente est alors égale à la capacité minimum de la diode C_{min} .

$$C_{eq} = \frac{C_J C_I}{C_J + C_I} = \varepsilon \frac{A}{W} = C_{min} \quad (2.43)$$

Les équations qui définissent les valeurs de chacun des éléments sont bien connues. La difficulté pour la modélisation du fonctionnement inverse réside dans le fait que selon la tension appliquée et la fréquence, le modèle peut contenir trois éléments ou un seul élément. Le développement d'un modèle inverse s'appuie sur une judicieuse manipulation des équations des différents éléments pour que le modèle inverse soit applicable dans toutes les configurations de fonctionnement possibles.

Les différentes relations montrent que la capacité C_I sera toujours supérieure à la capacité C_J . Si la zone intrinsèque est presque entièrement déplétée, la capacité C_I devient alors très grande et équivalente à un court-circuit quelle que soit la fréquence de travail. L'utilisation de cette propriété permet de solutionner le problème de topologie à un ou trois éléments selon la tension appliquée.

L'effet de la fréquence de relaxation diélectrique est par définition pris en compte par les éléments R_I et C_I . En effet, c'est la fréquence de coupure du circuit $R_I - C_I$ qui détermine la fréquence de relaxation.

Si la tension inverse appliquée est suffisamment importante, la zone intrinsèque est entièrement déplétée. L'intégration du champ électrique sur toute la zone intrinsèque permet de calculer l'expression de la tension de perçage V_{PT} .

$$V_{PT} = \frac{qN_d W^2}{2\varepsilon} \quad (2.44)$$

A partir des équations (2.42) et (2.44), les expressions des différents éléments peuvent être réécrites :

$$C_J = \varepsilon \frac{A}{W \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}} = \frac{C_{min}}{\sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}} \quad (2.45)$$

$$C_I = \varepsilon \frac{A}{W(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}})} = \frac{C_{min}}{\left(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}\right)} \quad (2.46)$$

$$R_I = \frac{W}{q\mu_n N_d A} \left(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}\right) \quad (2.47)$$

où V est la tension appliquée à la diode.

La capacité de la jonction à zéro volt peut être donnée par la relation :

$$C_{J0} = \frac{C_{min}}{\sqrt{\frac{\phi}{V_{PT}}}} \quad (2.48)$$

De ce fait, l'équation de la capacité C_J peut se mettre sous une forme connue pour les diodes p-n ou Schottky.

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\sqrt{1 - \frac{V}{\phi}}} \quad (2.49)$$

Communément pour les diodes p-n ou Schottky, la capacité de la jonction à zéro volt C_{J0} est un paramètre d'entrée du modèle avec la hauteur de barrière ϕ (ici ϕ est la hauteur de barrière de la jonction $P^+ - I$). Pour la diode p-i-n, un paramètre d'entrée supplémentaire est nécessaire pour le calcul des capacités, ce sera la tension de perçage V_{PT} .

La capacité C_J est facilement calculable à partir de la relation (2.49) et des paramètres d'entrée. Il est nécessaire de trouver une équation qui permette de calculer la capacité C_I en fonction des paramètres d'entrées.

En reprenant l'équation (2.46), il est possible de mettre en évidence que la capacité C_I est fonction de la capacité C_J .

$$C_I = \frac{C_{min}}{\left(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}\right)} = \frac{C_J C_{min}}{C_J - C_{min}} \quad (2.50)$$

Pour calculer la valeur de la capacité C_I , il faut au préalable connaître la valeur de la capacité minimum de la diode qui s'obtient à partir des paramètres d'entrée du modèle en réarrangeant l'équation (2.48) :

$$C_{min} = C_{J0} \sqrt{\frac{\phi}{V_{PT}}} \quad (2.51)$$

L'équation de la résistance R_I est simplement implémentée de la manière suivante :

$$R_I = R_{I max} \left(1 - \sqrt{\frac{\phi - V}{V_{PT}}}\right) \quad (2.52)$$

Finalement, le modèle inverse est implémenté dans le logiciel ADS à partir de SDD suivant la topologie de la figure 2.20 et en utilisant l'équation (2.49) pour la capacité C_J , les équations (2.50) et (2.51) pour la capacité C_I , et l'équation (2.52) pour la résistance R_I .

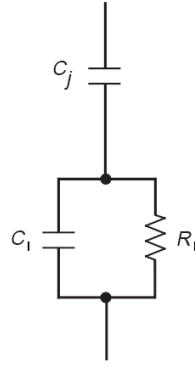


FIG. 2.20 – Schéma équivalent du modèle inverse

En parallèle à ce schéma équivalent du modèle inverse s'ajoute une source de courant non linéaire pour la prise en compte du phénomène d'avalanche. L'objectif du travail de modélisation n'est pas une modélisation fine du phénomène d'avalanche. C'est pourquoi, nous utiliserons comme modèle d'avalanche celui qui est traditionnellement rencontré pour les diodes p-n et décrit par l'équation (2.53).

$$I = -I_{BV} \cdot e^{\left(-\frac{V + V_{BR}}{N_{BV}V_T}\right)} \quad (2.53)$$

2.3.3 Unification des modèles direct et inverse : un modèle unique pour la diode p-i-n

Le modèle direct de la diode se compose de trois sous-ensembles : la jonction $P^+ - I$, la jonction $I - N^+$ et l'impédance de la zone intrinsèque. Le modèle inverse quant à lui présente deux sous-ensembles : la capacité de la zone déplétée au niveau de la jonction $P^+ - I$ et l'ensemble $R_I - C_I$ de la zone non déplétée.

Un problème se pose pour la réunification des deux modèles, le modèle direct est composé de trois sous-ensembles alors que le modèle inverse de seulement deux sous-ensembles. En inverse, la jonction $I - N^+$ n'intervient pas, alors qu'en direct, elle joue un rôle au même titre que l'autre jonction (figure 2.21).

La capacité C_J prend physiquement place en parallèle des sources de courants de la jonction $P^+ - I$. Les résistances R_I du modèle inverse et direct sont par définition identiques et la capacité C_I est en parallèle avec la résistance R_I .

La présence de la jonction $I - N^+$ dans le modèle direct pose donc un problème pour l'unification des deux modèles. Afin de réunir les deux modèles, une nouvelle simplification du modèle direct s'impose.

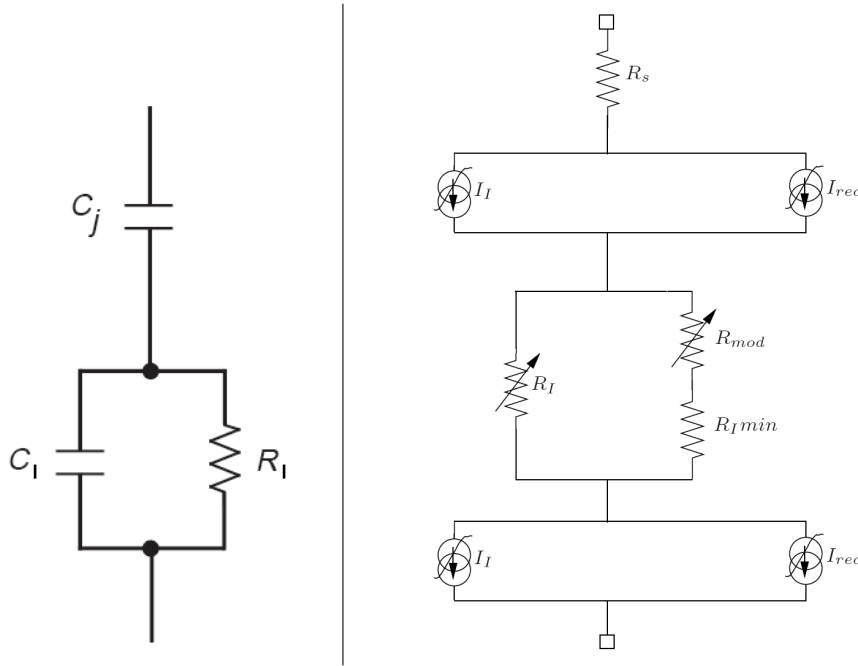


FIG. 2.21 – Comparaison des modèles direct et inverse

- *Simplification du modèle direct vers un modèle à une jonction*

Afin de simplifier à nouveau le modèle direct, nous allons dans un premier temps supposer l'égalité des mobilités des électrons et des trous dans la zone intrinsèque. Ainsi la densité de porteurs est minimale au milieu de la zone intrinsèque en $x_m = W/2$. Du fait de cette hypothèse, les fonctions de dépendance en fréquence des courants de chaque jonction $\left(\frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}}\right)\right)$ sont identiques.

Dans un second temps, il est possible de simplifier grandement le modèle, tout en conservant une bonne précision, en s'autorisant à perdre une partie du sens physique du modèle. L'objectif est de passer d'un modèle direct à deux jonctions actuellement à un modèle à une jonction en vue de l'adjonction du modèle inverse avec le modèle direct. Pour cela, nous allons rassembler les deux jonctions en une seule jonction. Ceci impose que le facteur d'idéalité N de la jonction équivalente soit autour de 2. Du fait de l'hypothèse de l'égalité des mobilités des électrons et des trous, les formulations des courants à chaque jonction restent les mêmes.

Cependant, le courant à la jonction $P^+ - I$ est fortement dépendant de la température à cause du terme $\frac{n_i^2}{N_d}$ découlant de l'application de la relation de Boltzmann à la jonction alors que le courant à la jonction $I - N^+$ dépend peu de la température car Boltzmann impose un courant proportionnel à N_d . La température influe donc principalement sur la jonction $P^+ - I$. Pour cette raison, le courant de la jonction équivalente est défini en théorie comme le courant de la jonction $P^+ - I$ en vue de la prise en compte de la

température dans le modèle par la suite.

En considérant $N = 2$, l'équation du courant à la jonction équivalente s'écrit de manière théorique :

$$\begin{aligned}
 I_j(s) = & 2qAD_a \frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}}\right) \frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{\frac{V_j}{NV_T}} - 1 \right) \\
 & + 2qAh \left(\frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{\frac{V_j}{NV_T}} - 1 \right) \right)^2
 \end{aligned} \tag{2.54}$$

Les courants de saturation de chacune des composantes du courant de jonction ne peuvent plus être directement liés aux paramètres technologiques de la diode car ils n'ont en partie plus de sens. Cependant, le terme représentant la dépendance en fréquence du courant de la jonction doit être conservé pour représenter le fonctionnement p-i-n. De manière générale, le courant à la jonction s'écrit :

$$I_j(s) = I_S \frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}}\right) \left(e^{\frac{V_j}{NV_T}} - 1 \right) + I_{REC} \left(e^{\frac{V_j}{NV_T}} - 1 \right)^2 \tag{2.55}$$

Rappelons que la longueur de diffusion effective dans le domaine de Laplace s'écrit :

$$L_{a_{eff}} = \frac{L_a}{\sqrt{1 + s\tau_a}}$$

Le premier terme du courant total de la jonction représente les courants de recombinaisons dans la zone I et le second terme, les courants des recombinaisons dans les émetteurs. Par conséquent, ce sera la composante basse fréquence (ou continue) du premier terme qui pilotera l'impédance de la zone intrinsèque.

- *Modèle complet de la diode p-i-n*

Le modèle direct ne se compose maintenant que de deux sous ensembles : la jonction équivalente et l'impédance de la zone intrinsèque. Ainsi, les modèles direct et inverse sont faciles à réunir si l'on considère que la jonction équivalente aux deux jonctions n'est constituée que de la jonction $P^+ - I$ et que l'autre jonction est négligeable. La capacité C_J prend alors place en parallèle des sources de courants de la jonction équivalente. La capacité C_I est mise en parallèle avec le modèle de l'impédance de la zone intrinsèque. La résistance R_I du modèle direct de la zone I dépend maintenant de la tension appliquée. La figure 2.22 présente le schéma équivalent du modèle non-linéaire complet.

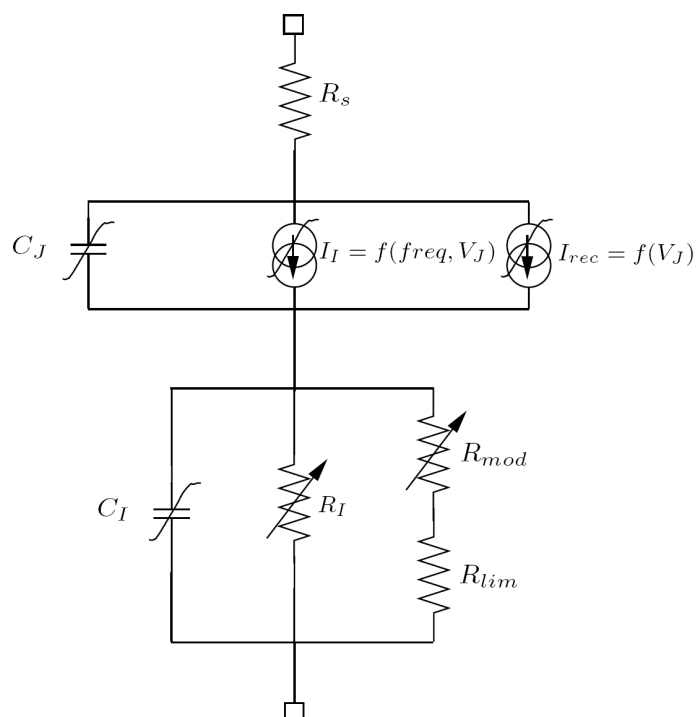


FIG. 2.22 – Schéma équivalent du modèle complet : modèles direct et inverse

Il est important de noter que le nouveau modèle direct présente en plus de l'avantage d'être facile à assembler avec le modèle inverse, l'avantage d'être facilement paramétrable du fait de sa jonction unique.

2.3.4 Utilisation de l'approximation de Padé : définition d'un modèle temporel

La dépendance en fréquence du courant de jonction est facilement implémenté dans le simulateur circuit soit à l'aide de SDD soit à l'aide d'une source de courant contrôlée en courant (CCCS) [12]. Cependant, il apparaît dans certains cas pour des simulations transitoires des problèmes de convolution du fait de la description fréquentielle d'une des composantes du courant de jonction. Il faut donc trouver une autre représentation de la fonction de dépendance en fréquence du courant de jonction. Cette représentation devra être temporelle pour que le modèle fonctionne pour tout type de simulation et dans n'importe quel simulateur. Pour cela, nous avons décidé de nous baser sur les travaux de Chua [17] et Strollo [3, 18] qui ont utilisé l'approximation de Padé pour représenter autrement la dépendance fréquentielle d'un courant de jonction.

L'approximation de Padé permet de mettre la fonction $\tanh(x)$ sous la forme d'une fraction continue illimitée :

$$\tanh(x) = \frac{x}{1 + \frac{x^2}{3 + \frac{x^2}{5 + \frac{x^2}{7 + \dots}}}} \quad (2.56)$$

La figure 2.23 montre la précision de l'approximation de Padé en fonction de l'ordre du développement.

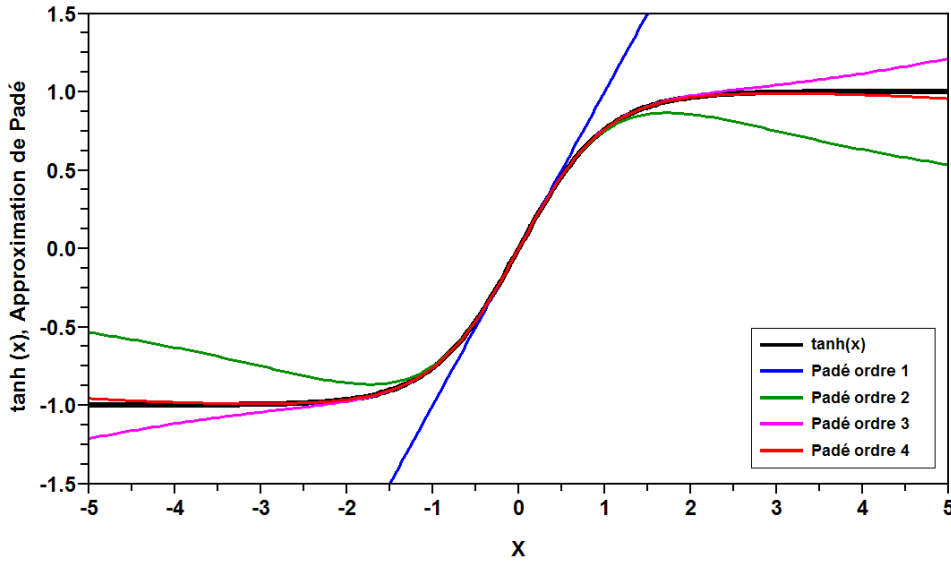


FIG. 2.23 – Approximation de la fonction $\tanh(x)$ par l'approximation de Padé

De ce constat, la fonction de dépendance en fréquence $\frac{1}{L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}}\right)$ peut se mettre sous la forme d'une fraction continue [18] :

$$\frac{4D_a}{W^2} \frac{W}{2L_{a_{eff}}} \tanh\left(\frac{W}{2L_{a_{eff}}}\right) = \frac{1}{Z + \frac{3}{\frac{1}{TT} + \frac{1}{5Z + \frac{1}{\frac{1}{7TT} + \dots}}}}} \quad (2.57)$$

où

$$Z = \frac{\tau_a}{1 + s\tau_a} \quad \text{et} \quad TT = \frac{W^2}{4D_a} \quad (2.58)$$

Il est à noter que TT est par définition le temps de transit dans la zone I. La méthode de synthèse de Caueur permet de représenter une fraction continue sous la forme d'une structure en échelle (figure 2.24).

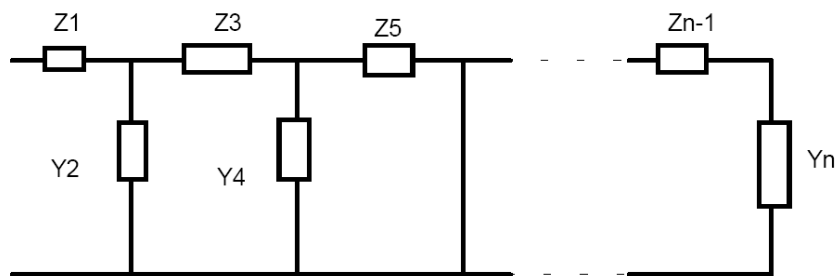


FIG. 2.24 – Structure en échelle de Cauer

L'impédance d'entrée du circuit s'écrit :

$$Z = Z_1 + \frac{1}{Y_2 + \frac{1}{Z_3 + \frac{1}{Y_4 + \frac{1}{Z_5 + \dots}}}} \quad (2.59)$$

La fonction de dépendance en fréquence est représentable par le circuit de la figure 2.25. En pratique, il faudra limiter le nombre de termes du réseaux R-C.

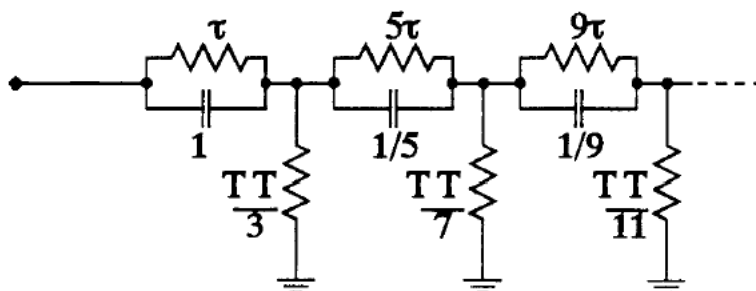


FIG. 2.25 – Représentation de la fonction de dépendance en fréquence par un réseau de Cauer

L'utilisation d'un circuit permet une représentation temporelle de la fonction de dépendance en fréquence. Ainsi, le modèle direct de la diode est apte à fonctionner pour des simulations transitoires et il est facilement implantable dans tout type de simulateur circuit.

2.3.5 Mise en équation de la dépendance en température du modèle électrique

Dans les applications de puissance, la température élevée du composant influe de manière importante sur les grandeurs électriques. Afin de prédire avec précision les

tensions et courants aux accès du composant, il est nécessaire que le modèle de la diode qui a été développé dépende de la température. Pour cela, nous allons passer en revue les paramètres d'entrée du modèle et mettre en équations leurs dépendances en température.

Les paramètres d'entrée du modèle direct sont : I_S , I_{rec} , R_S , N , TT , τ , R_{I-1A} , R_{Imax} et R_{Imin} . Certains paramètres sont indépendants de la température : N et R_{Imin} . La résistance R_{Imin} est supposée indépendante de la température étant donnée sa très faible valeur (de l'ordre de $10^{-3}\Omega$). R_{I-1A} est un paramètre d'entrée de la résistance R_{mod} .

Les paramètres d'entrée du modèle inverse sont : C_{J0} , ϕ , V_{PT} et R_{Imax} . Le paramètre R_{Imax} est commun aux modèles direct et inverse. Ce paramètre est un paramètre d'entrée pour le calcul de la résistance R_I . La tension V_{PT} ne dépend pas de la température.

La température T_0 est la température de référence des paramètres d'entrée du modèle. Souvent, les paramètres d'entrée sont définis pour $T_0 = 300K$.

La durée de vie augmente avec la température suivant la relation [19, 20] :

$$\tau(T) = \tau(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{A_{tau}} \quad (2.60)$$

A_{tau} est le coefficient de dépendance en température de la durée de vie ($A_{tau} \approx 2$).

La résistance série de la diode augmente avec la température :

$$R_S(T) = R_S(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{A_{R_S}} \quad (2.61)$$

La valeur par défaut de A_{R_S} est de 1.2.

Le temps de transit dans la diode dépend de la température et peut être mis en équation de la façon suivante :

$$TT(T) = \frac{W^2}{4D_a} \quad \text{avec} \quad D_a = \frac{2V_T\mu_n\mu_p}{\mu_n + \mu_p} \quad (2.62)$$

La mobilité décroît avec la température suivant la relation [20, 21] :

$$\mu(T) = \mu(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-A_{mob}} \quad (2.63)$$

A_{mob} est le coefficient de dépendance en température de la mobilité ($A_{mob} \approx 2.5$).

De ce fait la dépendance en température du temps de transit s'écrit :

$$TT(T) = TT(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{(A_{mob}-1)} \quad (2.64)$$

L'expression de la résistance variable R_{mod} est simplifiée pour facilement paramétrer le modèle.

$$R_{mod} = \frac{W^2}{2\mu I_{I_0} \tau_a} = \frac{R_{I-1A}}{I_{I_0}} \quad (2.65)$$

Le paramètre R_{I-1A} dépend de la température [21] :

$$R_{I-1A}(T) = \frac{W^2}{2\mu\tau_a} = R_{I-1A}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{(A_{mob}-A_{tau})} \quad (2.66)$$

La largeur de la bande interdite dépend de la température. Pour le silicium, la dépendance en température de la bande interdite en (e.V) est la suivante :

$$E_g(T) = 1.1696 - 4.73 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{T + 636} \quad (2.67)$$

La densité intrinsèque des porteurs en fonction de la température s'écrit :

$$n_i(T) = n_i(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{qE_g(T_0)}{2kT_0} - \frac{qE_g(T)}{2kT} \right) \quad (2.68)$$

k est la constante de Boltzmann et q la charge de l'électrons. A 300K, la densité intrinsèque pour le silicium est $n_i(T_0) = 1.45 \cdot 10^{10} cm^{-3}$.

A partir de l'expression de $n_i(T)$ et de l'expression du courant à la jonction (2.54), il est possible de mettre en équation la dépendance en température des sources de courants de la jonction. Le courant de recombinaison dans la zone I est proportionnel à n_i^2 et le courant de recombinaison dans les émetteurs est proportionnel à n_i^4 . De ce fait, les dépendances en température de chaque source de courant sont différentes.

$$I_S(T) = I_S(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{Xti-Is/N} \exp \left(\frac{qE_g(T_0)}{NkT_0} - \frac{qE_g(T)}{NkT} \right) \quad (2.69)$$

$$I_{rec}(T) = I_{rec}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{Xti-Irec/N} \exp \left(\frac{2qE_g(T_0)}{NkT_0} - \frac{2qE_g(T)}{NkT} \right) \quad (2.70)$$

Les coefficients $Xti - Is$ et $Xti - Irec$ valent en théorie respectivement 3 et 6. Le coefficient de recombinaison h dans le courant de recombinaison dépend théoriquement de la température. Cette dépendance a été négligée lors de la formulation de $I_{rec}(T)$. Cependant, il a été remarqué que ce paramètre pouvait influencer sur la valeur réelle de

$I_{rec}(T)$. Dans ce cas, l'effet du paramètre h sur la dépendance en température peut être retranscrit sur le coefficient $Xti - I_{rec}$ en diminuant sa valeur autour de 2.

A partir de la relation de Boltzmann appliquée à la jonction $P^+ - I$, la dépendance en température de la barrière de potentiel s'écrit :

$$\phi(T) = \phi(T_0) \frac{T}{T_0} + \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{n_i(T_0)}{n_i(T)} \right) \quad (2.71)$$

A 300K, la hauteur de barrière de la jonction $P^+ - I$ est de 0.7V.

La capacité de jonction à zéro volt dépend également de la température :

$$C_{J0}(T) = \frac{C_{J0}}{\sqrt{\frac{\phi(T)}{\phi(T_0)}}} \quad (2.72)$$

Le paramètre $R_{I\max}$ utilisé pour le calcul de R_I dépend de la température en raison de la variation de la mobilité avec la température :

$$R_{I\max}(T) = R_{I\max}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{A_{mob}} \quad (2.73)$$

2.3.6 Présentation et description du modèle circuit non-linéaire de la diode p-i-n

Nous allons nous attacher ici à décrire les différentes composantes du modèle non-linéaire qui a été implanté dans le simulateur circuit ADS. La figure 2.26 montre les 23 paramètres d'entrée du modèle. Ce sont les paramètres du modèle direct, du modèle inverse, les paramètres de dépendance en température et la température de fonctionnement de la diode.

Les différents éléments composant le modèle sont présentés sur la figure 2.27 : les deux sources de courants de la jonction, la fonction de dépendance en fréquence, le prélèvement de la composante BF du courant de recombinaison dans la zone I, l'impédance variable de la zone I, le modèle inverse et le modèle d'avalanche. Un bloc d'équations permet le calcul des paramètres en fonction de la température.

La figure 2.28 présente les équations dans le logiciel ADS qui permettent le calcul des éléments R_I , C_I et C_J dans le modèle inverse. La fonction de dépendance en fréquence du courant de jonction est représentée de manière temporelle dans le simulateur par la structure en échelle de Cauer (figure 2.29).

Pour finir, le modèle d'avalanche est décrit sur la figure 2.30.

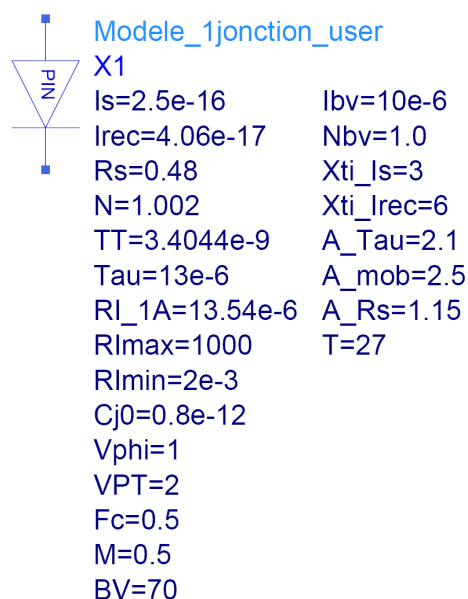


FIG. 2.26 – Paramètres d’entrée du modèle circuit ADS

2.4 Validation du modèle non-linéaire de la diode p-i-n par la simulation physique

Afin de valider le modèle circuit développé, nous avons opté dans un premier temps pour une comparaison du modèle avec la simulation physique ISE d’une structure 1D. Pour cela, nous avons utilisé une diode mince avec une zone I de $5\mu m$. L’analyse physique a montré que la diode de $5\mu m$ présente d’importants phénomènes de recombinaison, ce qui permettra de valider le modèle dans un cas complexe.

Le modèle circuit doit être validé pour différents types d’analyses. Le fonctionnement direct sera validé par des simulations statiques puis par des simulations petit signal pour différentes températures. Le modèle inverse sera validé par l’étude de la capacité présentée aux accès en fonction de la tension et de la fréquence. Enfin, une analyse des performances du modèle entre le fonctionnement direct et inverse sera effectuée ainsi que des simulations en commutation.

Les validations consistent ici à comparer les simulations ISE (courbes en bleu) et les simulations du modèle circuit dans ADS (courbes en rouge). Les validations par les mesures seront présentées dans le chapitre 4.

2.4.1 Validation statique : caractéristiques I-V

La figure 2.31 présente la comparaison des caractéristiques I-V entre le modèle circuit ADS et les simulations physiques ISE pour des températures de 300K, 350K et 400K.

La caractéristique I-V d’une diode p-i-n présente une différence notable avec celle

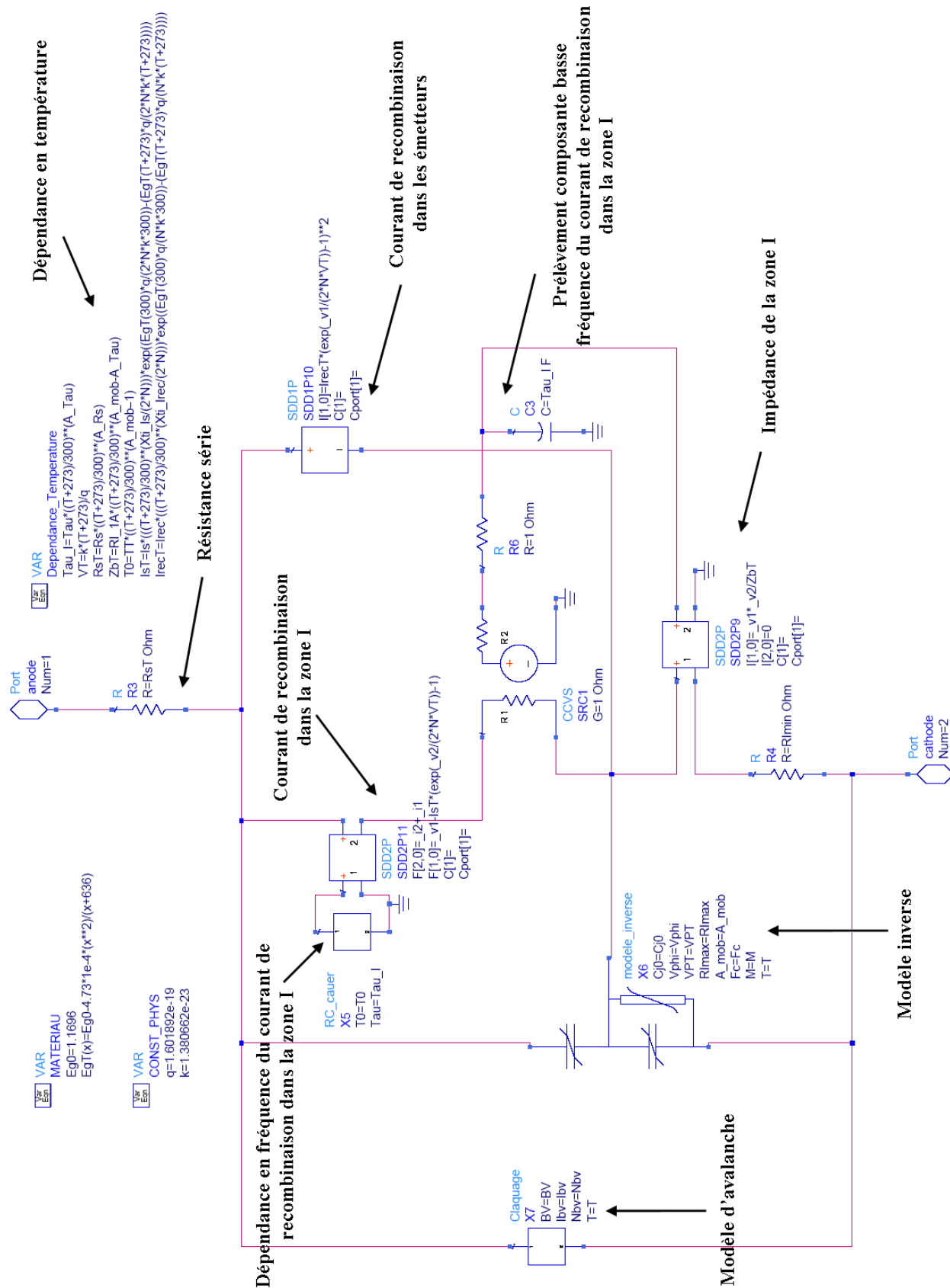


FIG. 2.27 – Modèle circuit non-linéaire de la diode p-i-n dans le simulateur ADS

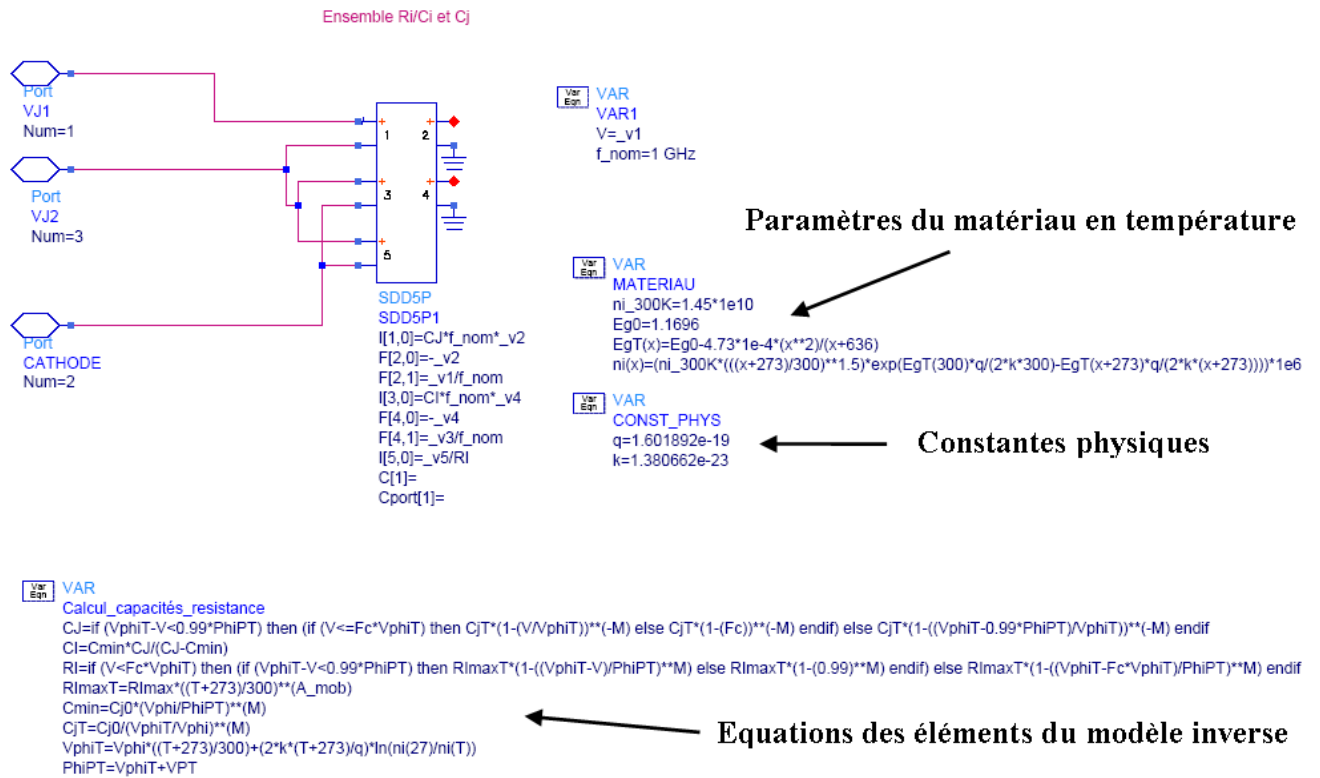


FIG. 2.28 – Modèle inverse de la diode dans le simulateur ADS

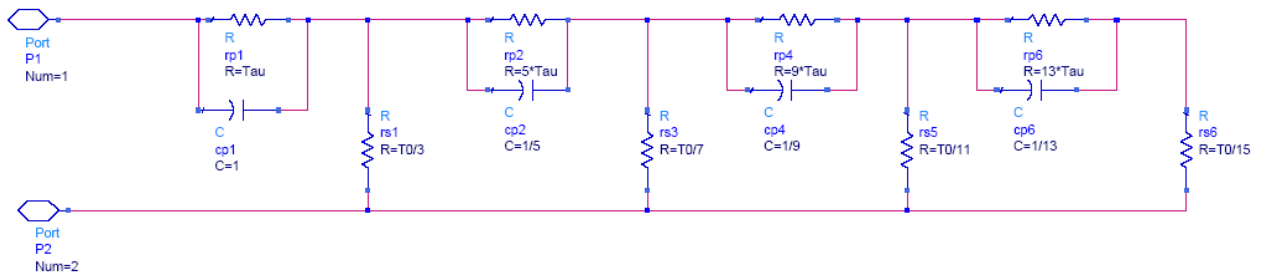


FIG. 2.29 – Fonction de dépendance en fréquence du courant de la jonction

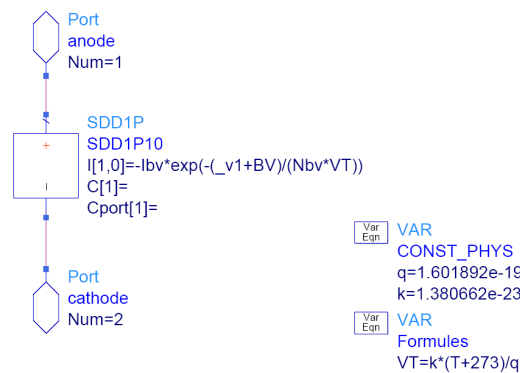


FIG. 2.30 – Modèle d'avalanche de la diode

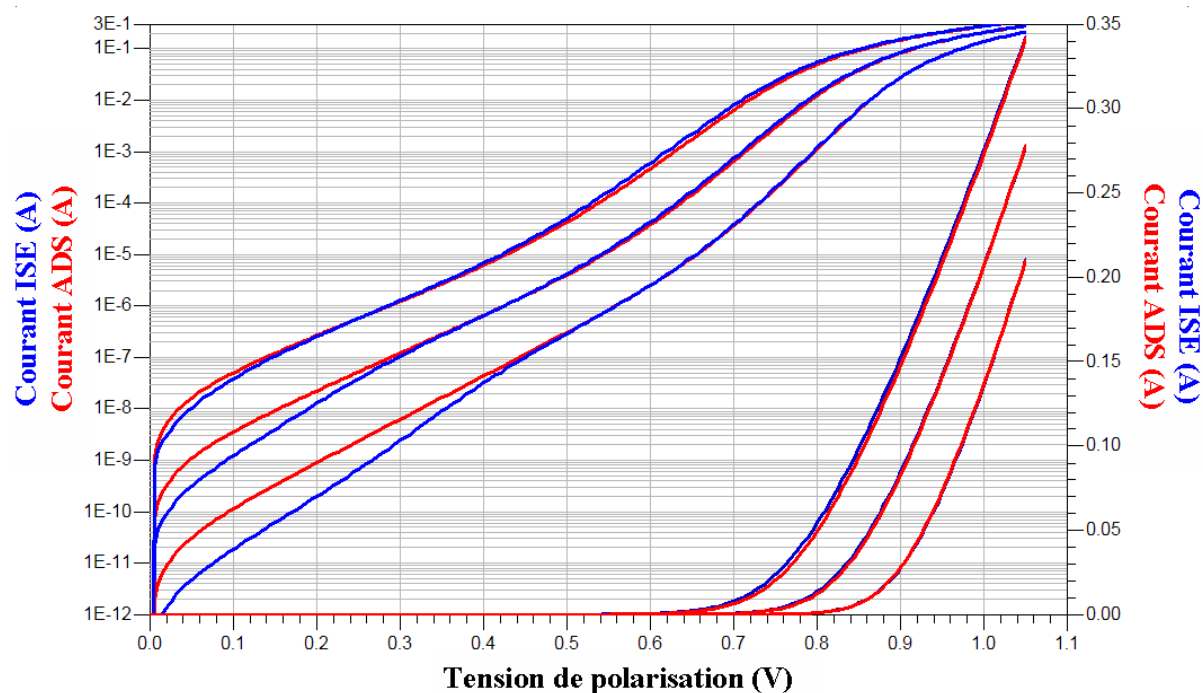


FIG. 2.31 – Simulations ADS et ISE des caractéristiques I-V à 300K, 350K et 400K

d'une jonction p-n. Il apparaît deux pentes différentes au niveau de la caractéristique si l'on observe le courant sur une échelle logarithmique. La première pente pour des courants faibles est due au courant de recombinaison dans la zone I. Lorsque le courant augmente, la densité de porteurs dans la zone I devient importante de telle façon que des recombinaisons dans les émetteurs ont lieu. Ainsi, une deuxième pente apparaît due aux courants de recombinaison dans les émetteurs.

Toutefois, un écart existe entre la simulation physique et le modèle pour des tensions de polarisation faibles. Cet écart s'explique par le fait que la variation de la zone de charge d'espace dans le modèle direct n'a pas été prise en compte. Le modèle direct a été développé suivant l'hypothèse de forte injection ce qui impose une charge d'espace négligeable devant l'épaisseur de la zone I. Cependant, la comparaison entre les deux simulations permet de valider le comportement statique des deux sources de courants qui composent l'unique jonction.

2.4.2 Validation en régime direct : impédance de la diode pour différents courants

L'objectif ici est de valider le fonctionnement du modèle direct en petit signal à partir de l'analyse de l'impédance de la diode en polarisation directe pour une très large gamme de fréquence (1kHz - 100GHz). Le modèle direct a été développé suivant l'hypothèse de forte injection dans la zone intrinsèque. Pour valider le modèle direct, nous nous placerons

donc dans un premier temps dans ces conditions en injectant un courant dans la diode suffisamment élevé. Dans le cas de la diode utilisée ici, un courant supérieur au micro ampère répond à cette exigence. La figure 2.33 présente la partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode ainsi que la résistance et capacité parallèle équivalentes de la diode pour un courant de polarisation de $2.5\mu\text{A}$. En effet, si l'impédance de la diode est plus grande que la résistance série, il est possible d'assimiler la diode à une capacité et une résistance en parallèle de manière analogue au schéma équivalent d'une jonction p-n (figure 2.32). Les valeurs des éléments sont facilement calculables à partir de l'admittance de la diode.

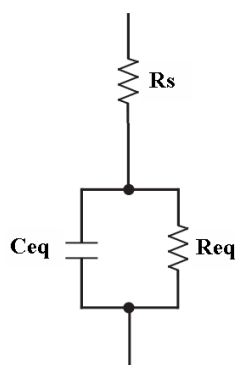


FIG. 2.32 – Schéma équivalent de la diode en mesure pour un fonctionnement en régime direct

La figure 2.34 montre le lieu de l'impédance de la diode sur l'abaque de Smith.

Une propriété fondamentale de la diode p-i-n est la dépendance en fréquence du courant de recombinaison dans la zone I. Cet effet se traduit au niveau de l'impédance de la jonction par une partie réelle qui diminue significativement à partir d'une fréquence de transition jusqu'à zéro à haute fréquence et par une capacité de diffusion qui diminue avec la fréquence d'un ordre de grandeur très important (1000 pour ce courant de polarisation). A haute fréquence, l'impédance de la jonction tend vers un court-circuit parfait. De ce fait, c'est l'impédance de la zone I qui gouverne l'impédance de la diode à haute fréquence comme nous avons pu le voir dans le chapitre 1.

La figure 2.35 valide maintenant le modèle pour un courant de polarisation important (28mA). L'impédance n'est pas représentée sur l'abaque de Smith du fait que l'impédance est proche du court-circuit à toutes les fréquences. Les résultats obtenus montrent que le modèle de la diode en fonctionnement direct prédit avec précision l'impédance de la diode pour une large gamme de courants et une large gamme de fréquences.

Les courants de recombinaison dans les émetteurs provoquent une variation non-linéaire de la charge stockée avec le courant de polarisation ($Q = I_0\tau_{eff}$). Pour de forts courants, la charge stockée n'est plus proportionnelle à la durée de vie dans la zone I ($Q = I_0\tau_a$) mais à une durée de vie effective τ_{eff} vue aux accès du composant [22, 23]. Une

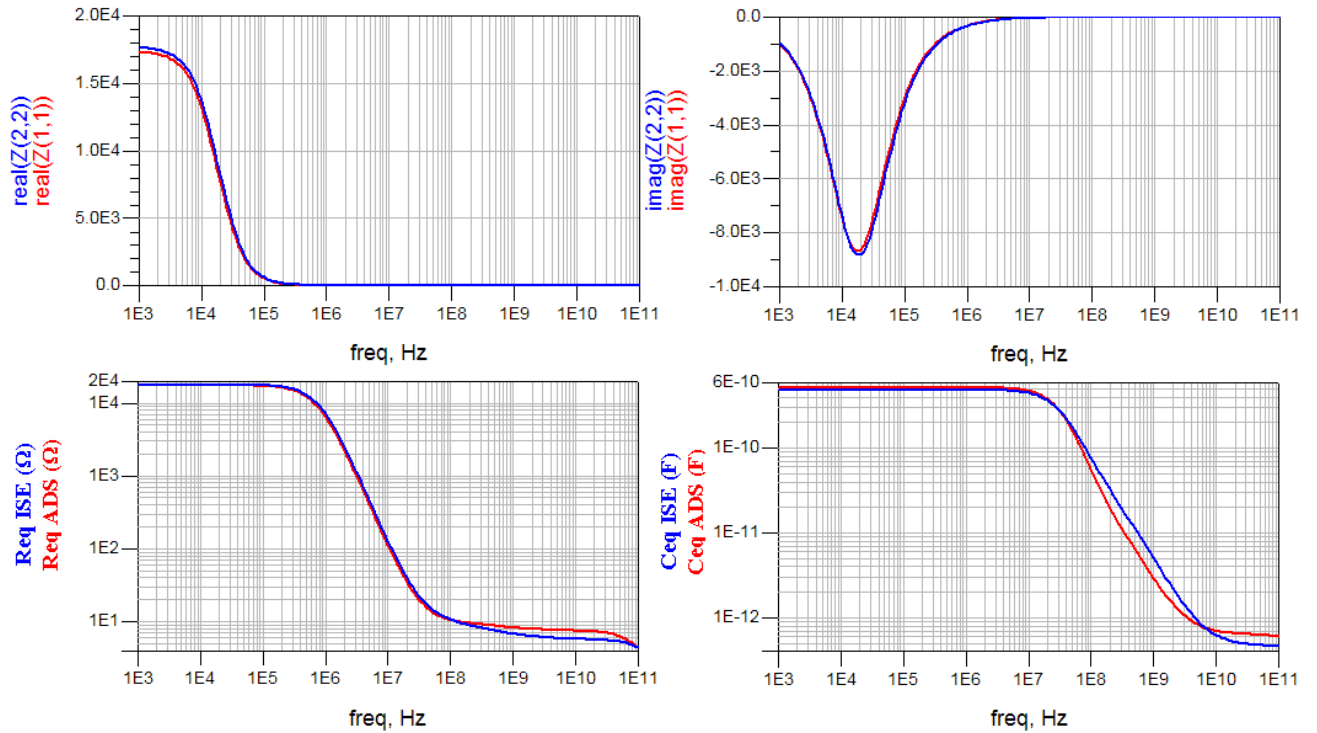


FIG. 2.33 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode ainsi que la résistance et la capacité équivalente de la diode pour un courant de $2.5\mu\text{A}$

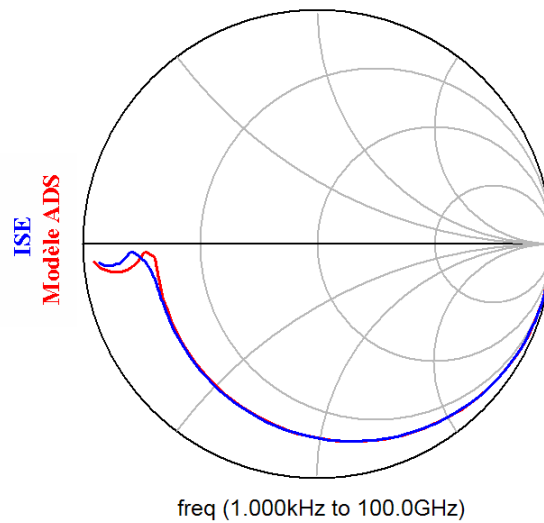


FIG. 2.34 – Impédance de la diode sur l'abaque de Smith pour un courant de $2.5\mu\text{A}$

méthode fréquentielle permet de déterminer cette durée de vie effective des porteurs τ_{eff} vue aux accès du composant. En effet, la partie imaginaire de l'impédance est minimum pour la fréquence $f = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}}$. Ainsi, il est possible de déterminer la durée de vie effective des porteurs à chaque courant de polarisation [24]. Cette méthode n'est applicable en théorie que pour des diodes minces avec un ratio $\frac{W}{L_a}$ inférieur à 1.

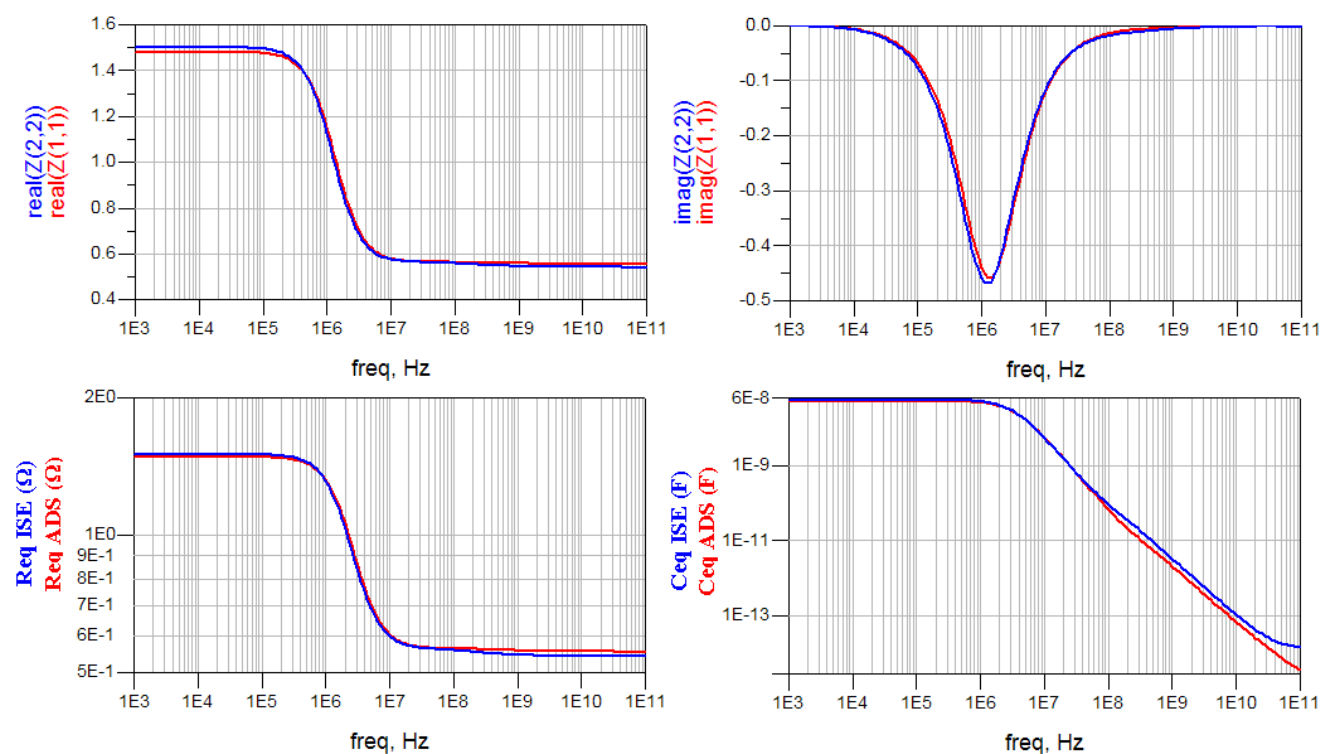


FIG. 2.35 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode ainsi que la résistance et la capacité équivalente de la diode pour un courant de 28mA

La durée de vie des porteurs dans la zone intrinsèque est un paramètre d'entrée du modèle. Dans notre cas elle est de $13\mu s$. Pour un courant de polarisation de $2.5\mu A$, la partie imaginaire de l'impédance est minimum pour une fréquence de 18kHz, ce qui correspond à une durée de vie effective de $8.9\mu s$. Pour un courant de 28mA, la fréquence pour laquelle la partie imaginaire est minimum a largement augmenté et vaut maintenant 1.4MHz. La durée de vie effective n'est alors plus que de 112ns en raison d'importants courants de recombinaison dans les émetteurs. Le modèle traduit avec précision les effets des courants d'émetteurs sur la charge stockée et donc sur l'impédance de la diode.

Le comportement petit signal du modèle a été validé en condition de forte injection. Nous allons maintenant étudier les résultats présentés par le modèle sur toute la gamme de tension admissible par la diode en direct. De ce fait, la condition de forte injection ne sera pas toujours respectée.

Si la tension de polarisation est faible, le comportement du modèle global fait alors appel à la fois au modèle direct et au modèle inverse du fait que les impédances des deux modèles sont du même ordre de grandeur. Ceci nous permet de vérifier si l'unification des modèles direct et inverse est correcte.

La figure 2.36 présente la capacité parallèle équivalente de la diode, calculée à partir de la partie imaginaire de l'admittance de la diode, en fonction de la tension polarisation (le courant varie alors de 0 à 210mA) et pour différentes fréquences 1MHz, 10MHz, 100MHz,

1GHz et 20GHz. La capacité de la diode est maximum pour la fréquence de 1MHz.

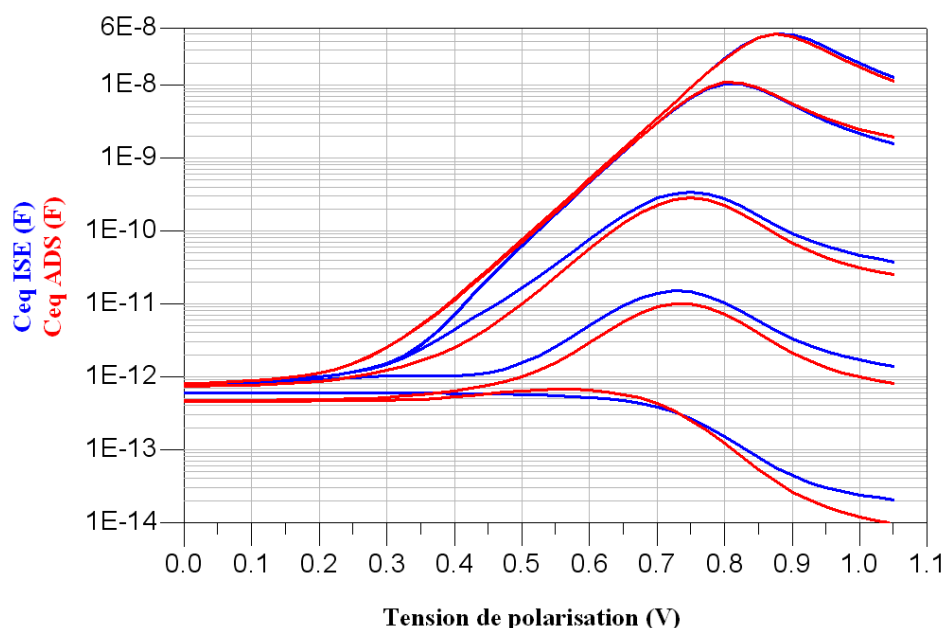


FIG. 2.36 – Capacité parallèle équivalente de la diode en fonction de la tension de polarisation

Comme nous avons pu le voir sur les figures 2.33 et 2.35, la capacité équivalente diminue avec la fréquence. Les courbes de la figure 2.36 montrent une variation de la capacité d'un rapport 10^6 avec la fréquence pour une tension de polarisation importante. Le modèle décrit très bien la variation de la capacité avec la tension de polarisation et la fréquence. Pour une tension de polarisation inférieure à 0.5V, le modèle est moins précis en raison du fait que la condition de forte injection n'est plus respectée. Cependant, les résultats restent très acceptables. Étudions, de la même manière, la résistance parallèle équivalente de la diode, définie comme l'inverse de la partie réelle de l'admittance de la diode, en fonction de la tension de polarisation et de la fréquence pour les mêmes fréquences que précédemment (figure 2.37).

L'observation de la résistance équivalente permet de constater clairement la baisse de la précision du modèle direct, dès lors la tension est inférieure à 0.5V et ceci indépendamment de la fréquence. En deçà cette tension, la zone de charge augmente provoquant une surestimation du courant dans la diode par le modèle et donc une résistance équivalente plus faible que nécessaire. Malgré cela, l'ordre de grandeur est conservé pour ces faibles tensions de polarisation. Si la tension appliquée est suffisante, le modèle retranscrit avec précision la variation de la résistance équivalente de la diode avec la tension de polarisation et la fréquence.

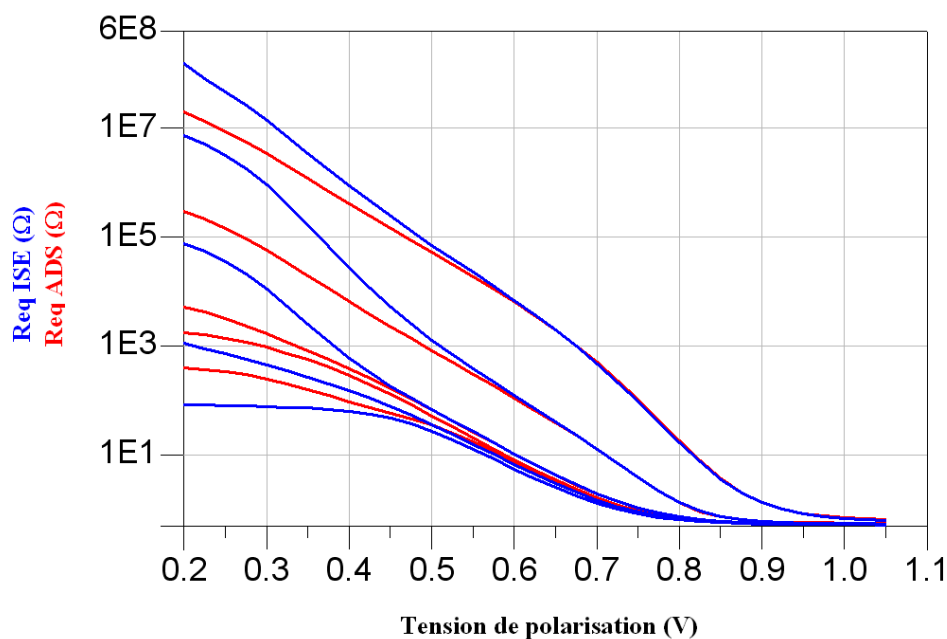


FIG. 2.37 – Résistance parallèle équivalente de la diode en fonction de la tension de polarisation

2.4.3 Validation en régime inverse de la capacité de jonction

De la même manière que précédemment, nous allons étudier la variation de la capacité aux accès de la diode en fonction de la tension inverse appliquée à différentes fréquences. Les simulations ont été effectuées pour des fréquences de 100kHz, 1MHz, 10MHz, 100MHz, 1GHz, 10GHz, 20GHz, 50GHz et 100GHz.

La figure 2.38 présente la caractéristique C-V de la diode de $5\mu\text{m}$ de zone I.

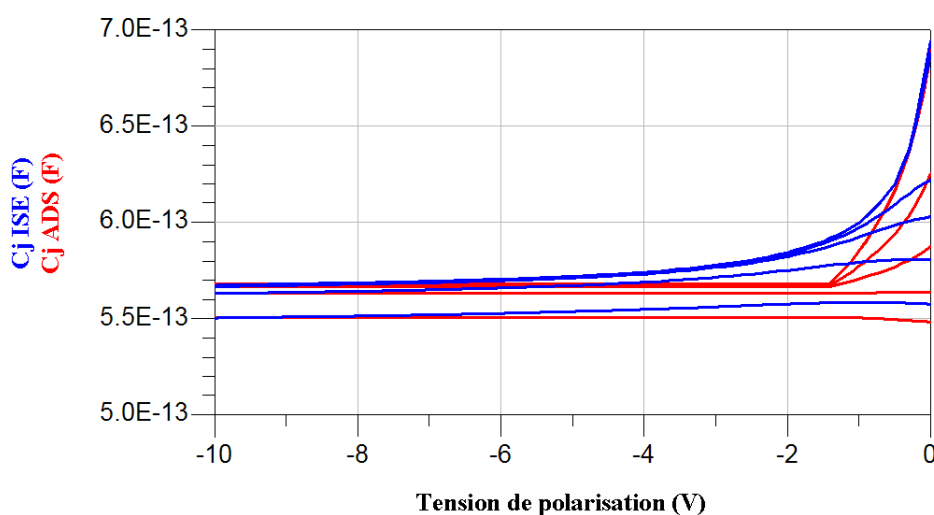


FIG. 2.38 – Capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée pour une diode de $5\mu\text{m}$ de zone I

La capacité de la diode tend vers une capacité minimum lorsque la tension inverse appliquée augmente. La capacité de la diode à 0V commence à diminuer pour la fréquence de 10GHz et devient presque indépendante de la tension appliquée pour des fréquences supérieures.

La comparaison entre les simulations physiques et le modèle montre que le modèle décrit mal la variation de la capacité avec la tension appliquée. De bons résultats ne sont obtenus que si la tension appliquée est bien supérieure à la tension de perçage V_{PT} . La capacité de la diode de $5\mu m$ ne varie que très peu avec la tension ou la fréquence, sa variation est liée à la variation de la largeur de la zone de charge d'espace. Dans le cas de cette diode très mince, la loi de variation de la zone de charge d'espace est fortement liée au profil de dopage de la diode. De ce fait, les équations du modèle inverse qui sont basées sur des niveaux de dopages constants dans chaque zone ne peuvent pas prédire correctement la variation de la capacité de la diode.

Afin de valider le comportement du modèle inverse, il est donc nécessaire d'utiliser des diodes plus épaisses pour lesquelles le profil de dopage n'influence que peu la loi de variation de la zone de charge d'espace.

Les figures 2.39 et 2.40 présentent maintenant les caractéristiques C-V de diodes de $100\mu m$ et $200\mu m$ de zone I.

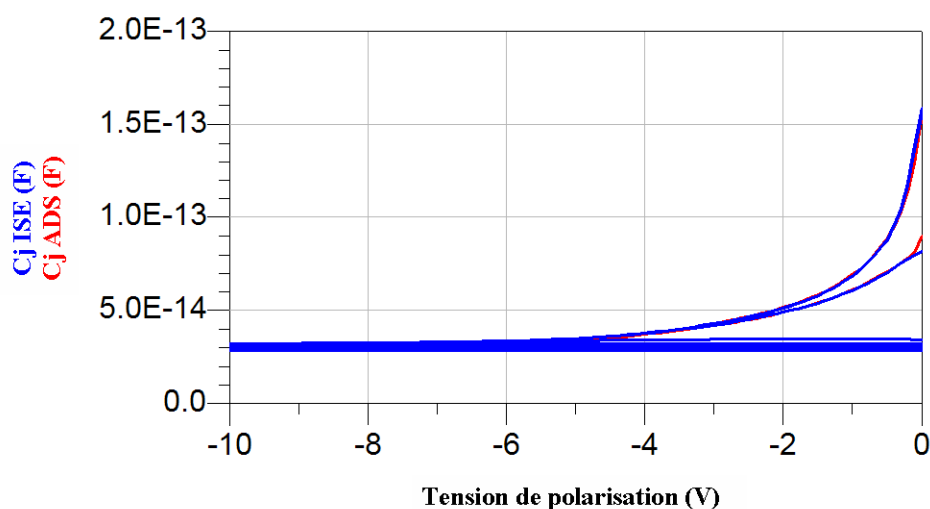


FIG. 2.39 – Capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée pour une diode de $100\mu m$ de zone I

Pour ces deux diodes, les résultats obtenus montrent que maintenant les capacités commencent à dépendre de la fréquence dès 10MHz du fait que la fréquence de relaxation diélectrique est plus basse pour des diodes épaisses.

Les comparaisons entre les simulations physiques et les simulations ADS du modèle pour ces deux diodes montrent qu'en s'affranchissant des problèmes liés au profil de

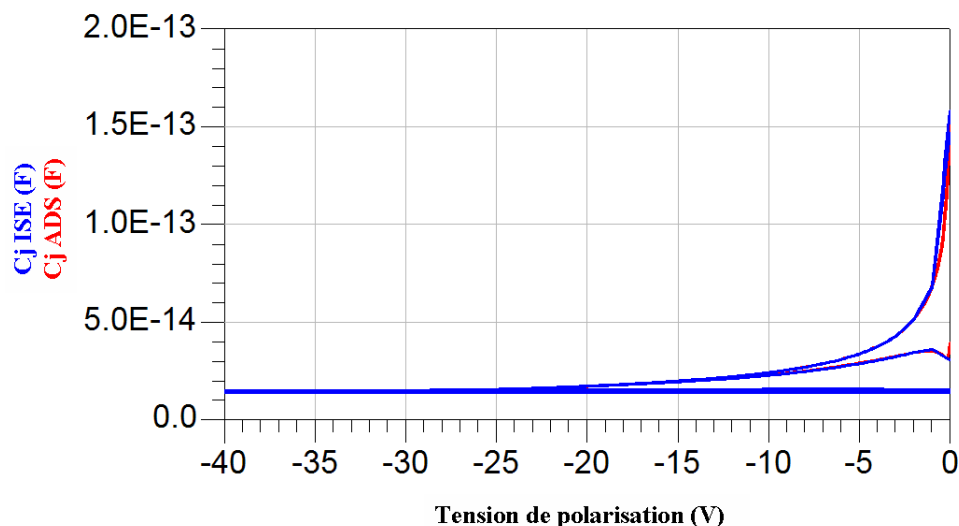


FIG. 2.40 – Capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée pour une diode de $200\mu\text{m}$ de zone I

dopage, le modèle décrit avec précision la variation de la capacité de la diode avec la fréquence et la tension de polarisation, permettant ainsi de valider le fonctionnement inverse du modèle développé.

2.4.4 Validation de l'impédance en température

Les figures 2.41 et 2.42 présentent l'impédance de la diode partie réelle et imaginaire respectivement pour des températures de 350K et 400K. La tension de polarisation est de 0.8V dans les deux cas ce qui correspond à un courant de 12mA à 300K et à un courant de 50mA à 400K.

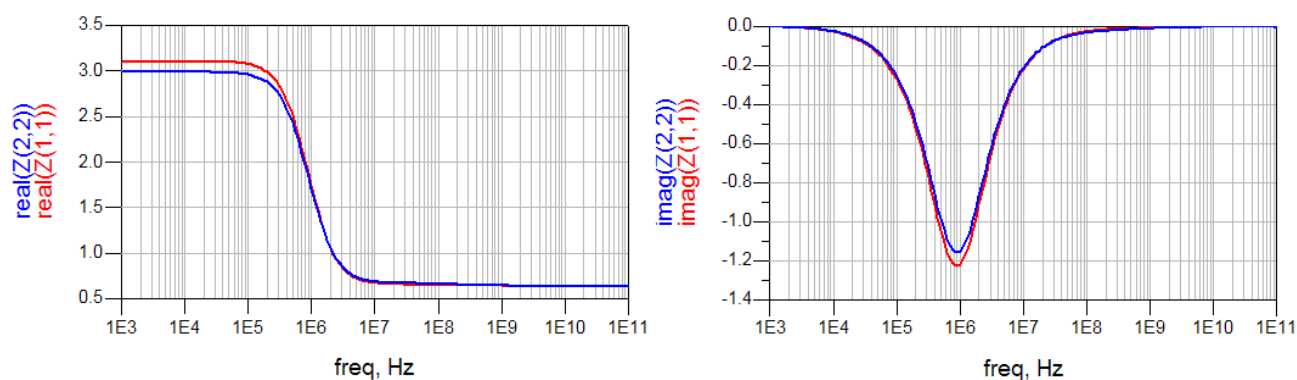


FIG. 2.41 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode pour une tension de 0.8V à 350K

En plus de très bien décrire la variation du courant avec la température (figure 2.31), le modèle décrit avec précision la variation de l'impédance de la diode avec la température.

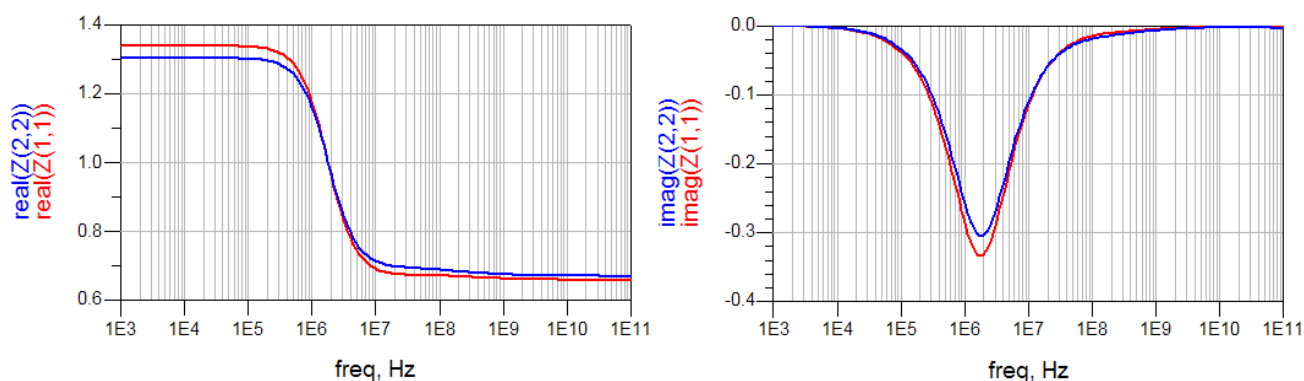


FIG. 2.42 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode pour une tension de 0.8V à 400K

Ainsi, le comportement du modèle en température est validé à la fois en statique et en petit signal.

2.4.5 Validation du fonctionnement en commutation

Nous allons maintenant valider le modèle en fonctionnement fortement non-linéaire grâce à des simulations en commutation. Ceci permettra de valider l'ensemble du modèle. De plus, nous allons vérifier de nouveau le comportement du modèle en température. Une impulsion de 200mA d'amplitude et d'une durée de 500ns est appliquée à la diode de $5\mu\text{m}$ à travers une résistance de 10Ω . La figure 2.43 présente les résultats obtenus à 300K et la figure 2.44 ceux obtenus à 450K, la température de 450K étant très proche de la température maximum de fonctionnement d'une diode silicium.

Le modèle décrit avec une grande précision les phases transitoires que ce soit la mise en conduction ou le blocage de la diode. A 300K, le temps de recouvrement obtenu est d'environ 150ns.

Lorsque la température augmente, l'amplitude de la surtension lors de la mise en conduction augmente. Le modèle rend tout à fait compte de ce phénomène. Le temps de recouvrement augmente également avec la température, il est maintenant de 200ns pour un même courant d'injection de 200mA. Ces validations en commutation clôturent avec succès cette phase de validation du modèle circuit de la diode avec les simulations physiques ISE. Le modèle a permis de retranscrire avec précision le fonctionnement de la diode p-i-n obtenu avec le simulateur physique mais avec un temps de calcul beaucoup plus court (moins de une seconde pour toutes les simulations présentées ici).

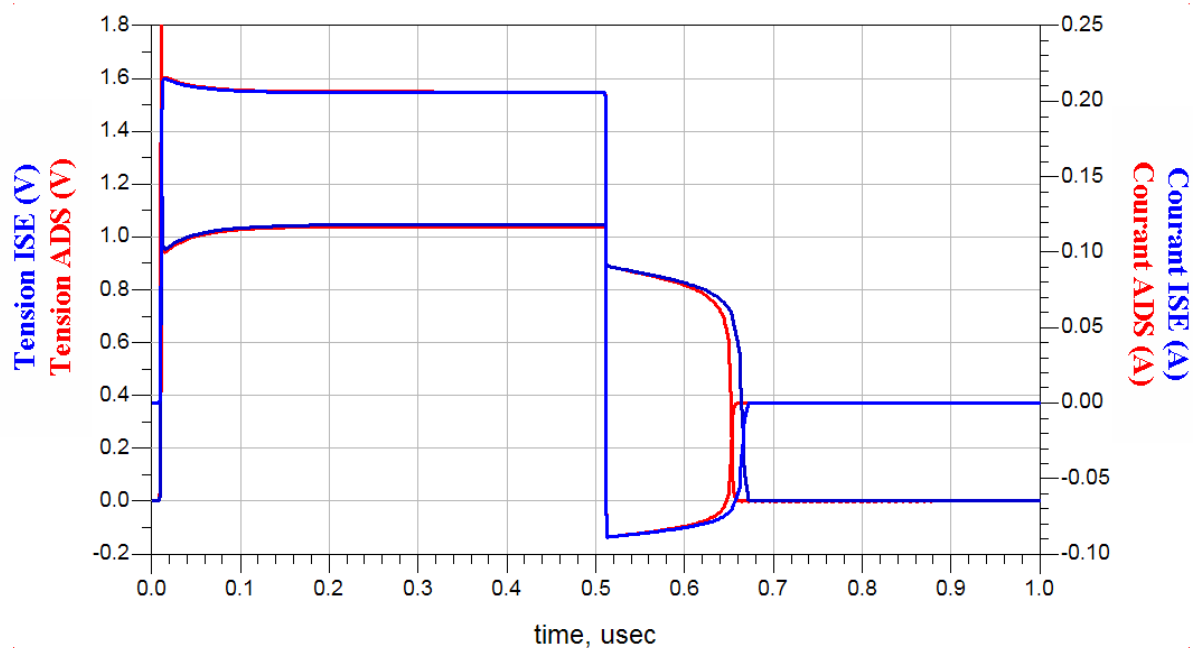


FIG. 2.43 – Simulations ADS et ISE de la diode en commutation à 300K

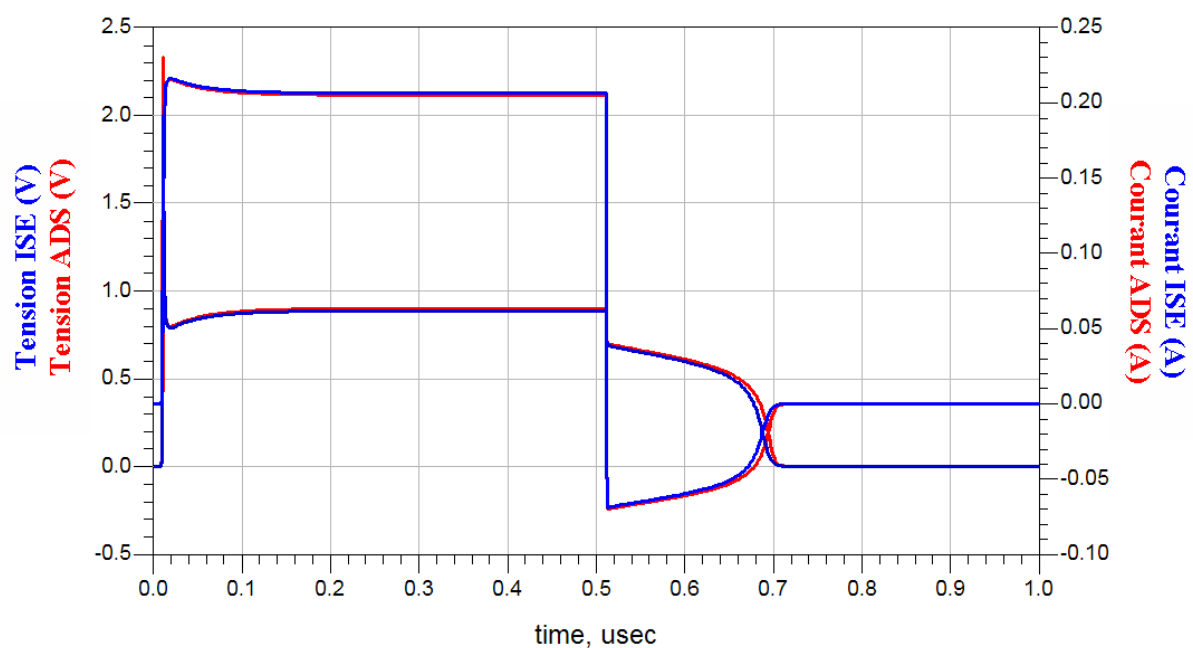


FIG. 2.44 – Simulations ADS et ISE de la diode en commutation à 450K

2.5 Conclusion

L'analyse du fonctionnement de la diode p-i-n à partir du logiciel de simulation physique ISE a permis de mieux appréhender le fonctionnement de la diode et de mettre en évidence deux phénomènes majeurs dans la diode p-i-n. Le premier, l'égalité de concentration des électrons et des trous dans la zone intrinsèque en condition de forte injection et le second l'importance des phénomènes de recombinaison dans les émetteurs. A partir de ces observations, l'équation de diffusion ambipolaire a pu être appliquée avec des conditions aux limites appropriées pour une mise en équation simple du fonctionnement de la diode p-i-n. Un modèle direct simplifié a ainsi pu être développé et implanté dans le simulateur circuit ADS. Suivant une démarche similaire, un modèle pour le fonctionnement inverse de la diode a également été implanté.

Un modèle circuit non-linéaire de la diode a donc été mis au point. Il traduit aussi bien le fonctionnement direct que le fonctionnement inverse de la diode et tient également compte de la température de fonctionnement. Le modèle non-linéaire a été validé dans le cas d'une diode mince par des simulations physiques ISE (1D) en fonctionnement statique, petit signal (1kHz - 100GHz) et en commutation.

Désormais, le modèle non-linéaire et de ce fait la simulation physique doivent être validés à travers diverses campagnes de mesures (statique, petit signal, en puissance, en commutation et temporelles) sur plusieurs diodes présentant des épaisseurs de zones intrinsèques différentes. Les résultats seront présentés dans le chapitre 4.

2.6 Bibliographie

- [1] ISE TCAD documentation : DESSIS multidimensional device simulator.
- [2] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques,” *Dunod*, 2001.
- [3] A.G.M. Strollo, “A new SPICE model of power P-I-N diode based on asymptotic waveform evaluation,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 12, no. 1, pp. 12-20, Jan. 1997.
- [4] R.H. Caverly and M. Quinn, “A SPICE Model for Simulating the Impedance-Frequency Characteristics of High Frequency PIN Switching Diodes,” *IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, vol. 6, pp. 282-285, 1999.
- [5] D. Leenov, “The silicon PIN diode as a microwave radar protector at megawatt levels,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 11, pp. 53-61, Feb. 1964.
- [6] R.H. Caverly and G. Hiller, “The Frequency-Dependent Impedance of p-i-n Diodes,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 37, no. 4, pp. 787-790, April 1989.
- [7] F. Berz, R.W. Cooper and S. Fagg, “Recombination in the end regions of pin diodes,” *Solid State Electronics*, vol. 22, pp. 293-301, 1979.
- [8] H. Benda and E. Spenke, “Reverse recovery processes in silicon power rectifiers,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, no. 8, April 1967.
- [9] F. Berz, “A simplified theory of p-i-n diode,” *Solid State Electronics*, vol. 20, pp. 709-714, 1977.
- [10] A. Herlet, “The forward characteristic of silicon power rectifiers at high current densities,” *Solid State Electronics*, vol. 11, pp. 717-742, 1968.
- [11] A.G.M. Strollo and P. Spirito, “A new PiN diode modelling approach for power electronic PSPICE simulations,” *Power Electronics Specialists Conference, PESC '94 Record., 25th Annual IEEE*, vol. 1, pp. 52-58, 1994.
- [12] Advanced Design System documentation : nonlinear devices.
- [13] S.M. Sze, “Physics of Semiconductor Devices,” *Wiley Interscience*, 1969.
- [14] I.V. Lebedev, A.S. Shnitnikov, I.V. Dyakov and N.A. Borisova, “Impedance properties of high-frequency pin diodes,” *Solid State Electronics*, vol. 42, no. 1, pp. 121-128, 1998.
- [15] Lioudmila Drozdovskaia, “RF and Microwave Frequency Properties of a Reverse-Biased Thick Switching p-i-n Diode,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, no. 8, pp. 1370-1373, August 2001.

- [16] J. Kyhala and M. Andersson, “An advanced pin diode model,” *Microwave journal*, September 2005.
- [17] L.O. Chua and C.C. Chang, “High-Speed Non-Linear Circuit Models for p-n Junction Diodes,” *International Journal of Circuit Theory and Applications*, vol. 16, pp. 157-190, 1988.
- [18] A.G.M. Strollo, “SPICE modeling of power PiN diode using asymptotic waveform evaluation,” *Power Electronics Specialists Conference, 1996. PESC '96 Record., 27th Annual IEEE*, vol. 1, pp. 44-49, 1996.
- [19] R.H. Caverly, G. Hiller, D. Rancour, J. Bukowski and Z.W. Tang, “Temperature Effects on PIN Diode Forward Bias Resistance,” *Solid-State Electronics*, vol. 38, no. 11, pp. 1879-1885, Nov. 1995.
- [20] H. Goebel and K. Hoffmann, “Full dynamic power diode model including temperature behavior for use in circuit simulators,” *Power Semiconductor Devices and ICs, 1992. ISPSD '92. Proceedings of the 4th International Symposium on*, pp. 130-135, 1992.
- [21] R.H. Caverly and G. Hiller, “The Temperature Dependence of Silicon PIN Diode Attenuators,” *IEEE International Microwave Symposium*, vol. 2, no. 4, pp. 553-556, 1993.
- [22] H. Schlangenotto and W. Gerlach, “On The Effective Carrier Lifetime in p-s-n Rectifiers At High Injection Levels,” *Solid State Electronics*, vol. 12, pp. 267-275, 1969.
- [23] R.H. Caverly and X. Ma, “Nonlinear stored charge vs d.c. bias-current relationship under high-level injection in pin diodes,” *Solid State Electronics*, vol. 32, no. 4, pp. 329-332, 1989.
- [24] R.H. Caverly, “RF technique for determining the ambipolar carrier lifetime in pin RF switching diodes,” *Electronics Letters*, vol. 34, no. 23, pp. 2277-2278, Dec. 1998.

Chapitre 3 :

Analyse et modélisation thermique non-linéaire de la diode

3.1 Introduction

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

La première partie de ce chapitre aborde les aspects théoriques du transfert de la chaleur. D'abord, seront présentées les lois fondamentales du transfert de la chaleur au sein d'un dispositif. Ces considérations couplées au principe de conservation de l'énergie aboutissent à l'équation de la chaleur qui régit le comportement thermique d'un système. La seconde partie abordera l'analyse thermique de la diode p-i-n à la fois seule et dans son environnement de fonctionnement à partir de la résolution de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis. Enfin, une méthode de modélisation thermique non-linéaire des composants de puissance sera présentée et appliquée au cas de la diode p-i-n. Cette méthode s'appuie sur la technique de réduction de modèles linéaires par les vecteurs de Ritz et sur l'utilisation de la transformation de Kirchhoff pour la prise en compte du caractère non-linéaire des matériaux.

3.2 Les effets thermiques

3.2.1 Les lois fondamentales du transfert de chaleur

Dans un milieu matériel, l'existence d'un gradient de température génère un transfert de chaleur d'un point à un autre. Selon le premier principe de la thermodynamique, le sens du flux est dirigé de la température la plus élevée vers la plus basse. On distingue 3 modes de transfert de chaleur :

- La conduction
- La convection
- Le rayonnement

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

3.2.1.1 Transfert de chaleur par conduction

Le phénomène de conduction est lié à l'activité atomique ou moléculaire au sein d'un gaz, un liquide ou un solide. Le transfert d'énergie s'effectue des particules d'une substance les plus énergétiques aux particules les moins énergétiques.

- *Cas des gaz*

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

- *Cas des liquides*

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

- *Cas des solides*

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

- *Loi de Fourier*

Le flux de chaleur q (mesuré en $W.m^{-2}$) traversant perpendiculairement une surface unitaire est proportionnel au gradient de température dans la direction de la normale de la surface et de signe opposé selon la loi de *Fourier* :

$$q = -\kappa(\nabla T) \tag{3.1}$$

Le terme ∇T représente le gradient de température dans la direction normale à la surface unitaire.

Le terme κ représente la conductivité thermique du matériau en $W.K^{-1}.m^{-1}$.

3.2.1.2 Transfert de chaleur par convection

Le transfert de chaleur par convection intervient à la limite de séparation de deux phases de nature différente (air/liquide, air/solide, liquide/solide). La convection résulte de la combinaison d'un transfert de chaleur par conduction (diffusion) et du transport d'énergie par l'écoulement des particules fluides (advection). On distingue deux types de convections :

- Convection forcée : mise en mouvement du fluide par un moyen mécanique
- Convection naturelle : mise en mouvement du fluide sous l'action de la gravité (poussée d'Archimède)

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

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

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

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

TAB. 3.1 – Exemples de coefficient de convection

3.2.1.3 Transfert de chaleur par rayonnement

D'un point de vue phénoménologique, le transfert par rayonnement se traduit par un échange de chaleur entre deux corps séparés par un milieu n'autorisant aucun échange par conduction ou par convection. Ce phénomène obéit à la théorie de la mécanique quantique, le transfert de chaleur présente la dualité onde-corpuscule. Ainsi, on peut considérer soit

l'aspect corpusculaire du rayonnement, et donc supposer un déplacement d'un paquet de photons, soit son aspect ondulatoire sous la forme d'une onde électromagnétique. Néanmoins, on peut définir une longueur d'onde d'émission λ du rayonnement. Pour les radiations d'origine thermique, λ s'étend sur une plage de $0.1\mu\text{m}$ à $100\mu\text{m}$ (figure 3.1).

On peut définir une puissance émise qui traduit la radiation thermique quittant une surface. Elle dépend de la direction et de la longueur d'onde d'émission et se calcule à partir de la puissance d'onde monochromatique E_λ .

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda \quad (3.3)$$

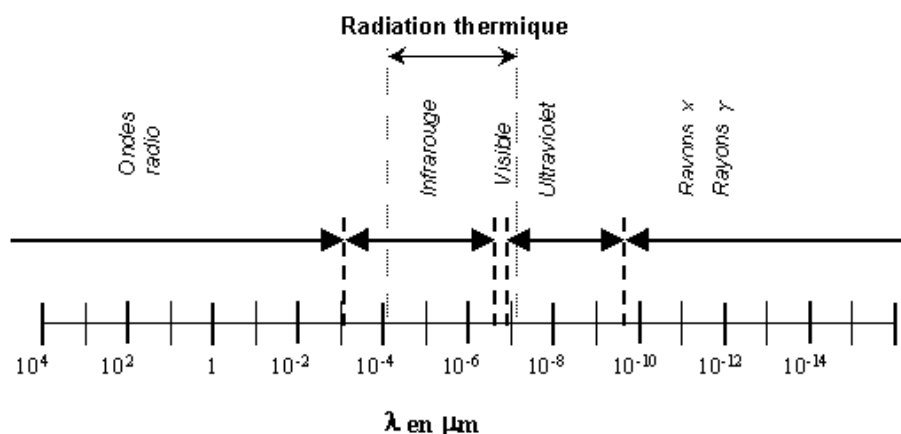


FIG. 3.1 – Subdivisions du spectre électromagnétique

- *Le corps noir*

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

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

L'énergie émise par un corps noir obéit à la loi de *Stephan-Boltzmann* :

$$E = \sigma.T^4 \quad (3.4)$$

$\sigma = 5,67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ est la constante de *Stephan-Boltzmann*.

T est la température absolue en Kelvin.

- *Les cas réels*

La plupart des solides ne se comportent pas comme des corps noirs. Ils n'absorbent pas la totalité des émissions irradiantes, ils réfléchissent une partie de ces émissions en plus de leur propre radiation. On définit l'émissivité ε comme le rapport entre l'énergie émise par une surface réelle et celle émise par la surface d'un corps noir. Le flux d'énergie pour une surface d'émissivité ε vaut :

$$E = \sigma.\varepsilon.T^4 \quad (3.5)$$

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

3.2.2 Équation de diffusion de la chaleur

Considérons un volume infinitésimal de matière de côté dx, dy et dz , établissons le bilan énergétique de la figure 3.2. Tout d'abord, considérons les flux de chaleur (en W.m^{-2}) q_x, q_y et q_z qui entrent et les flux de chaleur q_{x+dx}, q_{y+dy} et q_{z+dz} qui sortent par les faces du volume infinitésimal.

On note E_g la génération d'énergie calorifique à l'intérieur du volume. Cette quantité est positive pour des réactions chimiques exothermiques ou par l'effet Joule et négative pour des réactions chimiques endothermiques. $g(x, y, z, t)$ s'exprime en W.m^{-3} et représente la densité volumique de puissance générée par les sources placées à l'intérieur du volume.

$$E_g = g(x, y, z, t).dx.dy.dz \quad (3.6)$$

On note E_{st} la variation d'énergie interne dans le volume, elle s'exprime par la relation (3.7) dans laquelle C_p en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ représente la chaleur spécifique et ρ en kg.m^{-3} la masse volumique du matériau.

$$E_{st} = \rho.C_p.\frac{\partial T}{\partial t}.dx.dy.dz \quad (3.7)$$

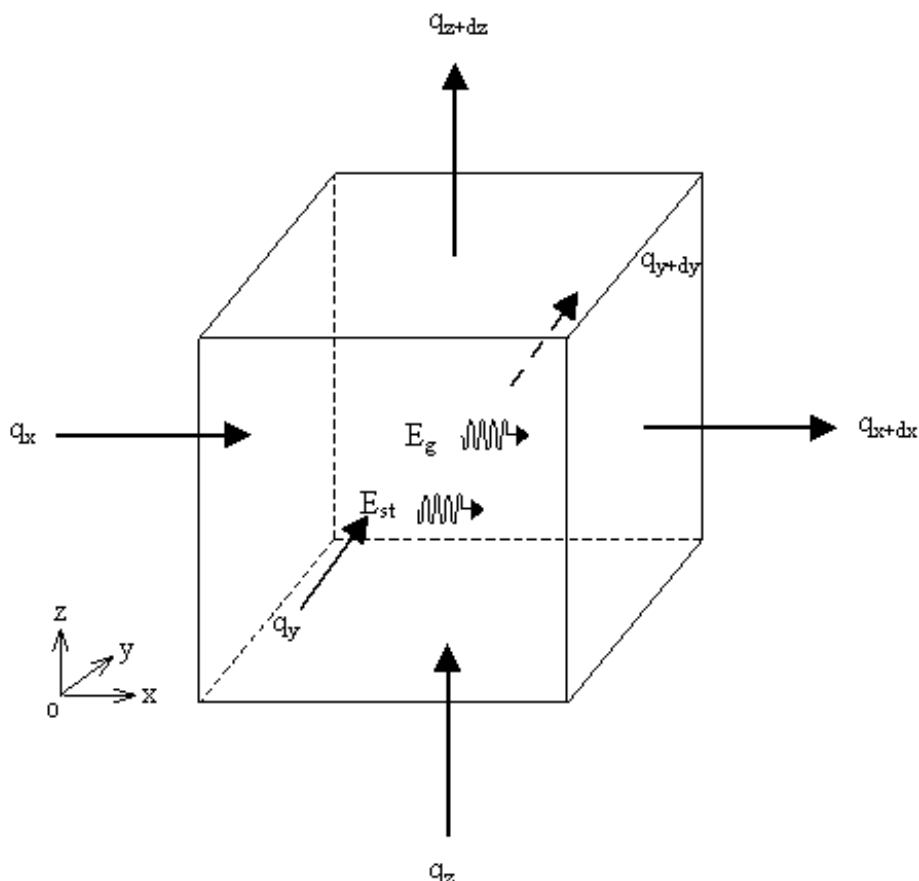


FIG. 3.2 – Bilan énergétique au sein d'un volume élémentaire

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

$$E_{st} = \sum \Phi + E_g \quad (3.8)$$

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

$$\Phi = q.S \quad (3.9)$$

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

$$\begin{aligned} q_{x+dx} &= q_x + \frac{\partial q}{\partial x} dx \\ q_{y+dy} &= q_y + \frac{\partial q}{\partial y} dy \\ q_{z+dz} &= q_z + \frac{\partial q}{\partial z} dz \end{aligned} \quad (3.10)$$

Des relations (3.9) et (3.10), on exprime le bilan des flux :

$$\sum \Phi = (q_x - q_{x+dx}).dy.dz + (q_y - q_{y+dy}).dx.dz + (q_z - q_{z+dz}).dx.dy \quad (3.11)$$

soit

$$\sum \Phi = -\left(\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial z}\right).dx.dy.dz \quad (3.12)$$

Des relations (3.6), (3.7) et (3.12), la loi de conservation de l'énergie donnée par la relation (3.8) devient :

$$\rho.C_p.\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial q}{\partial y} - \frac{\partial q}{\partial z} + g(x, y, z, t) \quad (3.13)$$

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

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

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

- Condition de Dirichlet : on impose une température constante sur une surface (fond de puce pour les systèmes électroniques par exemple).

- Condition de Neumann : on impose un flux de puissance sur une surface, si le flux imposé est nul, on a une condition de paroi adiabatique.

- Condition de Cauchy : le flux s'exprime en fonction de la différence entre la température T de paroi et une température de référence.

$$q = h.(T - T_a) \quad (3.15)$$

Cette condition peut exprimer soit un échange par convection, h est alors le coefficient de convection, soit un échange par rayonnement où $h = \beta.(T + T_a).(T^2 + T_a^2)$.

3.3 Analyse thermique 3D éléments finis (EF) de la diode p-i-n

Dans cette partie, nous allons étudier les comportements thermiques de la diode seule et de la diode dans son environnement de fonctionnement à travers l'utilisation de la méthode des éléments finis dans le logiciel de simulations multiphysiques ANSYS. Étant données les faibles dimensions des composants semiconducteurs en hyperfréquence, les phénomènes de convection et rayonnement sont négligeables et donc seul le phénomène

de conduction est pris en compte. Nous ne nous attacherons pas à décrire ici les principes mathématiques de la méthode des éléments finis. L'utilisation de cette méthode se fait dans un premier temps à partir d'une description à deux ou trois dimensions de la structure à étudier. Dans un second temps, une discrétisation de la structure (ou maillage) est réalisée afin de déterminer les nœuds où l'équation de la chaleur sera appliquée. Il est donc nécessaire d'estimer les zones où les gradients de températures seront les plus importants afin de mailler plus finement ces zones pour ne pas perdre en précision par la discrétisation de la structure.

3.3.1 Analyse thermique de la diode seule

Pour obtenir des simulations thermiques fiables, il est essentiel de définir avec précision la structure physique de la diode. Ainsi, il a été pris en compte la forme géométrique exacte de la diode. Les diodes qui sont utilisées pour ce travail de modélisation électrothermique se présentent sous forme de MESA. Les contacts métalliques en or et la passivation verre de la zone active s'ajoutent à la forme géométrique de base de la diode. Compte tenu des températures de fonctionnement, l'incidence du dopage sur la conductivité thermique du silicium est négligeable. Afin de diminuer le temps de calcul des simulations qui est prohibitif par la méthode des éléments finis, nous mettons à profit la géométrie de la structure pour utiliser deux plans de symétrie. Seulement un quart de la structure est donc décrite. Les plans de symétrie sont réalisés en imposant un flux de chaleur nul dans les plans de coupes. Les parois sont alors dites adiabatiques. Ces parois agissent comme des "réflecteurs" sur le flux de chaleur et apportent ainsi une contribution identique à une autre partie de la structure. La figure 3.3 montre les structures de deux diodes silicium différentes, de la fonderie Chelton Telecom and Microwave, ayant des zones intrinsèques de $2.2\mu m$ et $21\mu m$.

La majeure partie de la diode est en silicium représenté en bleu sur la figure 3.3. De couleur marron clair, le plot en or de la face supérieure de la diode. La partie inférieure de la diode est également recouverte d'une métallisation or. En rouge, la passivation SiO_2 de la surface de la diode. Le tableau 3.2 présente les caractéristiques thermiques à 300K des différents matériaux qui composent les diodes présentées ici.

Matériau	κ ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	C_p ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	ρ ($kg.m^{-3}$)
Si	150	700	2330
Au	310	130	19300
SiO_2	2	700	2200

TAB. 3.2 – Caractéristiques thermiques des matériaux

Les caractéristiques thermiques des matériaux utilisés pour la fabrication des semiconducteurs varient avec la température. La conductivité thermique κ dans l'équation

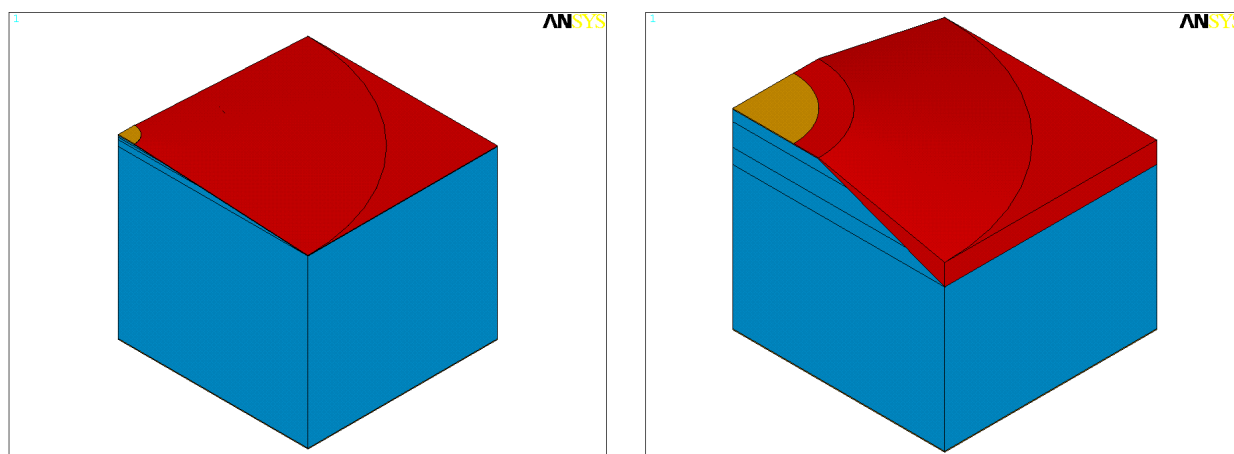


FIG. 3.3 – Structures ANSYS des diodes p-i-n EH60034 (zone I de $2.2\mu m$) et EH50254 (zone I de $21\mu m$)

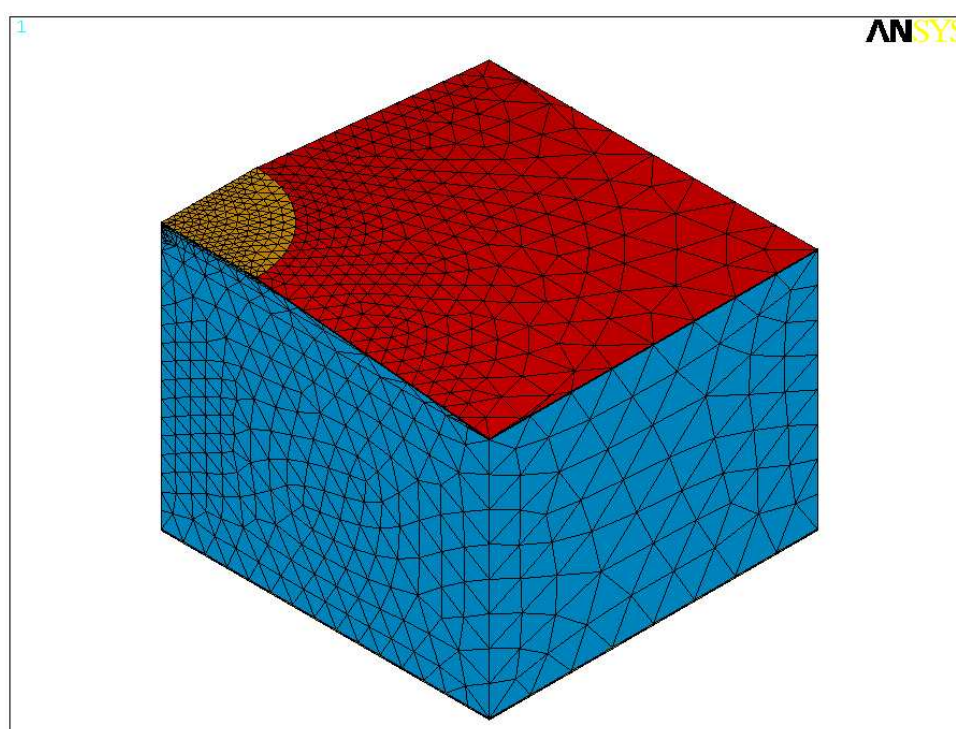


FIG. 3.4 – Exemple de maillage appliqué à la diode p-i-n pour des simulations éléments finis

de la chaleur décroît généralement lorsque la température augmente, ce qui a pour conséquence une augmentation de la valeur de la résistance thermique quand la température augmente. La résistance thermique d'un composant dépend de deux facteurs : la température globale du substrat, liée à la température ambiante au niveau du socle, et la dissipation de puissance qui se traduit par une élévation de température localement.

La dépendance thermique de κ peut être modélisée par l'équation :

$$\kappa(T) = \kappa(T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right)^\alpha \quad (3.16)$$

Les diodes p-i-n sont à ce jour principalement réalisées en silicium (Si) ou en arséniure de gallium (GaAs). Nous allons donc nous intéresser exclusivement à la dépendance de la conductivité thermique de ces deux matériaux. Le tableau 3.3 présente les paramètres pour modéliser la dépendance en température de $\kappa(T)$.

Paramètre	Si	GaAs
$\kappa(T_0)$ ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	150	45
α	1.4	1.2

TAB. 3.3 – Paramètres pour modéliser la dépendance en température de $\kappa(T)$

La figure 3.5 montre les variations de $\kappa(T)$ pour une gamme de température de 200K à 500K ce qui représente la dynamique en température qu'on peut rencontrer dans les composants microondes en fonctionnement.

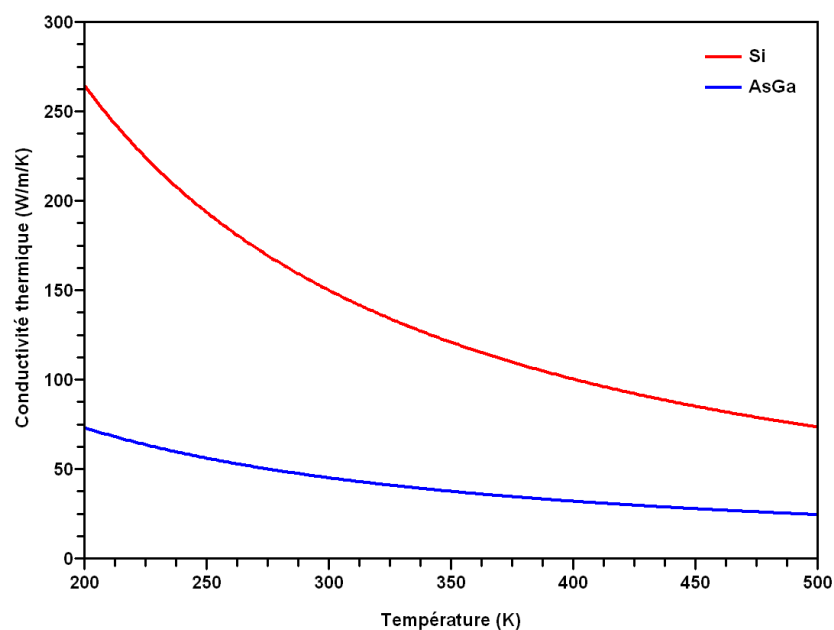


FIG. 3.5 – Conductivité thermique du GaAs et du Si en fonction de la température

Pour prédire avec précision la résistance thermique de la diode pour une large gamme de températures de socle et de puissances dissipées, il apparaît donc important de prendre en compte le caractère non-linéaire de la conductivité thermique du silicium. Dans le cas des diodes p-i-n, il a été montré dans le chapitre 2 grâce aux simulations physiques ISE que la dissipation de puissance dans la diode a lieu essentiellement dans la zone intrinsèque, zone dans laquelle les électrons et les trous se recombinent presque totalement [1]. Dans le

cas de diodes minces, les électrons et trous finissent de se recombiner dans les émetteurs. Une partie de la puissance dissipée peut donc également prendre place dans les émetteurs au voisinage de la zone intrinsèque. De manière générale, pour des diodes minces ou épaisses, il est possible de considérer avec peu d'erreur que la dissipation de puissance a lieu entièrement dans la zone intrinsèque étant donnée la proximité des recombinaisons dans les émetteurs.

La figure 3.6 montre la répartition de la température dans la diode de $2.2\mu m$ de zone intrinsèque pour une puissance dissipée uniforme de 1W dans la zone I et dans le cas d'une simulation non-linéaire qui tient compte de la dépendance en température de la conductivité thermique. La cartographie de la température dans la diode est conforme en tout point à celle obtenue lors de simulations physiques ISE réalisées dans le chapitre 2 par le modèle thermodynamique et valide ainsi les simulations thermiques effectuées sous ANSYS.

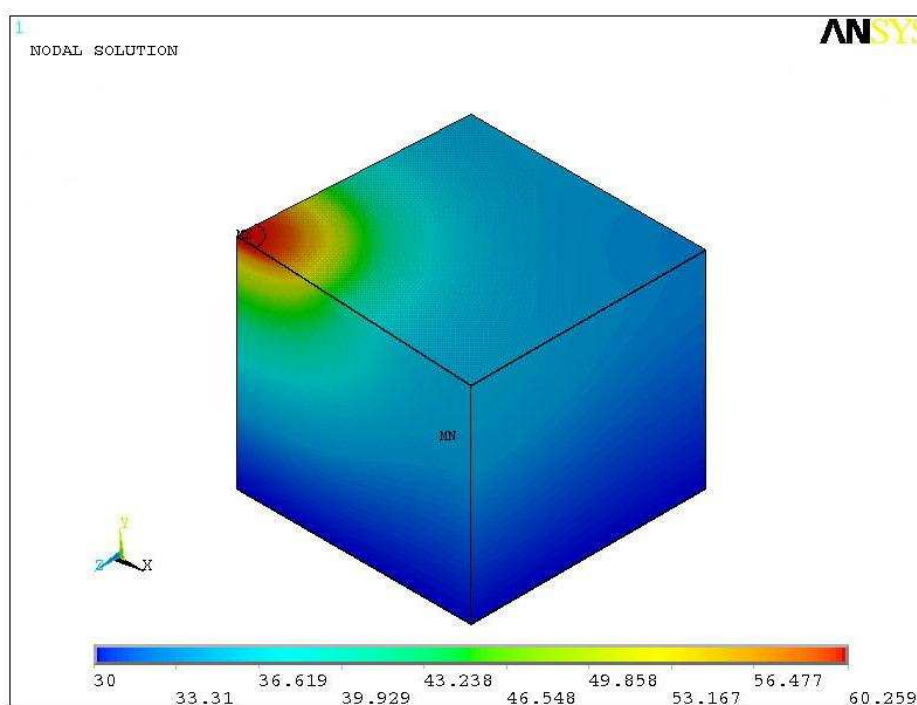


FIG. 3.6 – Simulations éléments finis non-linéaires de la diode EH60034 ($2.2\mu m$) pour une puissance dissipée de 1W

Le tableau 3.4 présente les différentes résistances thermiques obtenues dans le cas de simulations non-linéaires pour la diode de $2.2\mu m$ de zone I. La puissance dissipée varie de 0.5W à 2W et la température de socle a une variation de $30^{\circ}C$ à $130^{\circ}C$. La résistance thermique est définie par la relation suivante :

$$R_{th} = \frac{T_{max} - T_0}{P_{dissipée}} \quad (3.17)$$

T_0 (°C)	$P_{dissipée}$ (W)	R_{th} (K.W ⁻¹)
30	0.5	29.3
30	1	30.3
30	2	32.5
80	0.5	36.3
80	1	37.6
80	2	40.5
130	0.5	43.7
130	1	45.4
130	2	49.1

TAB. 3.4 – Résistances thermiques de la diode EH60034

Le profil de température dans la diode montre que l'écoulement du flux de chaleur s'effectue suivant un cône de dissipation. Dans le cas d'une diode p-i-n ayant une structure de type MESA, la résistance thermique peut être approximée par la relation (3.18) en suivant l'hypothèse d'un cône de dissipation.

$$R_{th} = \frac{1}{\kappa(T_0)} \frac{h}{\pi R_{sup} R_{inf}} \quad (3.18)$$

La puissance est supposée être dissipée sur la surface supérieure du cône. h est la hauteur du cône de dissipation, R_{sup} et R_{inf} respectivement les rayons supérieur et inférieur du cône de dissipation. $\kappa(T_0)$ est la conductivité thermique pour une température de socle T_0 . L'hypothèse du cône de dissipation permet de prédire avec une erreur relativement faible la résistance thermique de la diode mais il faut estimer avec précision les dimensions du cône pour minimiser l'erreur commise. De plus, la formule (3.18) ne permet pas de prendre en compte la variation locale de la conductivité thermique au niveau des points chauds.

3.3.2 La diode dans son environnement de fonctionnement

Dans le cas d'applications de puissance, les températures sont importantes. Les résistances thermiques apportées par l'environnement de fonctionnement ne sont pas négligeables. Pour prendre en compte ces effets, nous allons maintenant étudier l'impact de l'environnement de fonctionnement sur la réponse thermique de la diode p-i-n. En pratique, pour des applications de puissance, la puce est brasée sur un support en cuivre par l'intermédiaire d'une soudure or-étain (AuSn), lequel est monté sur une semelle en laiton via une soudure de type indium plomb (InPb). Pour représenter ce montage typique des diodes p-i-n, nous avons décidé de décrire en tous points les structures des supports de tests qui ont été réalisés pour la caractérisation des diodes durant cette thèse (figure 3.7).

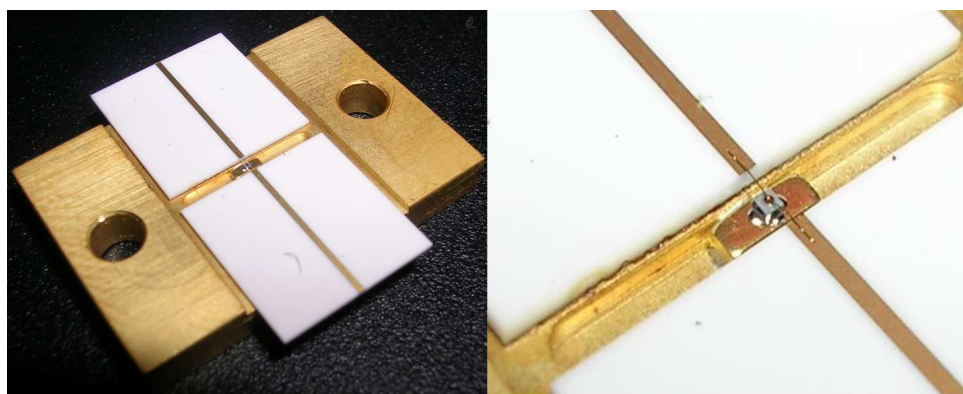


FIG. 3.7 – Photographie de la diode montée sur son support de test

Les fils de connexion en or de $25\mu m$ de diamètre sont également pris en compte. Les figures 3.8 et 3.9 montrent la structure qui est maintenant décrite dans le logiciel ANSYS et le tableau 3.5 liste les caractéristiques thermiques des matériaux utilisés dans la modélisation du support de test.

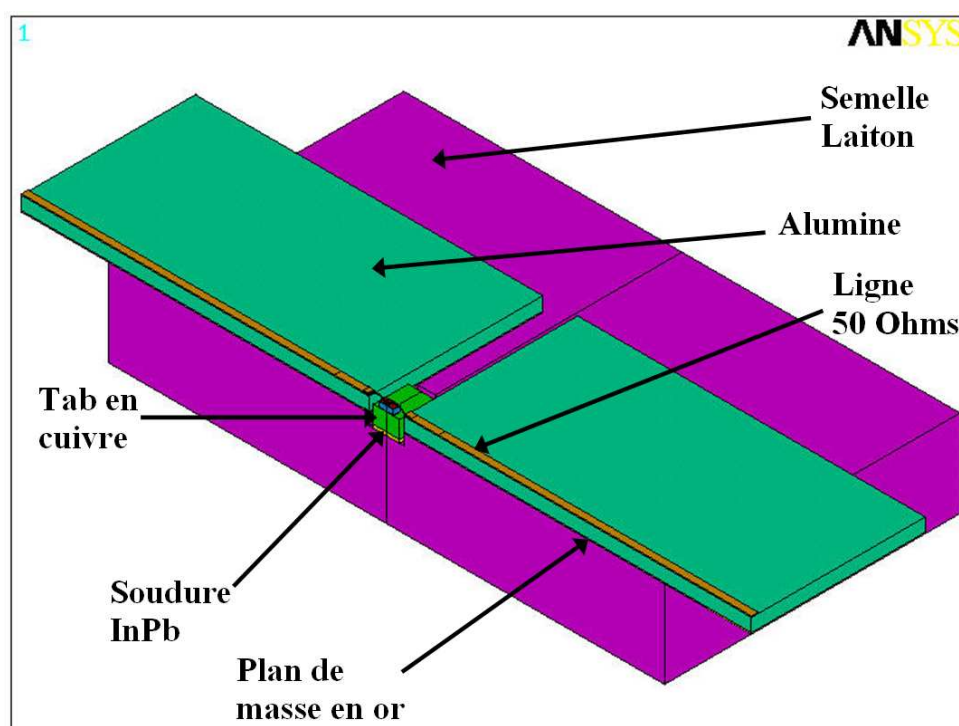


FIG. 3.8 – Description de la diode sur son support de test : vue d'ensemble

La diode présentée maintenant est une diode avec une zone I de $5\mu m$ (EH622). La résistance thermique de la diode seule pour une température de socle de $30^{\circ}C$ et une puissance dissipée de $1W$ est de $17.8K.W^{-1}$. Lorsque la diode est placée dans son environnement de fonctionnement, la résistance thermique est maintenant de $27.7K.W^{-1}$ (figure 3.10). La résistance thermique apportée par le montage est donc d'environ

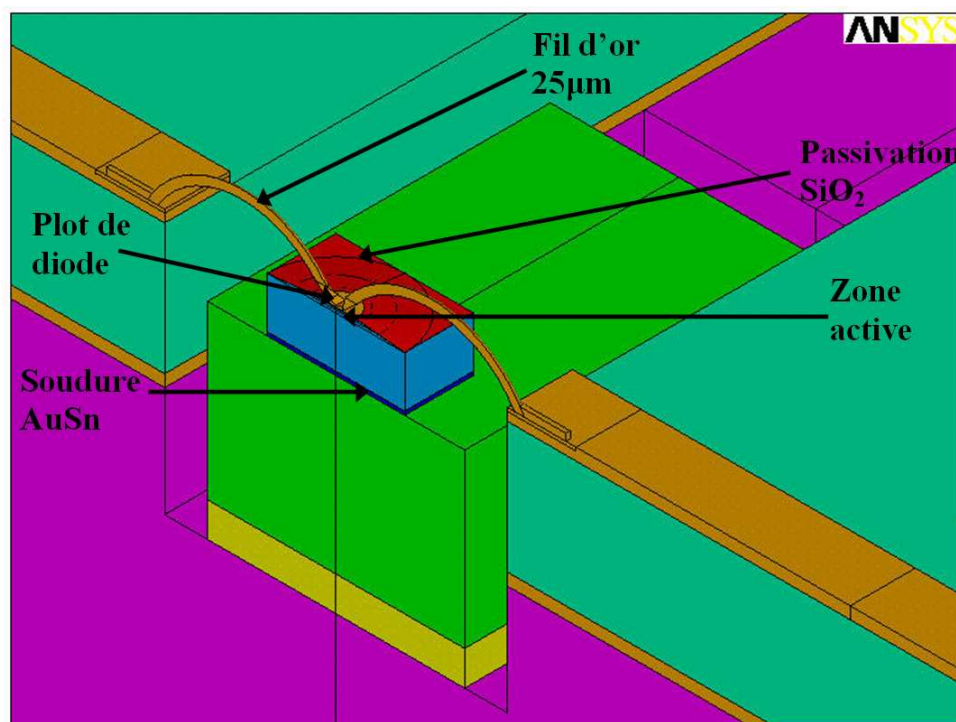


FIG. 3.9 – Description de la diode sur son support de test : vue précise du montage de la diode

$10K.W^{-1}$ pour cette diode, ce qui représente à peu près un tiers de la résistance thermique totale. Les fils, malgré la très bonne conductivité thermique de l'or, ne drainent qu'un flux de chaleur très faible étant donnée leur faible section.

En pratique, dans la configuration d'un limiteur par exemple, les fils de connexion présentent une résistance non négligeable devant la résistance présentée par la diode ($\approx 0.5\Omega$ pour la diode présentée ici) en raison de l'épaisseur de peau à la fréquence de fonctionnement. Typiquement, pour une fréquence du signal de 3GHz, la résistance du fil de diamètre $25\mu m$ et de longueur $500\mu m$ est d'environ 0.1Ω . Seul le fil en amont de la diode, sur le chemin du signal, sera soumis à un courant important car la diode

Matériau	$\kappa (W.m^{-1}.K^{-1})$	$C_p (J.kg^{-1}.K^{-1})$	$\rho (kg.m^{-3})$
Si	150	700	2330
Au	310	130	19300
SiO ₂	2	700	2200
laiton	120	380	8500
InPb	22	226	16000
Cu	389	385	8900
AuSn	59	173	17000
Al ₂ O ₃	30	850	3960

TAB. 3.5 – Caractéristiques thermiques des matériaux

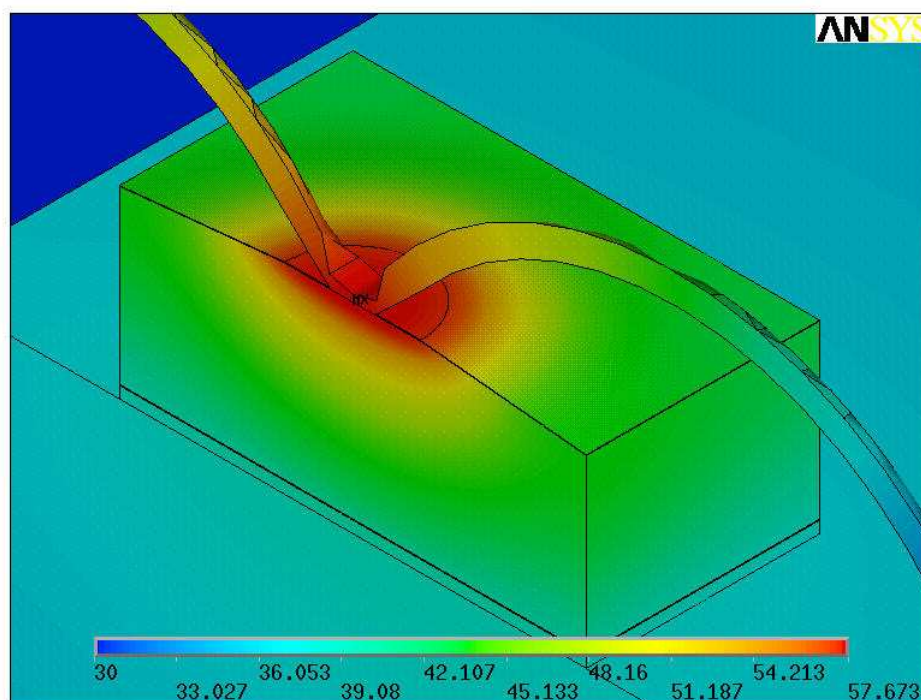


FIG. 3.10 – Simulation non-linéaire de la diode EH622 ($5\mu\text{m}$) dans son environnement de fonctionnement pour une puissance dissipée de 1W

réfléchit presque la totalité de la puissance et protège ainsi tous les éléments du circuit qui se trouvent en aval. Pour une puissance incidente proche de 20W, la puissance dissipée dans la diode est de 1W et la puissance dissipée dans le fil est de 160mW. La figure 3.11 montre la contribution apportée par le fil à la résistance thermique de la diode.

Lorsque 1W est dissipé dans la diode, 160mW le sont en pratique dans le fil, ce qui élève la température du fil proche de 150°C . La résistance thermique de la diode en tenant compte de la contribution du fil est maintenant de $33.4\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$ ce qui représente près de 20% en plus.

Lorsque la puissance incidente augmente, la puissance dissipée dans la diode et dans le fil augmente également. La température dans le fil pourra alors atteindre des températures très élevées, de plusieurs centaines de degrés. Par exemple, pour une puissance dissipée dans la diode de 2.7W et une puissance dans le fil de 0.45W pour une température de socle de 75°C , la température du fil atteint 400°C et celle de la diode 190°C (figure 3.12). La contribution du fil sur la diode devient de plus en plus importante avec l'augmentation de la puissance dissipée.

Les diodes utilisées dans le cadre de la thèse en vue de caractérisations sont en silicium. Ce dernier, en raison de ses bonnes propriétés thermiques, permet d'obtenir des résistances thermiques faibles et donc de très bonnes tenues en puissance. Nous venons de voir précédemment que l'environnement de fonctionnement de la diode entraîne une élévation

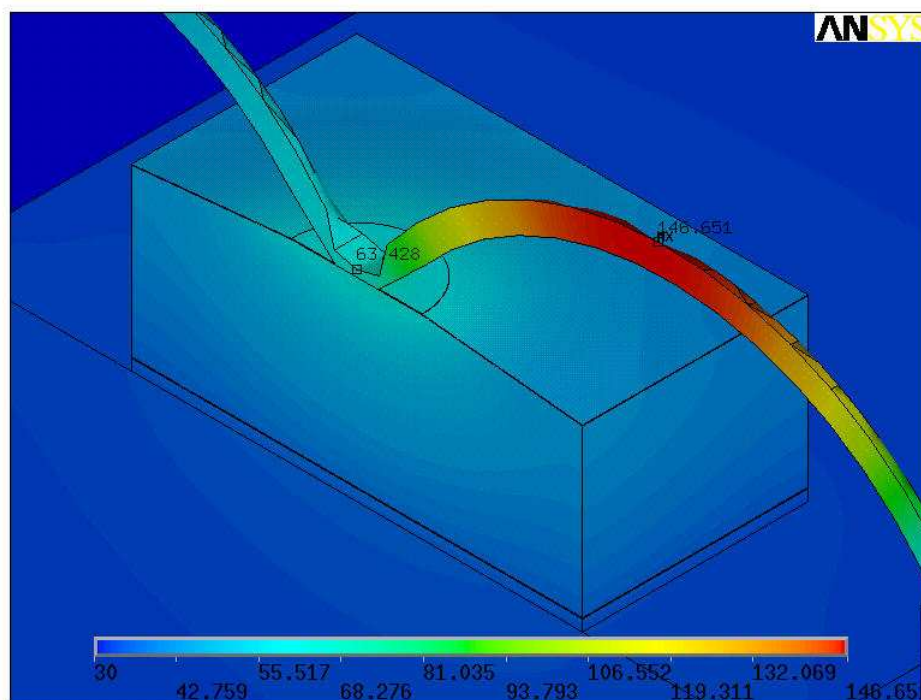


FIG. 3.11 – Simulation non-linéaire de la diode EH622 ($5\mu m$) dans son environnement de fonctionnement pour une puissance dissipée dans la diode de 1W et de 160mW dans le fil

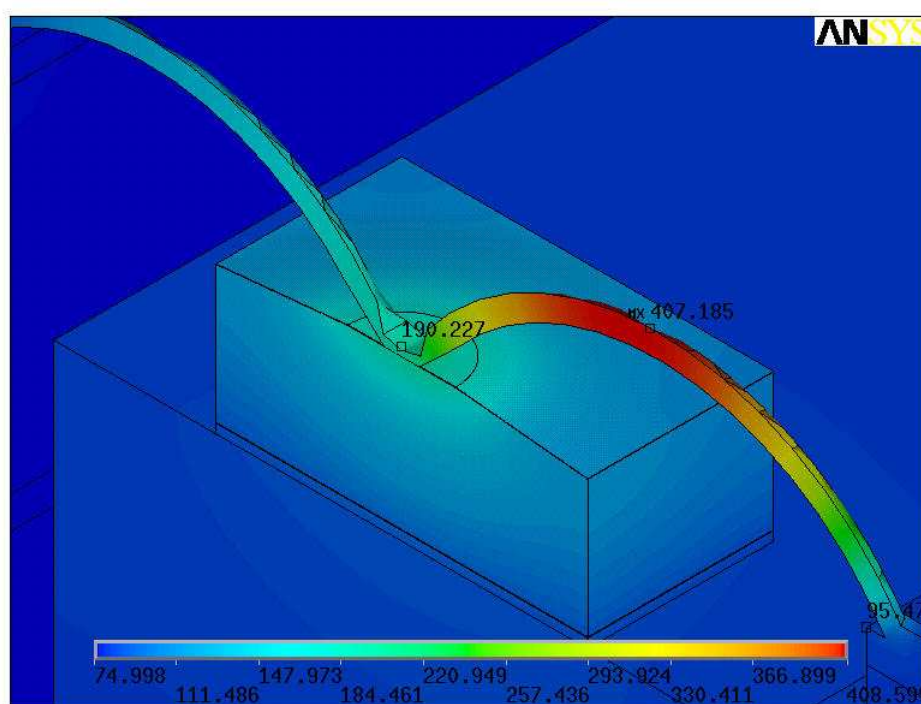


FIG. 3.12 – Mise en évidence de l'impact des fils sur le comportement de la diode : la puissance dissipée dans la diode est de 2.7W et de 0.45W dans le fil

non négligeable de la résistance thermique globale. En se positionnant dans le cas réel, il a été mis en évidence que la dissipation de puissance dans la diode s'accompagne toujours de dissipation de puissance dans le fil situé en amont de la diode. Pour des puissances très élevées, la contribution de ce fil sur la diode s'accroît et devient incontournable pour une modélisation fine du comportement thermique du circuit. Il existe dans la pratique de nombreux types de montages même si celui décrit précédemment est le plus couramment utilisé pour une diode en puce. Le diamètre des fils et leur longueur peuvent varier d'une diode à une autre et selon l'application. La diode est le plus souvent vendue en boîtier pour des applications à des puissances plus raisonnables. Il faudrait, dans ce cas, prendre en compte l'effet du boîtier qui encapsule la diode. L'objectif du travail de modélisation est de concevoir un modèle électrothermique qui soit applicable à tous types d'applications et de montages. Il est donc impossible de prendre en compte les effets potentiels des fils ou du boîtier pour la conception d'un modèle généraliste. Nous nous limiterons donc par la suite à la modélisation thermique de la diode seule et à la modélisation de la diode montée sur son support de test en négligeant la contribution thermique des fils de connexion.

3.4 Modélisation thermique non-linéaire de composants de puissance

Une méthodologie de modélisation thermique non-linéaire applicable à tous types de composants de puissance sera décrite tout au long de cette section. Dans un premier temps, une méthode de réduction de modèles linéaires selon la méthode des vecteurs de Ritz sera présentée. La prise en compte du caractère non-linéaire des matériaux dans le développement des modèles sera abordée par la suite. Enfin, une amélioration de la précision sera proposée dans le cas de matériaux fortement non-linéaires.

3.4.1 Modèle thermique réduit

3.4.1.1 Techniques de réduction

Si l'on considère la conductivité thermique constante et égale à celle à 300K, l'équation de la chaleur discrétisée suivant la méthode des éléments finis peut s'écrire de la manière suivante :

$$\mathbf{M}\dot{\mathbf{T}} + \mathbf{K}\mathbf{T} = \mathbf{F} \quad (3.19)$$

En écrivant cette équation dans le domaine fréquentiel, il est facile de faire apparaître la matrice admittance thermique :

$$(j\omega\mathbf{M} + \mathbf{K}) \cdot \mathbf{T} = \mathbf{Y}_{th} \cdot \mathbf{T} = \mathbf{F} \quad (3.20)$$

Malheureusement, la matrice admittance obtenue est de grande dimension car elle est à l'image de la structure éléments finis décrite. Son intégration directe dans un simulateur circuit est donc impossible. C'est pourquoi, il est nécessaire d'utiliser des techniques de réduction pour diminuer les dimensions du problème afin qu'il soit intégrable par la suite dans un environnement de simulation circuit.

Les techniques de réduction sont largement employées dans le domaine de l'analyse de la dynamique des structures ou de l'automatique. Elles ont pour but d'accroître la vitesse de simulation tout en maintenant une bonne précision des résultats ; on peut citer l'AWE (Asymptotic Waveform Evaluation), méthode des moments [2, 3], Padé, technique de Schur... [4, 5, 6, 7]. Dans cette approche, les moments de la réponse du système sont itérativement calculés et ensuite utilisés pour déterminer les pôles et résidus du système. Les méthodes de superposition des modes sont souvent utilisées pour la résolution des problèmes de dynamique des structures. Elles visent à identifier les modes dominants issus de la résolution du problème aux valeurs propres. La rétention de ces valeurs propres permet de réduire la dimension de la base des vecteurs propres, et donc la taille du modèle. L'obtention des modes dominants nécessite le calcul de l'ensemble des valeurs propres, or cette étape s'avère très coûteuse en terme de nombre d'opérations numériques à effectuer. Par ailleurs, il est impossible de connaître, à priori, le nombre de valeurs propres pour obtenir une réponse précise. Enfin, la participation d'un vecteur propre à la solution finale dépend des propriétés dynamiques de l'excitation. Son comportement fréquentiel et sa distribution spatiale interviennent de façon importante dans la solution.

Les méthodes de réduction utilisant les vecteurs de Ritz permettent d'éliminer les problèmes précédemment cités, tout en conservant une bonne précision des résultats [8, 9, 10]. De plus, l'approche par la superposition des vecteurs de Ritz utilise moins de ressources machine et de vecteurs. Leur nombre peut être déterminé, à priori, par une estimation d'erreur. Il existe d'autres méthodes dérivées de cette approche qui ne diffèrent que par leur technique d'orthogonalisation. La méthode de réduction exposée dans la suite des travaux est la méthode de superposition des vecteurs de Ritz. Cette dernière permet une approximation des effets statiques et dynamiques d'un système.

3.4.1.2 Méthode de réduction des vecteurs de Ritz

Considérons le système constitué par l'équation de la chaleur discrétisée suivant la méthode des éléments finis où la matrice de raideur \mathbf{K} est constante et indépendante de la température :

$$\mathbf{M}\dot{\mathbf{T}} + \mathbf{K}\mathbf{T} = \mathbf{F} \quad (3.21)$$

L'utilisation d'une méthode de réduction permet de générer un système, de dimension plus faible, capable de reproduire avec précision le comportement du système global. La

génération du système réduit revient à déterminer un sous-espace de dimension réduite dans lequel seront exprimées les variables d'origine.

Le passage des variables de l'espace original de dimension n vers le sous-espace de dimension m est effectué grâce à une matrice de passage ou de projection. La matrice de projection Φ_m de dimension $n \times m$ forme la base du sous-espace de dimension $m \ll n$ constitué par les vecteurs de Ritz ϕ_i .

$$\Phi_m = [\phi_1 \cdots \phi_m] \quad (3.22)$$

Cette matrice de passage vérifie la relation suivante :

$$\mathbf{T} = \Phi_m \mathbf{p} \quad (3.23)$$

où \mathbf{T} est le vecteur des températures de dimension $n \times 1$ dans la base originale et \mathbf{p} le vecteur des températures de dimension $m \times 1$ dans la base réduite.

Notons que le but de l'approche par les vecteurs de Ritz est de générer un jeu de vecteurs orthogonaux qui ne sont pas orthogonaux au vecteur d'excitation, ce qui assure que les modes importants de la réponse ne sont pas négligés.

- *Détermination du premier vecteur de Ritz*

La séquence de génération des vecteurs de Ritz commence par la factorisation de Cholesky de la matrice de rigidité $\mathbf{K} = \mathbf{U}^T \mathbf{U}$, où \mathbf{U} est une matrice triangulaire supérieure, pour ensuite chercher le vecteur ϕ_1^* de telle manière que $\mathbf{K}\phi_1 = \mathbf{F}$. On effectue une "M-normalisation" qui fournit le premier vecteur de Ritz ϕ_1 et permet de s'assurer que le système réduit atteindra le régime permanent.

- *Détermination des vecteurs de Ritz suivant $\phi_i, i = 2, \dots, m$*

L'erreur de la réponse en température est minimisée de manière itérative avec ϕ_i ($i = 2, \dots, m$) par la méthode suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{K}\phi_i^* &= \mathbf{M}\phi_{i-1}^* \quad i = 2, \dots, m \\ c_j &= \phi_j^T \mathbf{M}\phi_i^* \quad j = 1, \dots, i-1 \end{aligned} \quad (3.24)$$

L'orthogonalisation, selon la procédure de Gram-Schmidt, fournit l'ensemble des

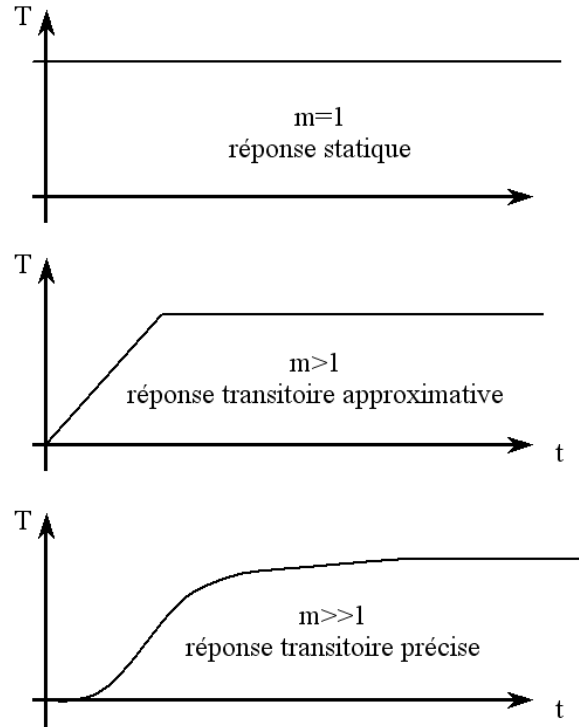


FIG. 3.13 – Évolution de la précision de la réponse temporelle de la température en fonction de l'ordre m

vecteurs de Ritz après normalisation :

$$\phi_i = \phi_i^* - \sum_{j=1}^{i-1} c_j \phi_j \quad \textit{orthogonalisation} \quad (3.25)$$

$$\phi_j^T \mathbf{M} \phi_j = 1 \quad \textit{normalisation}$$

Les vecteurs de Ritz forment donc une base M-orthonormale $\Phi_m = [\phi_1 \cdots \phi_m]$, qui vérifie la relation :

$$\Phi_m^T \mathbf{M} \Phi_m = \mathbf{I}_m \quad (3.26)$$

L'erreur commise dépend directement de l'ordre m de la base ϕ_m . En effet, plus la valeur de m est grande, plus l'erreur sur la réponse est faible, c'est-à-dire que l'on a accès aux constantes de temps les plus petites, comme l'illustre la figure 3.13. Néanmoins, l'utilisation de ces vecteurs de Ritz permet une réduction d'ordre du système d'un facteur 1000.

L'équation de la chaleur discrétisée peut être représentée dans l'espace des vecteurs de Ritz. A partir des équations (3.21) et (3.23), il vient :

$$\mathbf{M} \Phi_m \dot{\mathbf{p}} + \mathbf{K} \Phi_m \mathbf{p} = \mathbf{F} \quad (3.27)$$

En multipliant à gauche par Φ_m^T , nous obtenons le système réduit de dimension m :

$$\begin{aligned} \Phi_m^T \mathbf{M} \Phi_m \dot{\mathbf{p}} + \Phi_m^T \mathbf{K} \Phi_m \mathbf{p} &= \Phi_m^T \mathbf{F} \\ \mathbf{I}_m \dot{\mathbf{p}} + \mathbf{K}^* \mathbf{p} &= \Phi_m^T \mathbf{F} \end{aligned} \quad (3.28)$$

où $\mathbf{K}^* = \phi_m^T \mathbf{K} \phi_m$ est une matrice symétrique.

La seconde étape de la réduction consiste à découpler les équations du système (3.28). Pour cela, il suffit de diagonaliser de \mathbf{K}^* . Soit Ψ la matrice de projection de dimension $m \times m$ de l'espace des vecteurs propres de \mathbf{K}^* à l'espace des vecteurs de Ritz, Ψ vérifie alors les relations suivantes :

$$\mathbf{p} = \Psi \mathbf{t} \quad (3.29)$$

où \mathbf{t} est le vecteur des températures de dimension $m \times 1$ dans l'espace du système diagonalisé. Grâce aux propriétés de symétrie de \mathbf{K}^* , on peut choisir Ψ telle que :

$$\Psi^T \Psi = \mathbf{I}_m \quad (3.30)$$

En injectant (3.29) et (3.30) dans l'équation (3.28), on obtient finalement :

$$\dot{\mathbf{t}} + \Lambda_m \mathbf{t} = \Psi^T \Phi_m^T \mathbf{F} \quad (3.31)$$

avec $\Lambda_m = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & & \\ & \ddots & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda_m \end{bmatrix}$ la matrice diagonale des vecteurs propres de \mathbf{K}^* .

Nous obtenons donc un système de dimension m constitué d'équations différentielles totalement découplées. Il est alors possible d'exprimer simplement le vecteur des températures \mathbf{t} en fonction des constantes de temps λ_i . En appliquant la transformée de Fourier à ce système, nous obtenons :

$$j\omega \mathbf{t}(\omega) + \Lambda_m \mathbf{t}(\omega) = \Psi^T \Phi_m^T \mathbf{F}(\omega) \quad (3.32)$$

$$\begin{bmatrix} j\omega + \lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & j\omega + \lambda_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & j\omega + \lambda_m \end{bmatrix} \mathbf{t}(\omega) = \Psi^T \Phi_m^T \mathbf{F} \quad (3.33)$$

En isolant $\mathbf{t}(\omega)$:

$$\mathbf{t}(\omega) = \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega+\lambda_1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{j\omega+\lambda_2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \frac{1}{j\omega+\lambda_m} \end{bmatrix} \Psi^T \Phi_m^T \mathbf{F}(\omega) \quad (3.34)$$

La détermination du vecteur des températures \mathbf{T} dans la base originale peut facilement s'effectuer en réalisant le produit des matrices de projection. En effet, il est possible d'écrire :

$$\mathbf{T} = \Phi_m \mathbf{p} = \Phi_m \Psi \mathbf{t} \quad (3.35)$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\mathbf{T}(\omega) = \mathbf{Z}_{th}(\omega) \mathbf{F}(\omega) \quad (3.36)$$

avec

$$\mathbf{Z}_{th}(\omega) = \Phi \Psi \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega+\lambda_1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{j\omega+\lambda_2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \frac{1}{j\omega+\lambda_m} \end{bmatrix} \Psi^T \Phi_m^T \quad (3.37)$$

- *Matrice de sélection et théorème de superposition*

Nous venons de de montrer qu'il est possible d'exprimer le vecteur des températures à partir de la matrice de projection $\Phi \Psi$. Dans la perspective d'un couplage électrothermique, il n'est pas nécessaire de connaître l'ensemble des valeurs des températures. En effet, seules les valeurs des températures des nœuds où sont centralisées les sources de puissance peuvent être prises en compte dans le modèle thermique. On définit ainsi une matrice de sélection \mathbf{S} de dimension $r \times n$, r étant le nombre de nœuds retenus. Cette matrice contient simplement des 1 et des 0 permettant de sélectionner les bons nœuds de sortie. Soit \mathbf{Tr} le vecteur des températures et \mathbf{Fr} le vecteur des excitations aux nœuds sélectionnés de dimension $1 \times r$ et vérifiant la relation :

$$\mathbf{Tr} = \mathbf{S} \mathbf{T} \quad (3.38)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{S}^T \mathbf{Fr} \quad (3.39)$$

D'après ces relations, on obtient :

$$\mathbf{Tr}(\omega) = \mathbf{S}\mathbf{Z}_{th}\mathbf{S}^T\mathbf{Fr}(\omega) = \mathbf{Zr}(\omega)\mathbf{Fr}(\omega) \quad (3.40)$$

soit

$$\mathbf{Zr}(\omega) = \mathbf{S}\mathbf{\Phi}\mathbf{\Psi} \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega+\lambda_1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{j\omega+\lambda_2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \frac{1}{j\omega+\lambda_m} \end{bmatrix} \mathbf{\Psi}^T\mathbf{\Phi}_m^T\mathbf{S}^T \quad (3.41)$$

Cette matrice \mathbf{Zr} est l'impédance thermique réduite de dimension $r \times r$ et d'ordre m .

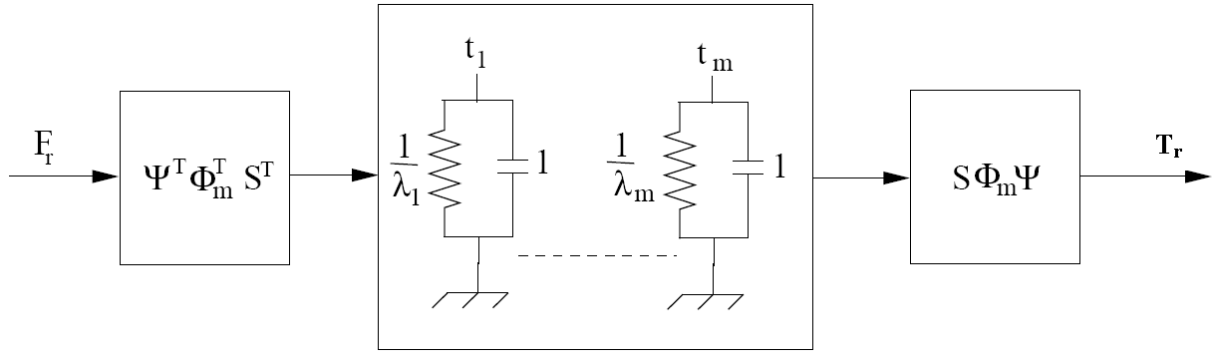


FIG. 3.14 – Schéma équivalent de l'impédance thermique

Nous avons montré que la génération des vecteurs de Ritz aboutit à l'expression d'une impédance thermique réduite, dont les termes λ_i constitutifs dépendent de la distribution de l'excitation \mathbf{F} . Dans le cas de composants de puissance seuls (transistors, diodes...) ou dans leur environnement de fonctionnement, le profil de dissipation de puissance peut évoluer dans le temps, si bien que la réponse en température de l'impédance réduite n'est plus valable. En effet, imaginons par exemple un transistor multidoigts subissant un emballage thermique. La puissance injectée sur les doigts du centre au cours du temps devient plus élevée que sur les doigts du bord. Le profil de puissance de départ devient donc rapidement erroné, le modèle réduit également puisqu'il dépend du vecteur \mathbf{F} . Afin de prendre en compte de ce phénomène, il est possible d'utiliser le théorème de superposition, puisque le système résolu est linéaire. Il suffit donc d'appliquer tour à tour une puissance unitaire sur chacun des doigts.

C'est pourquoi, afin de prendre en compte l'évolution du vecteur \mathbf{Fr} dans le temps nous exprimons \mathbf{Fr} de la manière suivante :

$$\mathbf{Fr}(\omega) = \sum_{i=1}^r P_i(\omega) \cdot \mathbf{Fu}_i \quad (3.42)$$

avec $\mathbf{Fu}_i = \begin{bmatrix} 0 & \dots & 1 & \dots & 0 \end{bmatrix}^T$ un vecteur excitation unitaire traduisant la distribution

spatiale de la puissance dissipée indépendamment du temps. Les puissances dissipées $P_i(\omega)$ aux nœuds i dépendent du temps et expriment la pondération sur les vecteurs unitaires qui leur sont associés. Ainsi, pour chaque excitation unitaire \mathbf{Fu}_i , on détermine l'impédance thermique unitaire $\mathbf{Zr}_i(\omega)$ à partir de laquelle on en déduit la distribution en température unitaire associée, que l'on note $\mathbf{Tr}_i(\omega)$:

$$\mathbf{Tr}_i = \mathbf{Zr}_i \mathbf{Fu}_i \quad (3.43)$$

La réponse globale en température peut alors être exprimée comme une combinaison linéaire des réponses unitaires en température :

$$\mathbf{Tr} = \sum_{i=1}^r \mathbf{Tr}_i \cdot P_i(\omega) = \sum_{i=1}^r \mathbf{Zr}_i \mathbf{Fu}_i \cdot P_i(\omega) \quad (3.44)$$

d'où

$$\mathbf{Tr} = [\mathbf{Zr}_1^1, \mathbf{Zr}_2^2, \dots, \mathbf{Zr}_r^r] \begin{bmatrix} P_1(\omega) \\ P_2(\omega) \\ \vdots \\ P_r(\omega) \end{bmatrix} = \mathbf{Z}_f \begin{bmatrix} P_1(\omega) \\ P_2(\omega) \\ \vdots \\ P_r(\omega) \end{bmatrix} \quad (3.45)$$

\mathbf{Zr}_i^i est la i ème colonne de la i ème matrice unitaire \mathbf{Zr}_i , et \mathbf{Z}_f est la matrice réduite finale de dimension $r \times r$ et d'ordre m à intégrer dans la simulation électrothermique. Il est à noter que la dimension r de la matrice impédance sera le nombre de zones de dissipation de puissance. L'ordre m est quant à lui égal au nombre de vecteurs de Ritz retenus pour approximer le système original. Cet ordre est directement lié à la précision souhaitée pour approximer les caractéristiques transitoires de la réponse du système original. Il est indépendant de r .

- *Implantation du modèle thermique réduit dans un environnement de simulation circuit*

L'implémentation du modèle thermique dans un simulateur a été réalisée au sein de XLIM [11, 12, 13, 14]. L'algorithme a été codé en C-ANSI, en utilisant la librairie mathématique BLAS et LAPACK. Les entrées du programme sont les matrices \mathbf{M} , \mathbf{K} , et \mathbf{F} le second membre de l'équation de la chaleur discrétisée. Puis, il est nécessaire d'avoir la liste des nœuds du socle où est appliquée la température fixe du fond de socle (Dirichlet). Ces données proviennent du maillage 3D effectué par le logiciel de simulation thermique éléments finis ANSYS [15].

Les sorties du programme sont les jeux de valeurs propres λ_i associées et le produit : $\mathbf{S}\Phi\Psi$ pour chaque vecteur d'excitation unitaire \mathbf{Fu}_i . Ces sorties sont utilisées pour

la génération d'un fichier au format SPICE décrivant le circuit associé à l'impédance thermique \mathbf{Z}_f . La figure 3.15 montre l'ensemble d'un circuit SPICE décrivant l'impédance thermique d'un transistor possédant 2 doigts ($r = 2$).

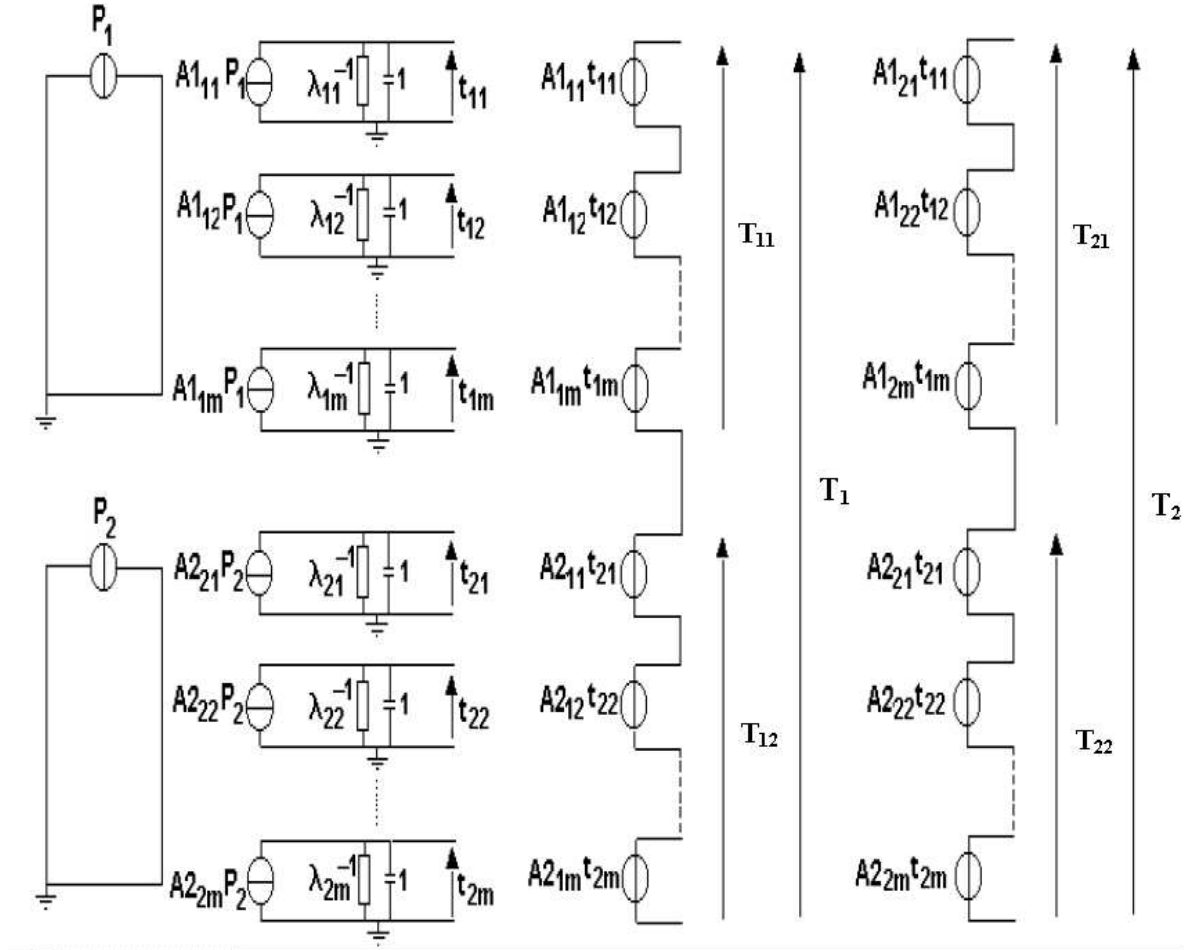


FIG. 3.15 – Circuit SPICE décrivant une matrice impédance thermique à deux accès

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

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

- \mathbf{P}_i la puissance dissipée au nœud i ($1 \leq i \leq r$).
- $\mathbf{A}i = \mathbf{S}\Phi\Psi$ la matrice de passage associée à l'injection de puissance au nœud i .
- $\mathbf{A}i_{kl}$ le terme $\mathbf{A}i[k, l]$ de la matrice $\mathbf{A}i$.
- \mathbf{t}_{ij} la température au nœud i dans l'espace des vecteurs de Ritz ($1 \leq i \leq r, 1 \leq j \leq m$).
- \mathbf{T}_{ij} représente la contribution en température de la puissance injectée au nœud j sur le nœud i .
- \mathbf{T}_i représente la somme des contributions en température au nœud i de l'ensemble des puissances injectées à tous les nœuds.

Dans le circuit de la figure 3.15, on distingue un premier bloc formé de m cellules RC parallèles. Ce circuit correspond aux m constantes de temps obtenues lorsque la puissance \mathbf{P}_1 alimente seule le composant. Le terme \mathbf{T}_{11} correspond à l'échauffement propre de l'accès 1 et \mathbf{T}_{21} à l'échauffement de l'accès 2 lorsque l'accès 1 est alimenté. De la même manière, le second bloc de dimension m est obtenu lorsque seul l'accès 2 est alimenté par une puissance \mathbf{P}_2 . Le terme \mathbf{T}_{22} représente l'échauffement propre de l'accès 2, et \mathbf{T}_{12} celui de l'accès 1 lorsque l'accès 2 est alimenté. Il convient, au final, d'effectuer la somme pondérée des températures afin d'appliquer le théorème de superposition.

3.4.2 Prise en compte du caractère non-linéaire des matériaux

Précédemment, nous avons vu à travers la technique des vecteurs de Ritz une méthode d'extraction de modèle thermique en vu du développement de modèles électrothermiques. Cette méthode ne s'applique que si la conductivité thermique est supposée constante dans l'équation de diffusion de la chaleur [16]. Or, les circuits intégrés de puissance sont généralement constitués de matériaux dont la conductivité thermique $\kappa(T)$ dépend de la température comme nous avons pu le voir précédemment. La figure 3.16 ci-dessous permet d'apprécier l'impact de la conductivité thermique non-linéaire sur la réponse thermique. Par conséquent, cette dépendance thermique doit absolument être prise en compte lors de l'analyse thermique des circuits, ce qui nécessite la résolution de l'équation non-linéaire de la chaleur.

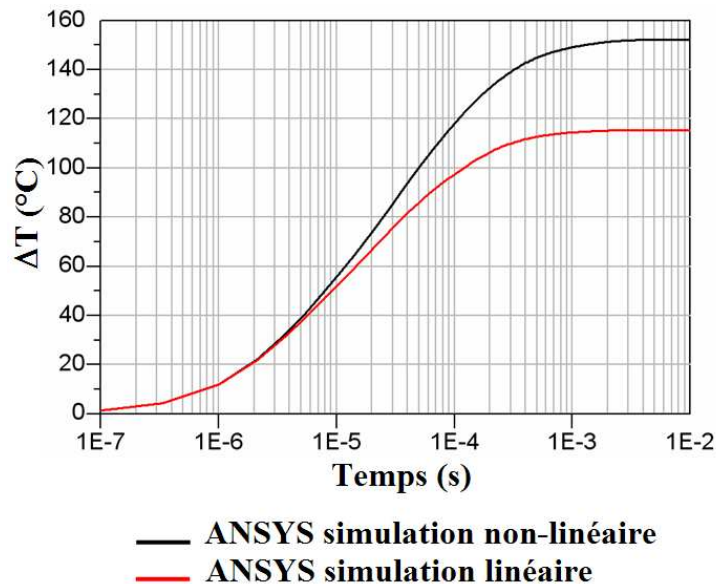


FIG. 3.16 – Effet de la dépendance de la conductivité thermique avec la température sur la réponse thermique

De manière générale, les techniques numériques de résolution (méthodes des différences

finies, méthodes des éléments finis, etc...) permettent d'obtenir directement les solutions de l'équation de la chaleur non-linéaire. Toutefois, les contraintes de temps de calcul et de capacité de mémoire subsistent, d'autant plus que l'analyse précise de larges structures nécessite une résolution tridimensionnelle du modèle. Pour s'affranchir de ce type d'analyse, la transformation dite de Kirchhoff est une alternative largement employée pour l'analyse [17, 18, 19] ou la modélisation [20, 21] thermique de circuits. En effet, cette transformation permet de convertir l'équation non-linéaire de la chaleur en une équation linéaire dont la résolution est bien plus aisée. Le traitement du problème peut alors être effectué suivant la méthode des vecteurs de Ritz. Ainsi, les solutions du problème linéaire suffisent à générer les solutions du problème initial (non-linéaire) en appliquant la transformation de Kirchhoff inverse.

3.4.2.1 La transformation de Kirchhoff

Rappelons que les conductivités thermiques des matériaux semiconducteurs (Si, GaAs, GaN, SiC...) utilisés en hyperfréquence diminuent avec la température et présentent une dépendance en température de la forme :

$$\kappa(T) = \kappa(T_{ref}) \left(\frac{T_{ref}}{T} \right)^\alpha \quad (3.46)$$

où T_{ref} est la température de référence de la conductivité. Le tableau 3.3 indique les différents paramètres pour le silicium et le GaAs.

Les techniques de réduction comme celle des vecteurs de Ritz ne sont applicables que pour des conductivités thermiques constantes et donc doivent être adaptées pour prendre en compte le comportement thermique non-linéaire des matériaux. La transformation de Kirchhoff permet non seulement de linéariser le problème mais présente en plus l'avantage d'être facilement intégrable dans tout type de simulateurs circuits.

Considérons une structure homogène comme sur la figure 3.17, l'équation non-linéaire de la chaleur peut être réécrite de la manière suivante :

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\kappa(T)\nabla T) + g = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \\ T(x, y, z, t) = T_0 \\ -\kappa(T)\nabla T \cdot \hat{n}|_\Gamma = Q_\Gamma \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{sur } \Gamma_3 \\ \text{sur } \Gamma_2 \text{ et } \Gamma_1 \end{array} \quad (3.47)$$

où \hat{n} est le vecteur normal à la surface où la condition de Neumann est appliquée. La transformation de Kirchhoff permet de linéariser l'équation (3.47) en transformant la température réelle T en une température fictive θ de la manière suivante [22] :

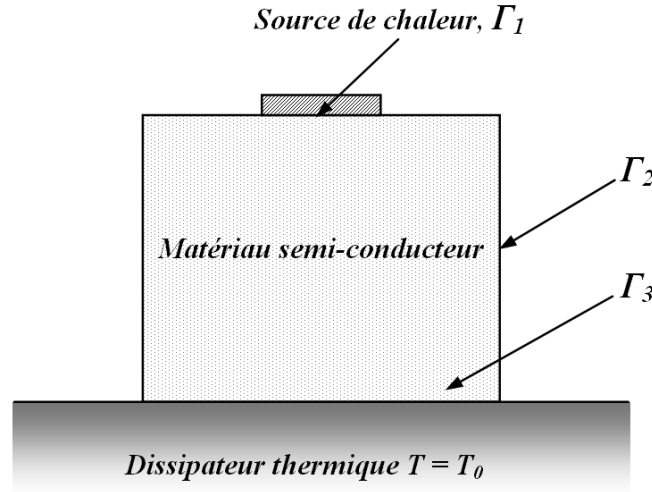


FIG. 3.17 – Structure homogène “idéale” soumise à une source de chaleur et fixée à un dissipateur thermique maintenant une température fixe (T_0) à l’interface

$$\theta = T_{ref} + \frac{1}{\kappa(T_{ref})} \int_{T_{ref}}^T \kappa(T) dT \quad (3.48)$$

En utilisant la relation (3.48), il est possible de montrer que le flux de chaleur est conservé par la transformation de Kirchhoff $\kappa(T_{ref})\nabla\theta = \kappa(T)\nabla T$. L’équation non-linéaire de la chaleur devient alors :

$$\begin{cases} \kappa(T_{ref})\nabla^2\theta + g = \rho c \frac{\kappa(T_{ref})}{\kappa(T)} \frac{\partial\theta}{\partial t} \\ \theta(x, y, z, t) = \theta_0 & \text{sur } \Gamma_3 \\ -\kappa(T_{ref})\nabla\theta \cdot \hat{n}|_{\Gamma} = Q_{\Gamma} & \text{sur } \Gamma_2 \text{ et } \Gamma_1 \end{cases} \quad (3.49)$$

La condition de Neumann est également préservée par la transformée de Kirchhoff. Une autre transformation sur l’échelle des temps est nécessaire pour complètement linéariser l’équation (3.49) [23]. En appliquant la transformation suivante :

$$\tau = \frac{1}{\kappa(T_{ref})} \int_0^t \kappa(T) dt \quad (3.50)$$

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

$$\begin{cases} \kappa(T_{ref})\nabla^2\theta + g = \rho c \frac{\partial\theta}{\partial\tau} \\ \theta(x, y, z, t) = \theta_0 & \text{sur } \Gamma_3 \\ -\kappa(T_{ref})\nabla\theta \cdot \hat{n}|_{\Gamma} = Q_{\Gamma} & \text{sur } \Gamma_2 \text{ et } \Gamma_1 \end{cases} \quad (3.51)$$

Ce second changement de variable permet la résolution d'une équation linéaire (3.51) en transitoire. Dès lors, nous pouvons conclure qu'il est nécessaire d'appliquer deux transformations inverses pour obtenir la température réelle T du problème initial. Dans le cadre des travaux de modélisation qui seront présentés, la seconde transformation de la variable temps ne sera pas utilisée. En effet, l'implémentation de l'intégration (3.50) se révèle peu compatible avec le moteur de simulation électrique ADS en régime transitoire. Finalement, afin de linéariser complètement le problème, le terme $\frac{\kappa(T_{ref})}{\kappa(T)}$ sera considéré comme constant et égal à l'unité. Cette hypothèse limite dans certains cas la précision en transitoire, notamment en ce qui concerne le temps de montée donné par les modèles thermiques, mais une bonne précision est conservée pour la plupart des composants à modéliser.

L'équation de la chaleur étant complètement linéarisée, il est possible d'utiliser la méthode des vecteurs de Ritz pour réduire les dimensions du système. Cette réduction permet d'obtenir un circuit équivalent SPICE avec un jeu de températures fictives θ aux nœuds de sortie.

Pour obtenir la température réelle, il est nécessaire d'appliquer la relation inverse à la transformation de Kirchhoff. En utilisant l'équation de la dépendance en température de la conductivité thermique (3.46) et l'équation (3.48), la transformation de Kirchhoff inverse peut s'écrire sous la forme suivante :

$$T = T_{ref} \left[\alpha + (1 - \alpha) \frac{\theta}{T_{ref}} \right] \frac{1}{1 - \alpha} \quad (3.52)$$

Cette relation peut être facilement implémentée dans un simulateur circuit à l'aide de sources de tensions non-linéaires contrôlées en tensions (VCVS).

3.4.2.2 Influence de la température de référence et de socle sur la précision du modèle

La méthode des vecteurs de Ritz s'applique à des matrices M et K définies pour une température de référence T_{ref} donnée qui vaut généralement $300K$. On montre cependant que l'erreur commise entre les simulations éléments finis et le modèle est minimale lorsque la température de socle T_0 est égale à la température de référence du modèle T_{ref} [25]. Notre modèle doit être valable pour une large gamme de températures de socle T_0 . Il faut donc adapter la méthode précédemment décrite pour que le modèle réduit linéaire soit utilisable.

L'approche proposée ici se base sur une fonction d'interpolation entre deux modèles réduits définis respectivement aux températures T_{min} et T_{max} . Si on appelle respectivement $\theta(T_{min})$, $\theta(T_{max})$ les modèles linéaires définis à T_{min} et T_{max} , l'interpolation linéaire pour

une température T_0 entre T_{min} et T_{max} conduit à écrire la relation de proportionnalité (équation 3.53).

$$\frac{\theta(T_0) - \theta(T_{min})}{T_0 - T_{min}} = \frac{\theta(T_{max}) - \theta(T_{min})}{T_{max} - T_{min}} \quad (3.53)$$

De cette équation on en déduit aisément :

$$\theta(T_0) = (1 + A)\theta(T_{min}) - A\theta(T_{max}) \quad \text{avec} \quad A(T_0) = \frac{T_0 - T_{min}}{T_{min} - T_{max}} \quad (3.54)$$

La figure 3.18 présente une comparaison des résultats obtenus dans le cas de simulations linéaires ANSYS et grâce à l'interpolation linéaire entre deux modèles pour une structure homogène pour différentes températures de socle.

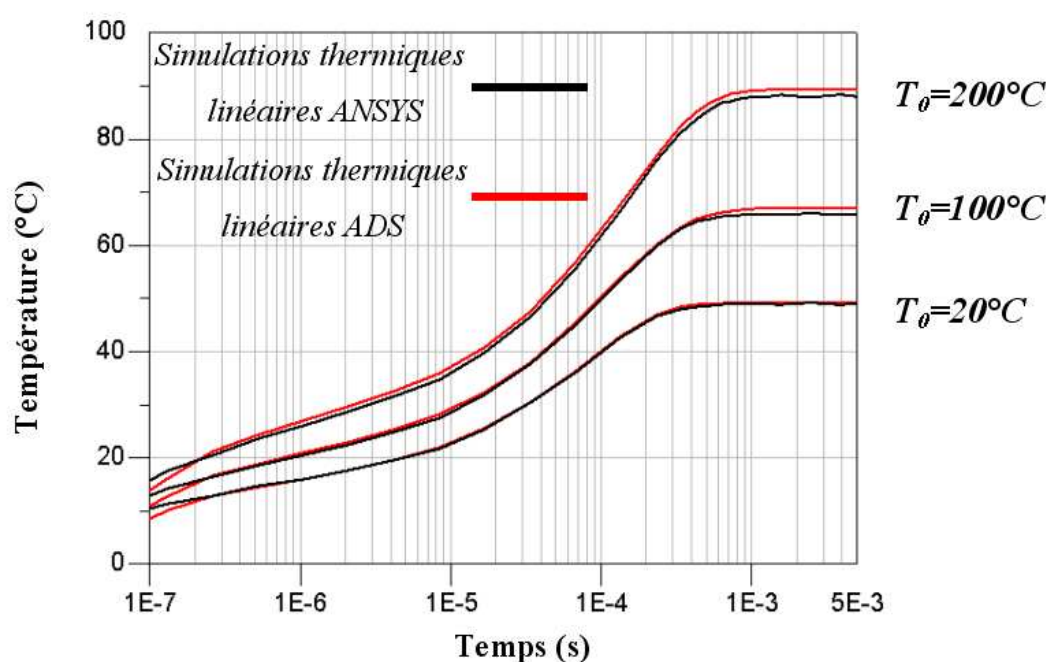


FIG. 3.18 – Comparaison entre simulations linéaires ANSYS et l'interpolation linéaire de deux modèles réduits

3.4.2.3 Implémentation du modèle non-linéaire

Nous disposons d'un modèle linéaire précis et applicable sur une large gamme de température T_0 . La transformation de Kirchhoff inverse permet à partir de la température fictive de sortie du modèle linéaire d'obtenir la température réelle prenant en compte de la dépendance en température de la conductivité thermique. La figure 3.19 représente de manière symbolique les points clés de la mise en œuvre du modèle thermique non-linéaire.

Cependant, la transformation de Kirchhoff requiert la connaissance du paramètre α du matériau pour calculer la température réelle. Cette méthode n'est en théorie applicable

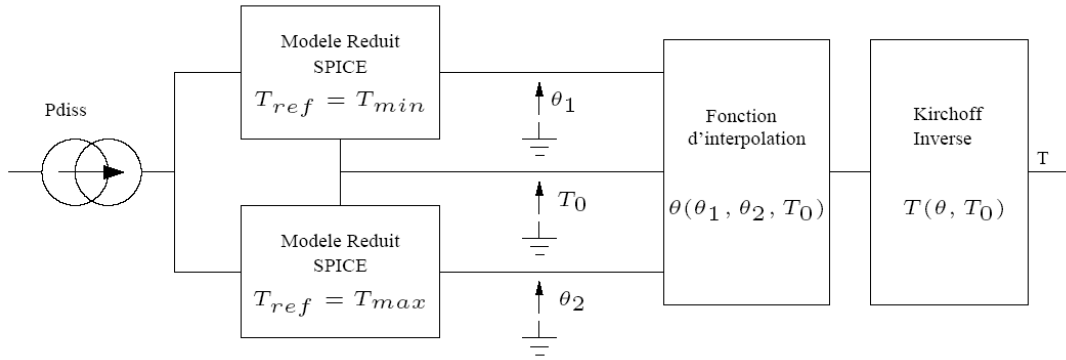


FIG. 3.19 – Modèle réduit non-linéaire équivalent

qu'à des structures homogènes, ce qui en pratique n'est que rarement le cas. Dans les structures hétérogènes, dès lors que le flux de chaleur atteint d'autres matériaux éloignés de la zone de dissipation, le paramètre α perd son sens et devient différent de celui de la zone de dissipation propre au matériau semiconducteur.

La connaissance du paramètre α pose donc un problème à l'utilisation de cette méthode que ce soit pour des structures homogènes ou hétérogènes. Une solution réside dans le calcul automatique du paramètre α à chaque instant de la réponse transitoire du circuit thermique. Nous allons examiner comment ceci peut être possible. En effet, partons des hypothèses suivantes :

Il est possible de définir à un nœud où rentre une puissance thermique P une résistance thermique donnée par

$$R_{th}(T_{ref}) = \frac{\theta(T_{ref}) - T_0}{P} \quad (3.55)$$

La résistance thermique est inversement proportionnelle à la conductivité thermique et peut être exprimée de la manière suivante :

$$R_{th}(T_{ref}) = \frac{A}{\kappa(T_{ref})} \quad (3.56)$$

Cette conductivité thermique équivalente $\kappa(T_{ref})$ suit une loi du même type que (3.46). Son développement en série de Taylor au premier ordre du modèle autour d'une température de référence notée T_{ref} s'écrit :

$$\frac{1}{\kappa(T_0)} = \frac{1}{\kappa(T_{ref})} \left[1 + \frac{\alpha}{T_{ref}} (T_0 - T_{ref}) \right] \quad (3.57)$$

En appliquant les relations (3.55), (3.56), (3.57), on montre facilement que le paramètre α s'exprime selon :

$$\alpha = \frac{T_{min}(\theta(T_{min}) - \theta(T_{max}))}{(\theta(T_{min}) - T_0)(T_{max} - T_{min})} \quad (3.58)$$

Ainsi, il n'est plus nécessaire de connaître au préalable α pour appliquer la transformée de Kirchhoff inverse. Les calculs de l'interpolation linéaire, du paramètre α et de la transformée inverse sont facilement implémentables dans un simulateur circuit. La figure 3.20 présente comment l'interpolation linéaire et la transformée de Kirchhoff inverse ont été implémentées dans le logiciel ADS à l'aide d'un seul SDD (Symbolically Defined Device) [24].

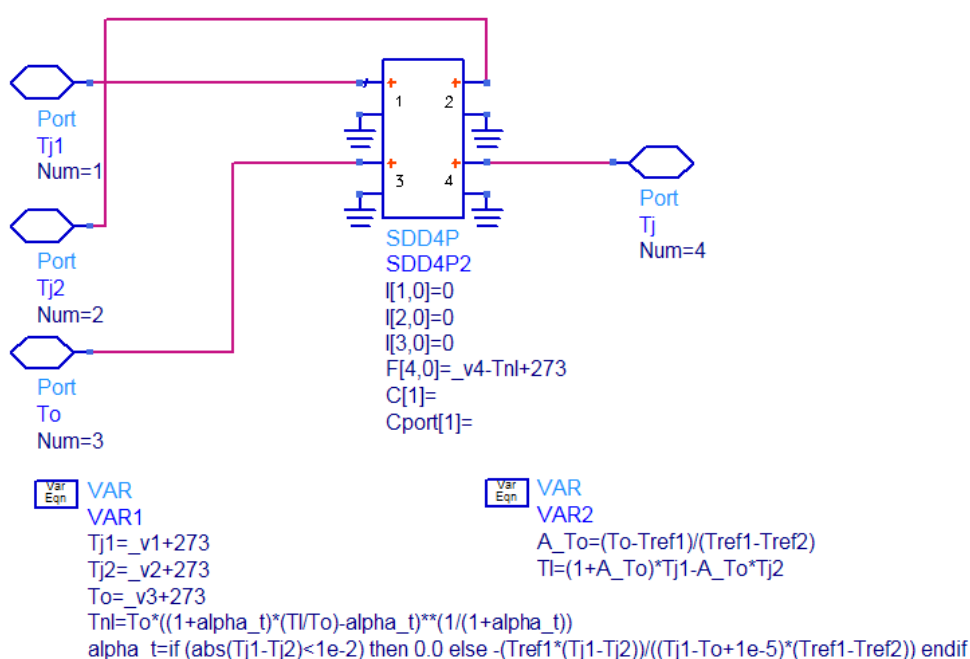


FIG. 3.20 – Descriptif de la mise en application de l'interpolation linéaire et de la transformée de Kirchhoff inverse dans le logiciel ADS

Le modèle thermique non-linéaire a été validé dans un premier temps sur une structure homogène en GaAs (figure 3.21) pour différentes températures de socle et deux puissances dissipées (normalisées à $P_0=86.6\text{mW}$) [25]. Pour une structure homogène, les conditions de Neumann et de Dirichlet sont rigoureusement préservées par la transformation de Kirchhoff. La comparaison des simulations éléments finis non-linéaires et du modèle montre clairement la précision du modèle avec le calcul automatique de $\alpha(t)$ pour une structure homogène.

La méthode est également applicable à des structures hétérogènes en raison du calcul du paramètre $\alpha(t)$ effectif dans la structure à chaque instant. Ce paramètre $\alpha(t)$ apporte une amélioration importante de la précision dans les structures hétérogènes lorsque

l'échauffement de la structure est partagé entre plusieurs matériaux. Des validations sur une structure hétérogène en silicium sera présentée par la suite.

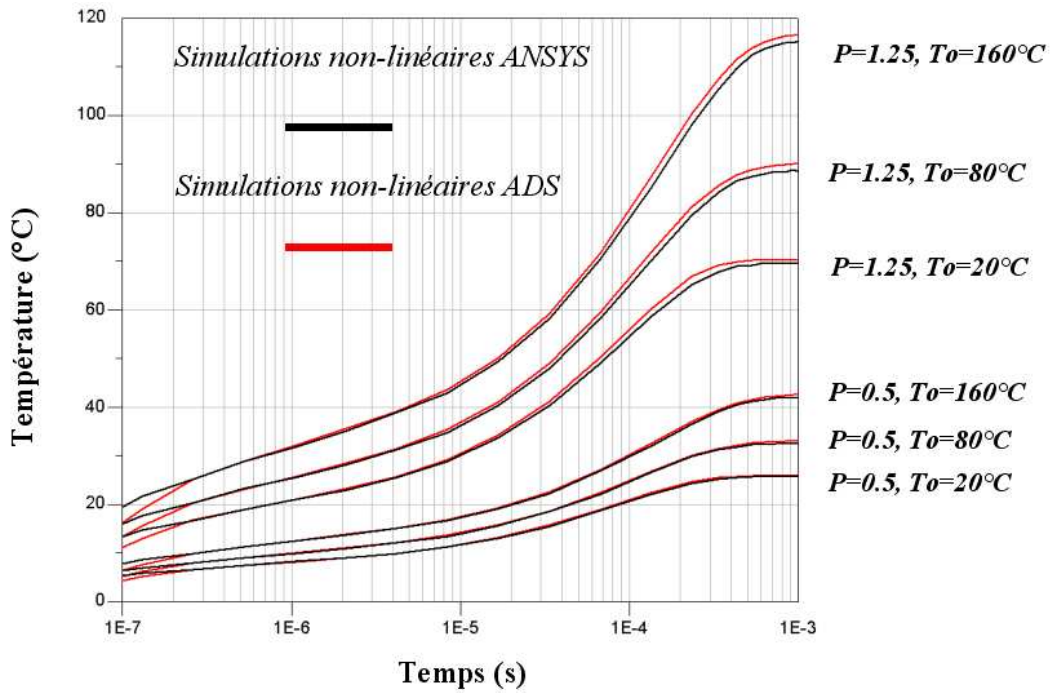


FIG. 3.21 – Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire pour une structure homogène GaAs

3.4.3 Amélioration de la précision du modèle dans le cas de matériaux fortement non-linéaires

La méthode de modélisation non-linéaire décrite précédemment a été développée à XLIM pour des transistors en GaAs [25]. Les résultats obtenus ont été concluants pour différents types de structures en GaAs (homogène et hétérogène). Dans le cas de matériaux plus fortement non-linéaires que le GaAs tel que le silicium, le modèle se montre moins précis même si l'erreur reste encore faible. Ceci peut s'expliquer par le fait que le développement en série de Taylor au premier ordre de la conductivité thermique manque de précision. De ce fait, une erreur est introduite par l'interpolation linéaire et par le calcul automatique du coefficient α . Nous proposons donc d'étendre le développement en série de Taylor à l'ordre 2 afin de pallier cette baisse de précision et conserver un modèle fiable même pour des matériaux fortement non-linéaires. Le développement en série de Taylor à l'ordre 2 du modèle de la conductivité thermique s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{1}{\kappa(T_0)} = \frac{1}{\kappa(T_{ref})} \left[1 + \frac{\alpha}{T_{ref}} (T_0 - T_{ref}) + \frac{\alpha(\alpha - 1)}{2T_{ref}^2} (T_0 - T_{ref})^2 \right] \quad (3.59)$$

De la même manière que précédemment mais dans le cas du 2^{ème} ordre, il est possible de lier les températures de sorties de deux modèles définis à T_{min} et T_{max} et soumis à une température de socle T_0 par la relation :

$$\theta(T_{max}) - T_0 = (\theta(T_{min}) - T_0) \left[1 + \frac{\alpha}{T_{min}} (T_{max} - T_{min}) + \frac{\alpha(\alpha - 1)}{2T_{min}^2} (T_{max} - T_{min})^2 \right] \quad (3.60)$$

En réarrangeant l'équation précédente, il est possible de la mettre sous la forme d'un polynôme d'ordre 2 afin de calculer le coefficient α par la suite :

$$\alpha^2 \frac{T_{max} - T_{min}}{2T_{min}} + \alpha \left(1 - \frac{T_{max} - T_{min}}{2T_{min}} \right) + \frac{(\theta(T_{min}) - \theta(T_{max}))T_{min}}{(\theta(T_{min}) - T_0)(T_{max} - T_{min})} = 0 \quad (3.61)$$

Le discriminant du trinôme s'écrit :

$$\Delta = \left(1 - \frac{T_{max} - T_{min}}{2T_{min}} \right)^2 + 2 \frac{\theta(T_{max}) - \theta(T_{min})}{\theta(T_{min}) - T_0} \quad (3.62)$$

Le discriminant est toujours positif, il existe donc deux solutions à cette équation. Une des solutions est à écarter car toujours négative si l'on considère $T_{max} < 3T_{min}$ (par exemple si $T_{min}=200\text{K}$, $T_{max}=600\text{K}$). En pratique, cette hypothèse est presque toujours vérifiée car la plage de fonctionnement en température d'un composant n'est rarement aussi importante. Le coefficient α s'écrit donc :

$$\alpha(t) = \frac{\left(\frac{T_{max}}{T_{min}} - 3 \right) + \sqrt{\left(3 - \frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^2 + 8 \frac{\theta(T_{max}) - \theta(T_{min})}{\theta(T_{min}) - T_0}}}{2 \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} - 1 \right)} \quad (3.63)$$

Une nouvelle formule d'interpolation doit être écrite dans le cas du développement du modèle au second ordre. Étant donnée la complexité du nouveau coefficient α , il est difficile d'écrire une formule d'interpolation simple. Le coefficient α sera donc calculé dans un premier temps et la température de sortie du modèle linéaire soumis à une température de socle T_0 sera calculée ensuite suivant l'équation (3.64).

$$\theta(T_0) = T_0 + (\theta(T_{min}) - T_0) \left[1 + \frac{\alpha}{T_{min}} (T_0 - T_{min}) + \frac{\alpha(\alpha - 1)}{2T_{min}^2} (T_0 - T_{min})^2 \right] \quad (3.64)$$

Cette amélioration, comme nous pourrons le voir par la suite, permet d'obtenir de meilleurs résultats dans le cas de matériaux fortement non-linéaires tel que le silicium même si l'erreur commise pour ces matériaux avec le premier ordre reste acceptable. Afin d'étendre la validité du modèle à des matériaux très fortement non-linéaires, il serait nécessaire d'étendre encore le domaine de validité des formules d'interpolation et de calcul du coefficient α . Pour cela, des développements à des ordres supérieurs seraient nécessaires ou par exemple l'utilisation de l'approximation de Padé permettrait une approximation plus précise du modèle de conductivité thermique.

3.5 Application à la modélisation thermique de la diode p-i-n

La méthode de modélisation thermique non-linéaire a été appliquée à la diode p-i-n silicium seule et dans son environnement de fonctionnement. Dans chaque cas, deux modèles thermiques réduits linéaires ont été développés suivant la méthode des vecteurs de Ritz à $T_{min}=273\text{K}$ et $T_{max}=473\text{K}$, ce qui représente la plage de fonctionnement en température d'une diode p-i-n silicium dans des applications de puissance de commutations ou de limitations par exemples. La technique de non-linéarisation du modèle par la transformation de Kirchhoff inverse a été appliquée pour des développements au premier et second ordre de la formule d'interpolation et de la formule du paramètre α . Rappelons que dans le cas de la modélisation de la diode sur son support de test, la dissipation de puissance dans les fils est considérée comme nulle afin de concevoir un modèle le plus généraliste possible.

3.5.1 Modèle thermique réduit non-linéaire de la diode seule

La diode p-i-n silicium avec une structure de type MESA peut être considérée comme une structure homogène en silicium. En effet, la passivation verre n'est pas située sur le "chemin" du flux de chaleur et la métallisation or de la face arrière est si mince (et de conductivité thermique très bonne) que l'incidence est négligeable. Les conditions de Neumann et de Dirichlet sont rigoureusement préservées par la transformée de Kirchhoff. La méthode est donc parfaitement applicable. Le silicium présente un coefficient α de 1.4 contre 1.2 pour le GaAs ainsi qu'une conductivité thermique trois fois plus grande que le GaAs. Le silicium peut être considéré comme un matériau fortement non-linéaire car sa conductivité thermique peut varier dans de grandes proportions (figure 3.5).

Considérons la diode EH60034 (zone I de $2.2\mu\text{m}$) qui est la diode la plus mince au niveau de la zone I et avec le plus petit plot dont nous disposons. Sa résistance

thermique est donc la plus importante des diodes à disposition. Son échauffement étant plus important, il nous sera plus facile d'apprécier les performances des différents modèles.

La figure 3.22 présente une comparaison entre les simulations non-linéaires ANSYS, et les résultats obtenus par les différents modèles linéaires et non-linéaires pour une puissance dissipée de 2W et une température de socle de 80°C.

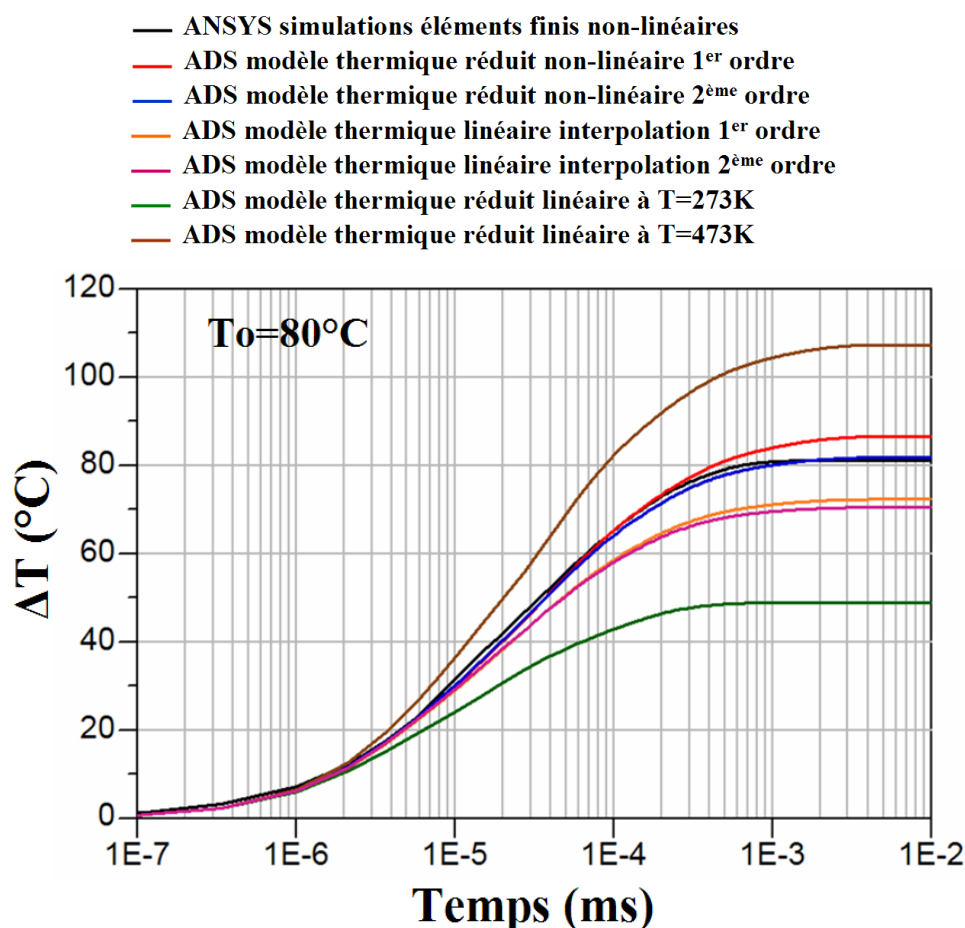


FIG. 3.22 – Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d'une diode seule

Les températures de sorties des modèles réduits linéaires définis à $T_{min}=273K$ et $T_{max}=473K$ sous-estime pour l'un et sur-estime pour l'autre la température réelle de la diode et montrent ainsi l'erreur commise en supposant la conductivité fixe dans le cas du silicium.

L'utilisation de l'interpolation entre les deux modèles réduits linéaires permet déjà de s'approcher beaucoup plus précisément de la température réelle de sortie. Cependant, les résultats montrent incontestablement que seuls les modèles non-linéaires permettent de prédire avec une précision suffisante la température réelle de la diode. Le développement de la conductivité thermique au deuxième ordre permet dans le cas d'une structure homogène silicium d'améliorer significativement la précision du modèle non-linéaire.

Les courbes 3.23 présentent l'évolution de la température de jonction dans le temps et la résistance thermique statique de la diode EH60034. Les simulations en transitoire ont été effectuées pour une puissance dissipée de 2W et différentes températures de socle. La comparaison des résistances thermiques est effectuée à la fois en fonction de la puissance et de la température de socle.

Les résultats montrent que l'erreur commise par les modèles thermiques non-linéaires premier et second ordre est fonction de la température de socle appliquée et de la puissance dissipée. Lorsque la puissance dissipée augmente, l'erreur du modèle thermique non-linéaire ADS augmente également du fait de l'importante variation de la conductivité thermique dans la structure. Toutefois, le modèle thermique au deuxième ordre se montre très approprié pour une structure silicium. Le modèle thermique au premier ordre amène à des résultats tout à fait acceptables en terme de précision. Le choix entre les deux modèles thermiques 1^{er} et 2^{ème} ordre dépend de la précision souhaitée et du matériau de la structure. L'ensemble des résultats obtenus confirment également notre choix d'hypothèse $\frac{\kappa(T_{ref})}{\kappa(T)} = 1$.

3.5.2 Modèle thermique réduit non-linéaire de la diode sur son support de test

Nous allons maintenant nous intéresser à la modélisation thermique de la diode sur son support de test. La diode est donc placée dans un environnement où les conductivités thermiques des autres matériaux sont significativement différentes du silicium. Les conditions de Neumann et de Dirichlet ne sont plus préservées par la transformée de Kirchhoff mais il a été démontré que l'erreur réalisée est acceptable [26]. Cependant, le non respect de ces conditions entraînera inévitablement une erreur, même faible, sur la réponse thermique. Deux modèles thermiques linéaires aux mêmes températures que précédemment ($T_{min}=273K$ et $T_{max}=473K$) ont été extraits. La figure 3.24 montre la réponse thermique de la diode EH622 (zone I de $5\mu m$) sur son support de test pour une puissance dissipée de 1W dans la zone intrinsèque et des températures de socle allant de $30^{\circ}C$ à $130^{\circ}C$. L'observation de la réponse thermique montre l'apparition de constantes de temps supplémentaires et très importantes, de l'ordre de plusieurs dizaines de millisecondes, en raison de la présence du support en cuivre et de la semelle en laiton de volumes très importants devant celui de la diode.

La comparaison des modèles thermiques non-linéaires 1^{er} et 2^{ème} ordre avec les simulations éléments finis ANSYS (figure 3.24) montre la très bonne précision des deux modèles même dans le cas d'une structure hétérogène. L'application de la méthode de modélisation thermique non-linéaire à des structures hétérogènes est effective grâce au calcul automatique du coefficient α . Si on intégrait, un coefficient α fixe et propre au

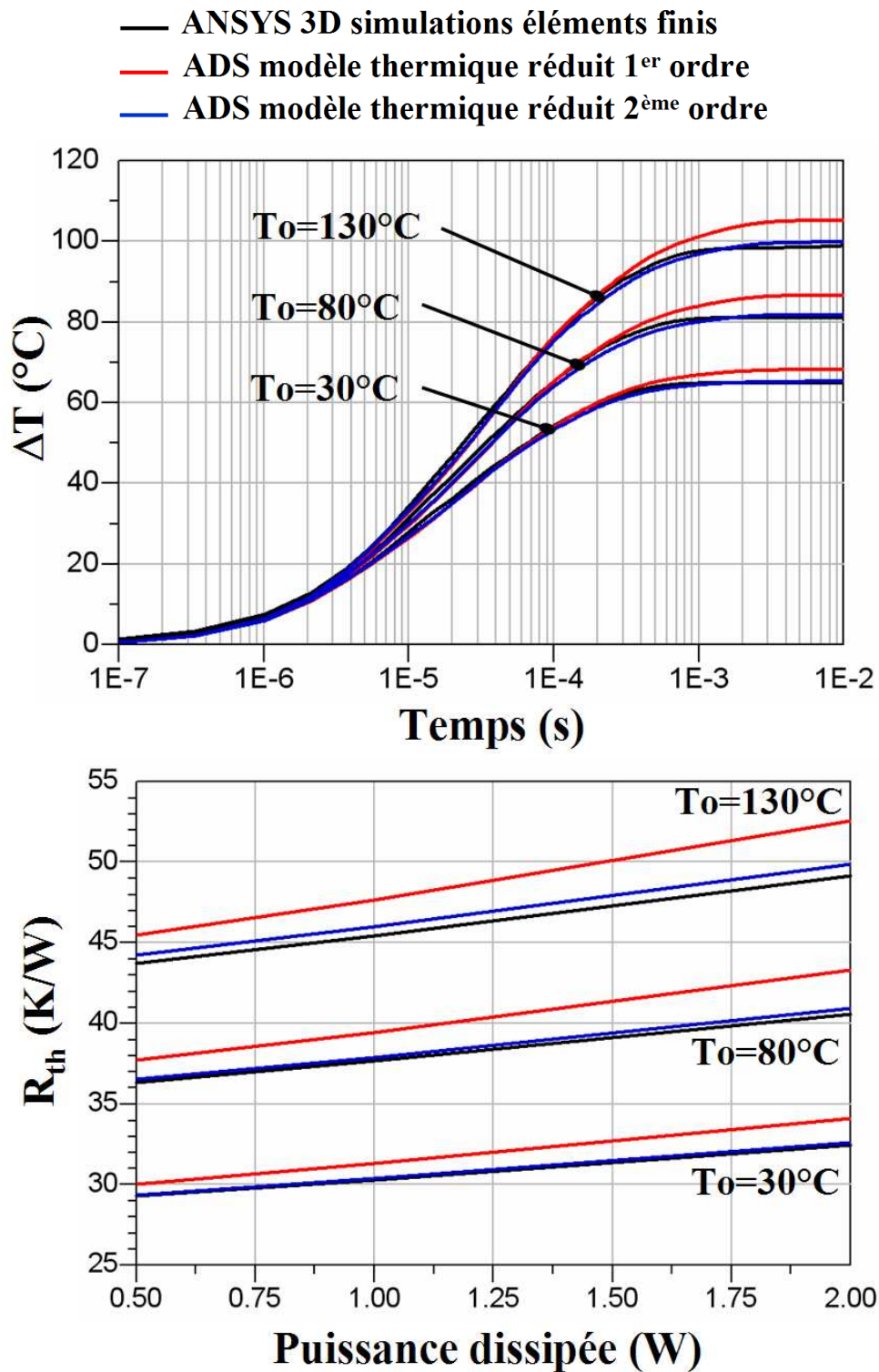


FIG. 3.23 – Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d'une diode seule

matériau non-linéaire, une importante erreur serait commise au niveau de la température dès lors que le flux de chaleur parviendrait jusqu'à d'autres matériaux de propriétés différentes. Cependant, les résultats montrent que le modèle thermique au 2^{ème} ordre

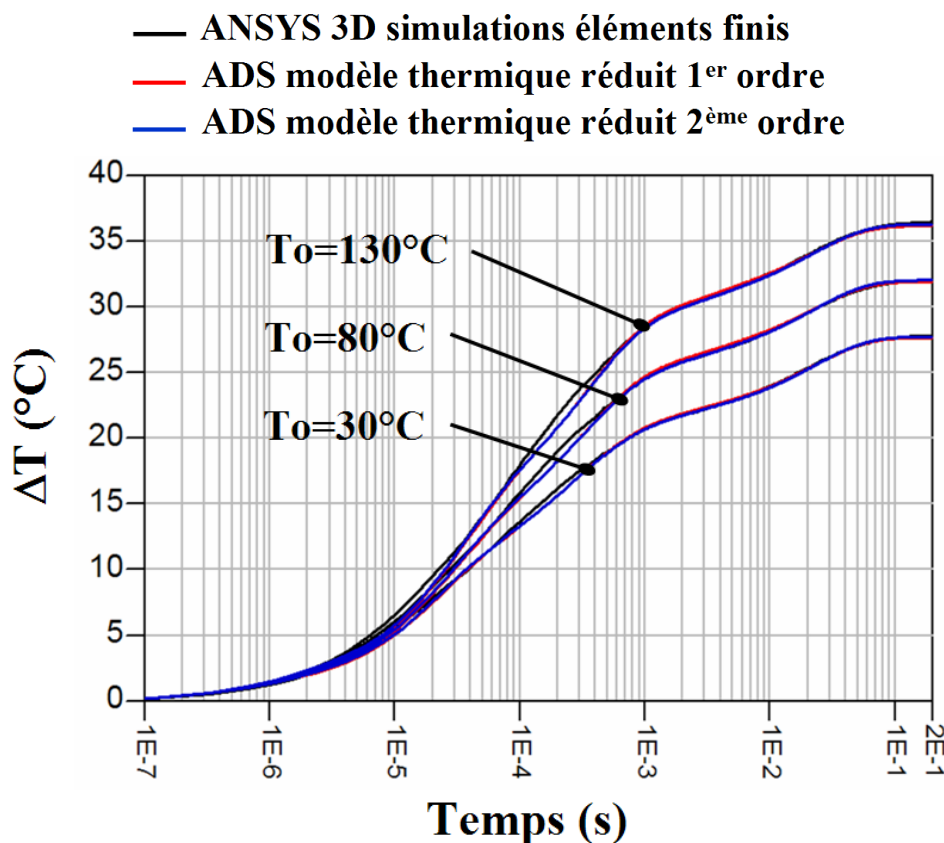


FIG. 3.24 – Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d'une diode sur son support de test

n'apporte qu'une très faible amélioration de la précision par rapport au modèle thermique au premier ordre. Dans le cas d'une structure fortement hétérogène, comme celle qui est étudiée ici, le calcul du paramètre α ne dépend plus rigoureusement des propriétés du silicium seul. Ce calcul est affecté par l'interaction des autres matériaux sur la température maximum de jonction. Malgré cela, les résultats obtenus montrent l'incroyable aptitude du modèle thermique non-linéaire à prédire avec précision la température du composant même dans le cas de structures hétérogènes où les conditions d'utilisation du modèle ne sont pas remplies en théorie.

Afin d'aller plus loin dans la validation de la méthode de modélisation thermique non-linéaire, des tests sur le fonctionnement du modèle ont été effectués en impulsion. En pratique, la diode est fréquemment utilisée dans ce mode notamment dans les applications radars où elle est soumise à de très fortes puissances pendant des temps très courts. Une impulsion de puissance de 5W est appliquée à la diode pendant 1ms. Nous allons comparer les réponses des modèles thermiques non-linéaires 1^{er} et 2^{ème} ordre avec la simulation éléments finis non-linéaire ANSYS (figure 3.25).

Comme nous l'avons vu précédemment, l'erreur augmente avec la puissance dissipée. A la fin de l'impulsion, l'erreur absolue des deux modèles est identique et de 5°C environ

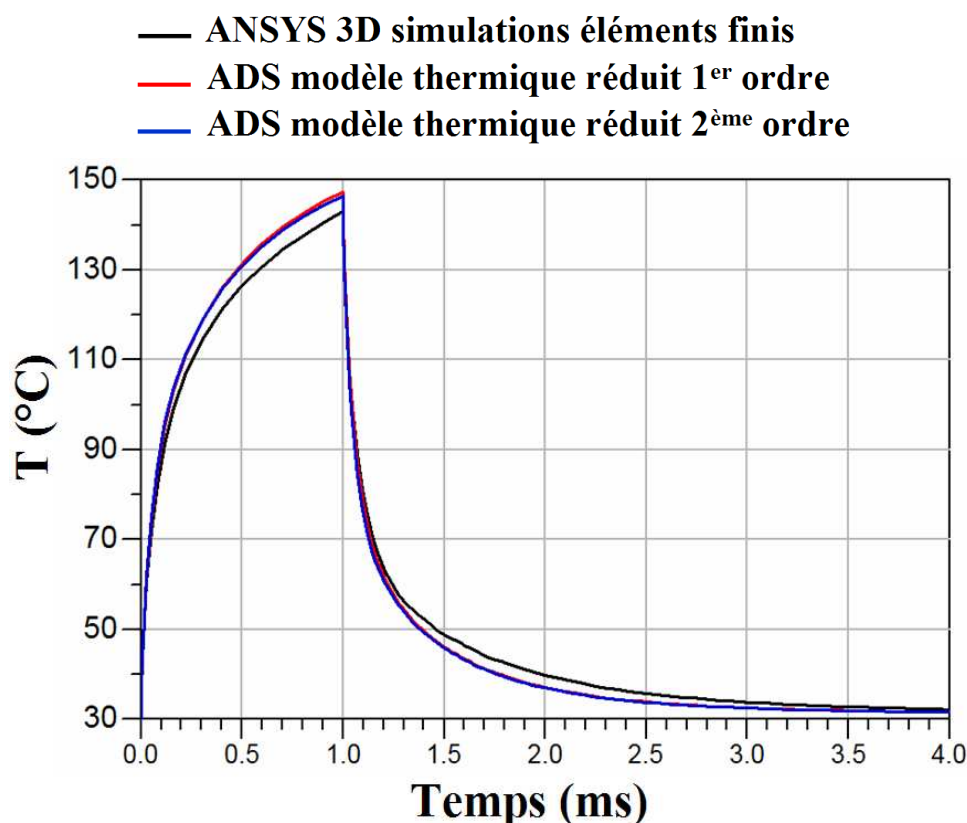


FIG. 3.25 – Comparaison entre simulations non-linéaires ANSYS et le modèle thermique non-linéaire d’une diode sur son support de test

pour une élévation en température de près de 115°C , soit moins de 5%. De plus, les deux modèles décrivent parfaitement la montée en température et le refroidissement de la diode sur son support.

3.6 Couplage des modèles électrique et thermique dans un simulateur circuit

Un modèle électrothermique pour être utilisable doit être implémenté dans un environnement de simulation circuit. Le modèle thermique est développé dans le simulateur circuit en utilisant l’analogie entre les variables thermiques et électriques.

- La tension pour la température
- Le courant pour la puissance dissipée

Les entrées d’un modèle électrothermique sont communément : les tensions et courants aux accès du composant ainsi que la température de socle du composant (figure 3.26).

De manière générale, les entrées du modèle électriques sont : les tensions, les courants et les températures de jonctions. Les entrées du modèle thermique sont : les puissances

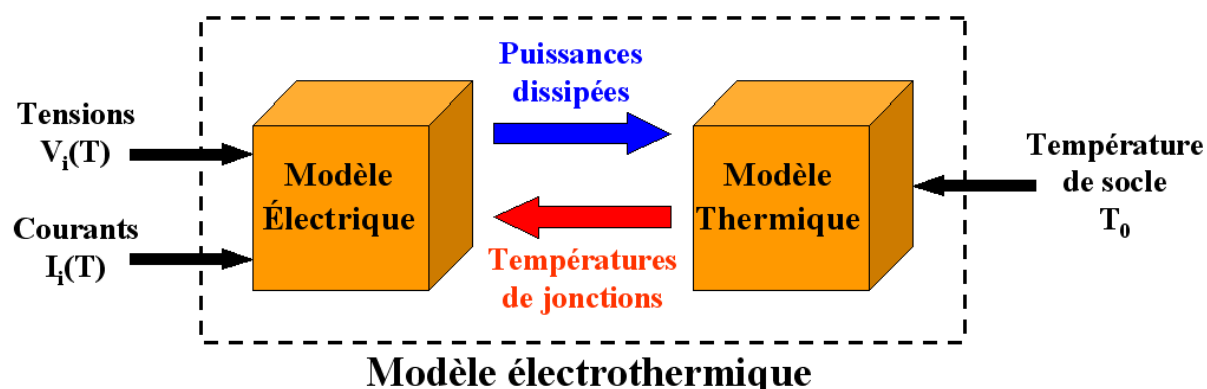


FIG. 3.26 – Schéma explicatif du couplage des modèles électrique et thermique

dissipées et la température de socle. Le modèle électrique donne les puissances dissipées, calculées à partir des tensions et courants, au modèle thermique et ensuite celui-ci retourne les températures de chaque jonction.

Pour une diode p-i-n, seulement la température d'une jonction est considérée (interface $P^+ - I$). En vue de développer un modèle électrothermique de diodes p-i-n, il est donc nécessaire de disposer d'un modèle électrique dépendant de la température et d'un modèle thermique précis. Le modèle électrique sera celui décrit au chapitre 2 et le modèle thermique sera le modèle thermique non-linéaire développé tout au long de ce chapitre.

3.7 Conclusion

L'étude menée au long de ce chapitre a permis l'élaboration d'un modèle thermique réduit non-linéaire sous ADS. La précision de ce dernier a été validée par la comparaison avec les résultats d'un modèle éléments finis simulé sous ANSYS. Ce modèle thermique utilise essentiellement deux modèles thermiques réduits par la méthode des vecteurs de Ritz. L'interpolation des températures de ces modèles réduits associée à la transformation inverse de Kirchhoff conduit à un modèle thermique non-linéaire directement utilisable dans n'importe quel simulateur électrique. La méthode de modélisation a été vérifiée en considérant, d'abord, le cas d'une structure simple homogène. Ensuite, la modélisation thermique d'une structure complexe a été entreprise avec succès. Dans ce cas, les résultats fournis par le modèle thermique réduit non-linéaire se révèlent être très proches de ceux obtenus par simulation thermique 3D du modèle éléments finis sous ANSYS. Par ailleurs, de par sa précision, sa taille, et sa facilité d'intégration au sein de circuits électriques complexes, l'emploi de ce modèle thermique non-linéaire est incontournable pour la simulation électrothermique précise de dispositifs de puissance.

3.8 Bibliographie

- [1] A.G.M. Strollo and E. Napoli, "Power rectifier model including self heating effects," *Microelectronics and Reliability*, vol. 38, no. 12, pp. 1899-1906, 1998.
- [2] E. Chiprout and M. Nakhla, "Generalized moment-matching methods for transient analysis of interconnect networks," *ACM/IEEE Design Automation Conf*, pp. 201-206, 1992.
- [3] D.F. Anastasakis, N. Gopal, S.Y. Kim and L.T. Pillage, "On the stability of moment-matching approximations in asymptotic waveform evaluation," *ACM/IEEE Design Automation Conf*, pp. 207-2012, 1992.
- [4] B. Moore, "Principal component analysis in linear systems : Controllability, observability, and model reduction," *Automatic Control, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 1, pp. 17-32, 1981.
- [5] C.D. Villemagne and R.E. Skelton, "Model reduction using a projection formulation," *Int. J. Contr.*, vol. 46, no. 6, pp. 2141-2169, 1987.
- [6] M. Safonov and R. Chiang, "A schur method for balanced-truncation model reduction," *Automatic Control, IEEE Transactions on*, vol. 34, no. 7, pp. 729-733, 1989.
- [7] A. Rachid and G. Hashim, "Model reduction via schur decomposition," *Automatic Control, IEEE Transactions on*, vol. 37, no. 5, pp. 666-668, 1992.
- [8] J.T. Hsu and L. Vu-Quoc, "A rational formulation of thermal circuit models for electrothermal simulation. i. finite element method [power electronic systems]," *Circuits and Systems I : Fundamental Theory and Applications, IEEE Transactions on*, vol. 43, no. 9, pp. 721-732, 1996.
- [9] J.T. Hsu and L. Vu-Quoc, "A rational formulation of thermal circuit models for electrothermal simulation. ii. model reduction techniques [power electronic systems]," *Circuits and Systems I : Fundamental Theory and Applications, IEEE Transactions on*, vol. 43, no. 9, pp. 733-744, 1996.
- [10] E. Wilson and M.W. Yuan, "Dynamic analysis by direct superposition of ritz vectors," *Earthquake Eng. Structural Dynamics*, vol. 10, no. 6, pp. 813-821, 1982.
- [11] D. Lopez, "Intégration dans un environnement de simulation circuit d'un modèle électrothermique de transistor bipolaire à hétérojonction issu de simulations thermiques tridimensionnelles," *Thèse de doctorat de l'université de Limoges*, 2002.
- [12] R. Sommet, D. Lopez, and R. Quere, "From 3d thermal simulation of hbt devices to their thermal model integration into circuit simulators via ritz vectors reduction technique," in *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, 2002. IThERM 2002. The Eighth Intersociety Conference on*, pp. 22-28, 2002.

- [13] R. Sommet, C. Chang, R. Quere, and P. Dueme, “Electrothermal models of transistor based on finite element analysis for radar applications,” in *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, 2004. IThERM 2004. The Ninth Intersociety Conference on*, Las Vegas, 2004.
- [14] D. Lopez, R. Sommet, and R. Quere, “Spice thermal subcircuit of multifinger hbt derived from ritz vector reduction technique of 3d thermal simulation for electrothermal modeling,” in *GAAS, London*, pp. 207-210, 2001.
- [15] ANSYS, *ANSYS Manual*.
- [16] E. Gad, R. Khazaka, M. Nakhla, and R. Griffith, “Circuit reduction technique for finding the steady state solution of nonlinear circuits,” in *Microwave Symposium Digest, 2000 IEEE MTT-S International*, vol. 1, pp. 83-86, 2000.
- [17] M. Kikuta, H. Togoh, M. Tanaka, “Boundary element analysis of nonlinear heat conduction problems,” *Computer methods in applied mechanics and engineering*, Elsevier Science Publishers, pp. 321-329, 1987.
- [18] V. Kadambi, B. Dorri, “Solution of thermal Problems with nonlinear material properties by the Boundary Integral Method,” *BETECH*, 1985.
- [19] S. Kim, “A simple direct estimation of temperature-dependent thermal conductivity with Kirchhoff transformation,” *Int. Comm. Heat Mass Transfert*, vol. 28, no. 4, pp. 537-544, 2001.
- [20] A. Haji-Sheikh, “Peak temperature in high-power Chips,” *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 37, no. 4, April 1990.
- [21] C.M. Snowden, “Modeling of Thermal Effects in Semiconductor Structures,” *VLSI DESIGN*, vol. 8, pp. 53-58, 1998.
- [22] W. Joyce, “Thermal resistance of heat sinks with temperature-dependent conductivity,” *Solid-State Electronics*, vol. 18, pp. 321-322, 1975.
- [23] W. Batty and C. Snowden, “Electro-thermal device and circuit simulation with thermal nonlinearity due to temperature dependent diffusivity,” *Electronics Letters*, vol. 36, no. 23, pp. 1966-1968, 2000.
- [24] Advanced Design System documentation.
- [25] C. Chang, “Amélioration de modèles électrothermiques de composants de puissance de type TBH ou pHEMT et application à la conception optimale de modules actifs pour les radars,” *Thèse de doctorat de l’université de Limoges*, 2004.
- [26] F. Bonani and G. Ghione, “On the application of the kirchhoff transformation to the steady state thermal analysis of semiconductor devices with temperature dependent and piecewise inhomogeneous thermal conductivity,” *Solid-State Electronics*, vol. 38, no. 7, pp. 1409-1412, 1995.

Chapitre 4 :

Validation du modèle électrothermique de la diode p-i-n

4.1 Introduction

La validation du modèle électrothermique qui a été développé passe dans un premier temps par un grand nombre de campagnes de caractérisation sur différentes diodes présentant des épaisseurs de zone intrinsèque différentes. Le modèle doit être utilisable sur une large gamme de fréquence allant du continu aux hyperfréquences et dans toutes les conditions possibles de fonctionnement.

Pour cela, des caractérisations petit signal seront présentées pour des fréquences allant de 100Hz à 20GHz et sur des diodes fournies par la fonderie Chelton Telecom and Microwave présentant des épaisseurs de zones I de $2.2\mu m$ à $150\mu m$. La validité du modèle en commutation sera étudiée pour des diodes épaisses.

Ensuite, des caractérisations en grand signal à basse fréquence et haute fréquence seront présentées ainsi que des mesures temporelles des tensions et courants aux accès du composant. Des mesures d'intermodulation autour de 2GHz seront également présentées.

Dans un second temps, le modèle sera mis à profit pour la rétro-simulation d'un limiteur bande S forte puissance existant qui est un prototype réalisé par Thales Air Defence. Enfin, l'application de ce modèle à des matériaux dits "grand gap" sera discutée.

4.2 Validations statique et petit signal du modèle non-linéaire de la diode p-i-n

Cette première partie vise à valider le comportement statique et petit signal de la diode sur une très large gamme de fréquence. Les validations consistent ici à comparer les mesures (courbes en vert) avec les simulations circuit du modèle ADS (courbes en rouge) pour différentes diodes présentant des zone I allant de $5\mu m$ à $150\mu m$.

4.2.1 Description des dispositifs de mesures

Les caractéristiques statiques I-V des diodes ainsi que les paramètres [S] dans la gamme 500MHz - 20GHz ont été mesurés à l'aide d'un banc de mesure automatisé développé dans le laboratoire XLIM. Ce banc de mesures offre la possibilité de mesurer les paramètres I-V et [S] en continu mais également en mode pulsé afin de s'affranchir des effets thermiques dans le composant. Les paramètres [S] sont mesurés à l'aide de l'analyseur de réseaux vectoriel Wiltron 360B qui permet des mesures dans la bande 0.5GHz - 40GHz. L'organisation matérielle de ce banc est décrite figure 4.1.

Dans le cas de mesures en impulsions, certaines conditions doivent être respectées pour que la mesure soit fiable. La durée des impulsions doit être suffisamment grande pour atteindre l'état établi, permettant une mesure précise des tensions et des courants. La

durée de l'impulsion doit être suffisamment brève pour que la température n'ait quasiment pas le temps de changer (température de jonction = température de socle), quel que soit le niveau de puissance injectée dans le composant durant l'impulsion.

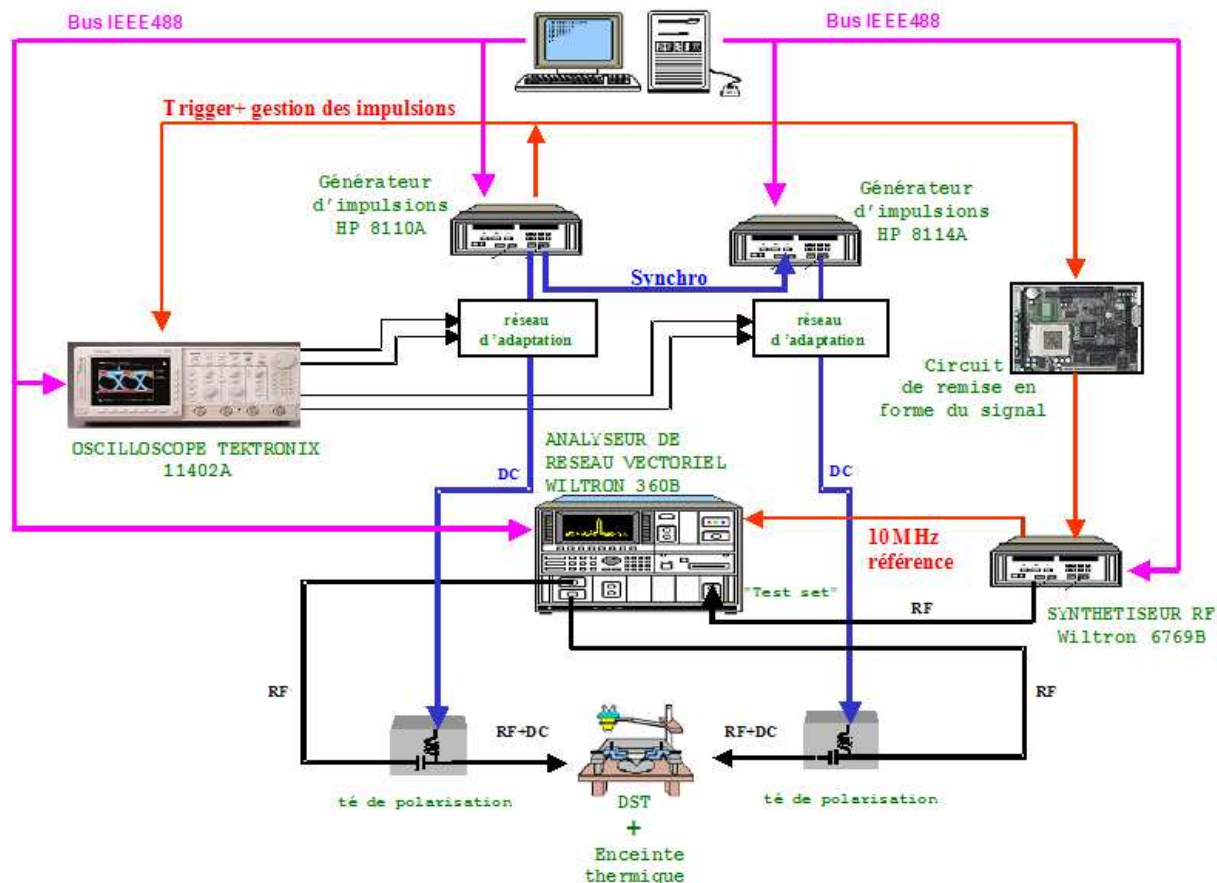


FIG. 4.1 – Banc de mesures I-V et paramètres [S] en mode impulsionnel

Dans le cas de la diode p-i-n, les caractérisations I-V et paramètres [S] ne nécessitent pas des courants de polarisation très élevés ($\leq 300\text{mA}$) sauf dans le cas de diodes épaisses où la section du composant est importante. Par conséquent, la puissance dissipée dans la diode est peu importante et n'occasionne qu'une faible élévation en température. Les mesures seront tout de même réalisées en impulsionnel afin de s'affranchir des éventuels effets thermiques.

Afin de valider le modèle dans des gammes de fréquences allant du continu aux hyperfréquences, des mesures basses fréquences de l'impédance de la diode dans la gamme 100Hz - 500MHz ont été effectuées. L'analyseur d'impédance HP4194 a été utilisé pour les mesures très basses fréquences 100Hz - 40MHz et l'analyseur de réseaux vectoriel HP4195 pour les mesures dans la gamme intermédiaire 500kHz - 500MHz.

4.2.2 Validation des simulations physiques ISE par des mesures petit signal

Dans le chapitre 2, le modèle circuit développé a été validé dans un premier temps par des simulations physiques ISE. Le modèle a alors montré qu'il reproduisait très bien les résultats obtenus avec les simulations physiques à la fois en statique et en petit signal. Avant de comparer les résultats obtenus en mesure et avec le modèle circuit, il est apparu nécessaire de valider les simulations physiques ISE par des mesures. Pour effectuer ce travail, l'étude de l'impédance de la diode en fonction de la fréquence et à différents courants de polarisation semble être tout à fait appropriée car elle reflète à la fois le comportement "statique" et le comportement haute fréquence de la diode.

Pour cette validation, nous avons utilisé la diode p-i-n EH622 de $5\mu\text{m}$ d'épaisseur de zone I. Cette diode est une diode mince et par conséquent présente d'importants phénomènes de recombinaison dans les émetteurs à forts courants. Lors de la simulation physique, la durée de vie des porteurs dans la zone I était de $13\mu\text{s}$ quelle que soit l'épaisseur de la zone I. Cette valeur correspond au silicium intrinsèque dans le simulateur.

En pratique, la durée de vie est variable et conditionnée par la pureté du matériau mais également par différents paramètres géométriques que nous étudierons par la suite. Il est donc nécessaire d'ajuster la durée de vie des porteurs dans le simulateur à la durée de vie réelle des porteurs dans la zone I de la diode EH622 qui est de $5.2\mu\text{s}$.

Les simulations physiques qui ont été réalisées sont des simulations à une dimension. Il faut donc tenir compte de la section effective réelle de la diode. Nous parlons de section effective car la diode utilisée ici est un MESA et donc ne présente pas une section constante suivant l'axe vertical. La section effective est déterminée à partir de la valeur mesurée de la capacité de la diode au delà de la tension de "punch-through". En connaissant l'épaisseur de la zone I et la permittivité ε du matériau, il est aisé de calculer la valeur de la section en considérant la capacité comme un condensateur plan [1]. La section obtenue est de $4 \cdot 10^{-9}\text{m}^{-2}$.

Les figures 4.2 et 4.3 présentent l'impédance mesurée de la diode pour des courants de polarisation très différents et respectivement de $0.1\mu\text{A}$ et 1.1mA . Le modèle physique (en bleu sur les figures) semble très bien décrire la variation d'impédance de la diode avec la fréquence et pour les deux courants de polarisation. Ceci nous permet maintenant d'espérer obtenir de très bons résultats de simulations avec le modèle circuit.

En plus de comparer les simulations physiques et les mesures, le modèle petit signal décrit dans le chapitre 1 (modèle standard de Caverly [1]) a été implanté dans le logiciel Scilab et comparé avec les simulations physiques et les mesures. Ce modèle petit signal standard est basé sur les propriétés physiques et géométriques de la diode. Il a été développé en s'appuyant sur l'hypothèse que l'ensemble des porteurs se recombinent dans

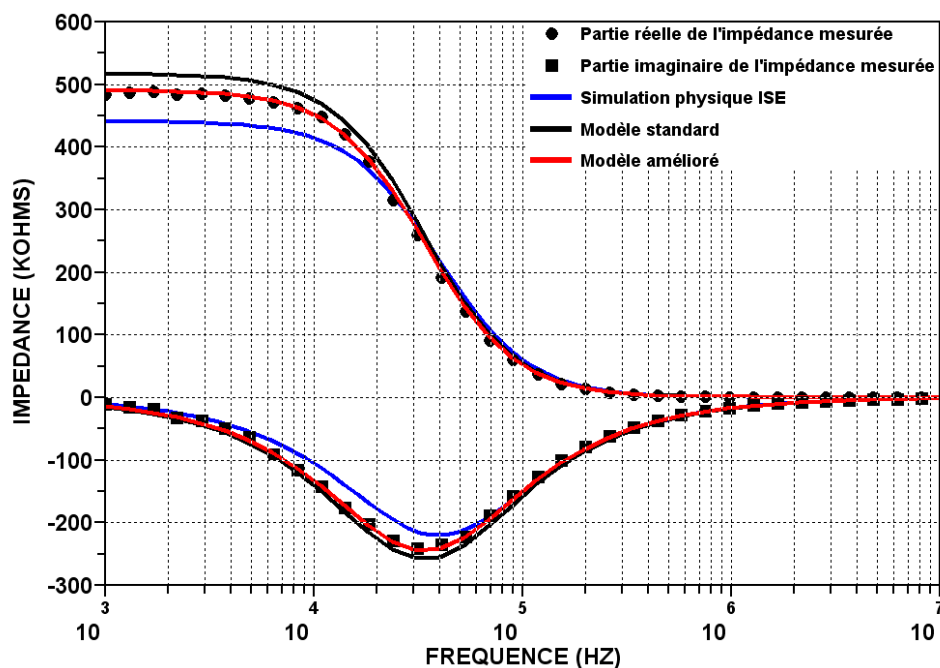


FIG. 4.2 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode EH622 pour un courant de $0.1\mu A$

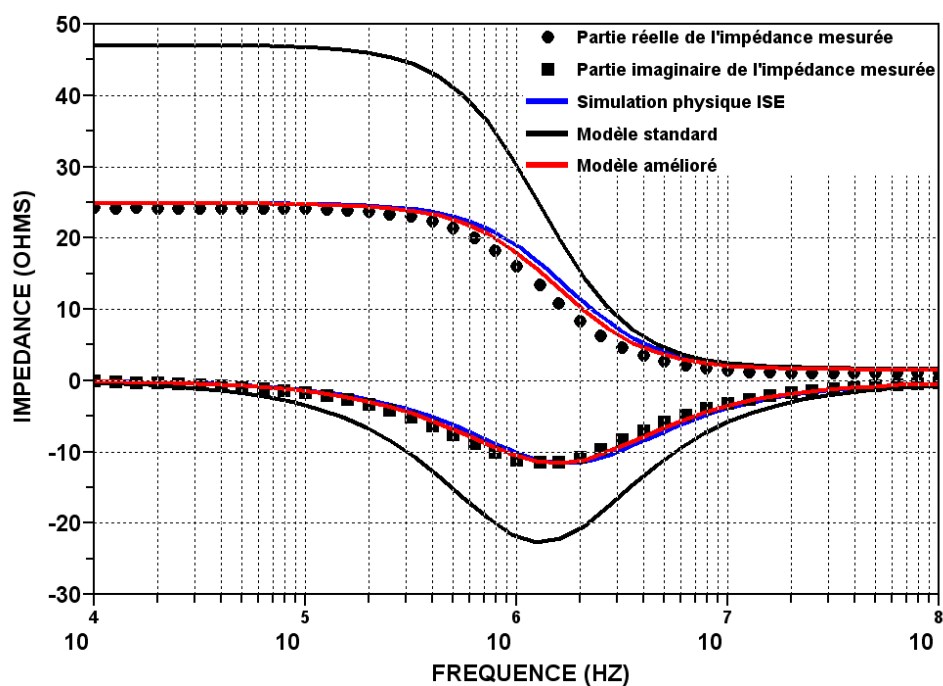


FIG. 4.3 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode EH622 pour un courant de $1.1\mu A$

la zone intrinsèque.

Les résultats obtenus (en noir sur les figures 4.2 et 4.3) montrent qu'à de faibles courants, le modèle petit signal prédit correctement l'impédance de la diode. Cependant,

dès lors que le courant dans la diode devient élevé, ce modèle surestime largement l'impédance de la diode. Cette erreur s'explique par la non prise en compte des courants de recombinaisons dans les émetteurs qui ne sont pas négligeables dans le cas de diodes minces telle que la diode EH622.

Partant de ce constat, nous avons choisi d'améliorer ce modèle petit signal en prenant en compte les courants de recombinaison dans chaque émetteur. La mise en œuvre de cette amélioration du modèle petit signal est plus complexe mais permet d'étendre la validité du modèle petit signal à toutes les épaisseurs de zones intrinsèques y compris à des diodes très minces ($\frac{W}{L_a} \ll 1$). Ce modèle est décrit dans l'annexe 2 (Annexe 2 : Amélioration du modèle petit signal de la diode p-i-n, page 221) et a fait l'objet d'une publication durant la thèse (Annexe : Publications et communications relatives à ce travail, publication MWCL, page 218).

Le modèle petit signal amélioré (en rouge sur les figures 4.2 et 4.3) permet de prédire avec efficacité l'impédance de la diode même à de très forts courants de polarisation pour une diode mince. Ce modèle présente l'intérêt d'être basé sur les caractéristiques physiques et géométriques de la diode. Ce modèle n'a pas pour vocation d'être utilisé dans la CAO des circuits HF, il permet en revanche aux concepteurs de diodes p-i-n d'évaluer rapidement et avec précision l'impédance des diodes quelles que soient leurs dimensions et les caractéristiques des matériaux. Son avantage est sa rapidité d'exécution par rapport à une simulation physique sous ISE par exemple.

4.2.3 Validation statique du modèle circuit : caractéristiques I-V

La figure 4.4 montre la comparaison entre les caractéristiques I-V mesurées et simulées par le modèle ADS pour la diode EH622 de $5\mu m$ d'épaisseur de zone I. La figure 4.5 présente la caractéristique I-V d'une diode épaisse de zone I de $150\mu m$. En observant la caractéristique I-V mesurée de la diode mince sur l'échelle logarithmique, nous retrouvons les deux pentes différentes mises en évidence par la simulation physique ISE. La première pente est due au courant de recombinaison dans la zone I. La seconde pente apparaît lorsque le courant de recombinaison dans les émetteurs devient important. Le modèle décrit avec précision ces deux pentes en accord avec les mesures.

Pour la diode épaisse, il nous est possible de mesurer le courant dans la diode de manière fiable pour une très faible tension appliquée en raison de la section importante du composant. La comparaison des caractéristiques I-V mesurées et simulées de cette diode montre que pour une tension de polarisation inférieure à 0.5V le modèle est moins précis et surestime le courant dans la diode. Si la tension appliquée est trop faible, la zone de charge d'espace n'est pas entièrement compensée. Le modèle direct de la diode ne

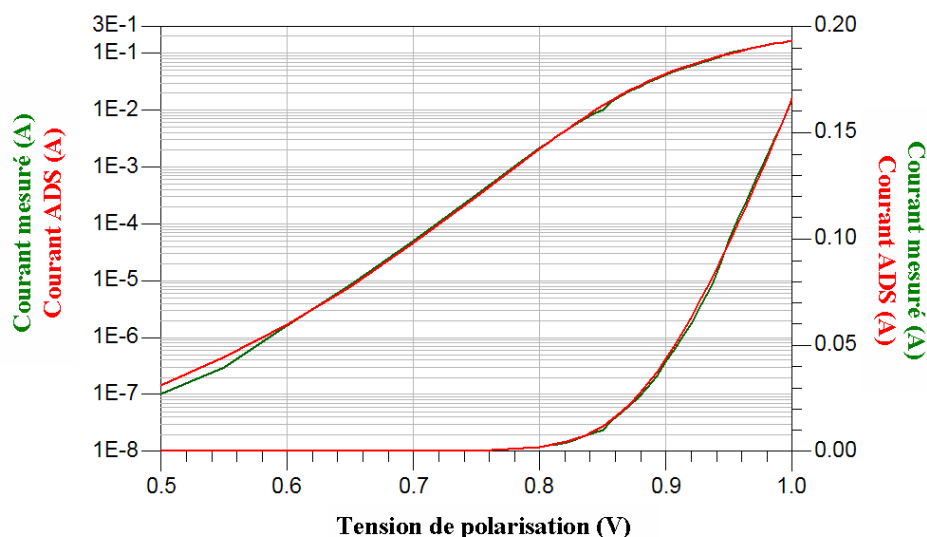


FIG. 4.4 – Mesures et simulations de caractéristique I-V de la diode de $5\mu\text{m}$ de zone I

tenant pas compte de la variation de la zone de charge d'espace surestime alors le courant réel. Cet effet avait déjà été mis en évidence dans le chapitre 2 lors de la validation du modèle avec la simulation physique.

La caractéristique I-V de la diode de $150\mu\text{m}$ montre également que la résistance série de la diode est très faible en raison de l'importante section de la diode.

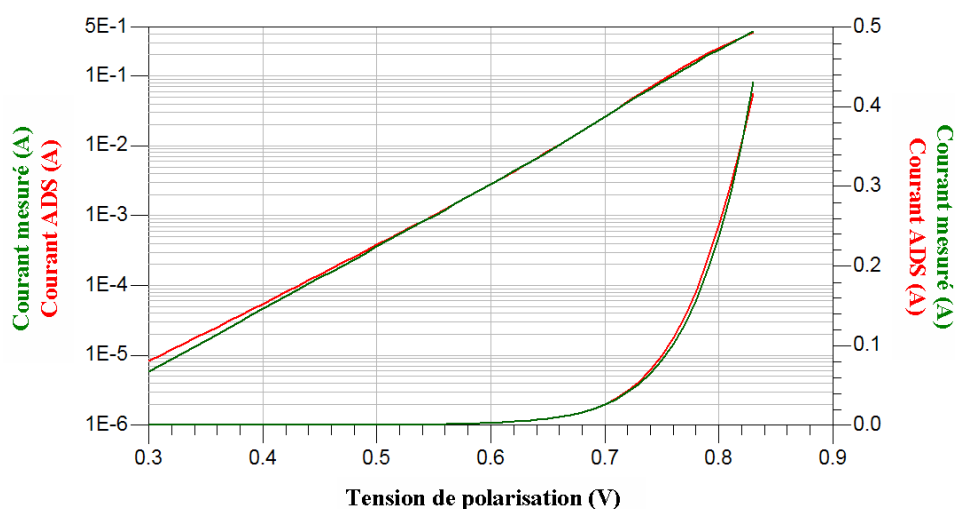


FIG. 4.5 – Mesures et simulations de caractéristique I-V de la diode de $150\mu\text{m}$ de zone I

En conclusion, les mesures des caractéristiques statiques montrent un comportement tout à fait analogue à celui obtenu par la simulation physique. Le modèle a permis de prédire avec précision les caractéristiques I-V des diodes et présente en pratique la même limitation qu'en théorie pour des tensions de polarisation trop faibles.

4.2.4 Validation petit signal dans la gamme 100Hz - 500MHz

Avant d'examiner les résultats obtenus en petit signal sur les différentes diodes, nous allons nous intéresser à la durée de vie des porteurs dans la zone I. Lors de la simulation physique ISE, la durée de vie dans la zone I était de $13\mu s$ quelle que soit l'épaisseur de la zone I. En pratique, la durée de vie est variable et conditionnée par la pureté du matériau mais également par l'épaisseur de la zone I et le diamètre du MESA.

Pour obtenir une durée de vie la plus importante possible, il faut que le diamètre du MESA soit grand devant l'épaisseur de la zone I afin de minimiser les effets de surface qui réduisent la durée de vie [1]. De manière générale, la durée de vie dans les diodes augmente avec l'épaisseur de la zone I. Cependant, si le diamètre du MESA est très faible, il est possible qu'une réduction de l'épaisseur de la zone I n'entraîne pas nécessairement une diminution de la durée de vie. Nous retrouverons cette considération par la suite en observant les durées de vie extraites des différents modèles.

La durée de vie dans la zone I, en vue du paramétrage du modèle, est extraite en utilisant la méthode fréquentielle [2] décrite dans le chapitre 2 pour un courant de polarisation très faible de telle manière que les courants de recombinaisons dans les émetteurs soient inexistantes. Dans ce cas, la durée de vie effective mesurée aux accès du composant est égale à la durée de vie des porteurs dans la zone I.

- *Impédance de la diode, résistance et capacité équivalente de la diode*

Les mesures petit signal ont été effectuées dans la gamme 100Hz - 500MHz sur différentes diodes. Selon la diode, les résultats présentés ne s'étendront pas toujours sur toute cette bande par souci de clarté des résultats. Les deux courbes de la partie supérieure de chaque figure présentent la partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode et les deux courbes de la partie inférieure présentent la résistance et capacité parallèle équivalente de la diode. En effet, si l'impédance de la diode est plus grande que la résistance série parasite due aux zones P⁺ et N⁺, il est possible d'assimiler la diode à une capacité et une résistance en parallèle de manière analogue au schéma équivalent d'une jonction p-n (figure 4.6).

Les figures 4.7 et 4.8 présentent la comparaison entre les mesures petit signal et les simulations ADS du modèle circuit non-linéaire pour la diode de $5\mu m$ de zone I (EH622) et pour des courants respectivement de $200\mu A$ et $3.2mA$. Les paramètres d'entrée du modèle pour les différentes diodes présentées dans la validation petit signal sont listés dans le tableau 4.1 (Annexe 3 : Paramètres du modèle circuit pour les différentes diodes, page 228). Les mesures réalisées confirment le comportement de l'impédance de la diode avec la fréquence décrit dans la littérature (chapitre 1) et prédit par les simulations physiques.

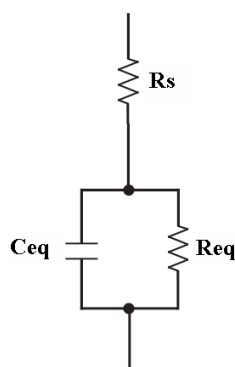


FIG. 4.6 – Schéma équivalent de la diode en mesure pour un fonctionnement en régime direct

Épaisseur de la zone I	I_S	I_{rec}	R_S	N	TT	τ
$5\mu m$ (EH622)	$3.1 \cdot 10^{-17}$	$2.6 \cdot 10^{-17}$	0.52	0.965	$1.5 \cdot 10^{-9}$	$5.2 \cdot 10^{-6}$
$52\mu m$	$1 \cdot 10^{-15}$	$7.2 \cdot 10^{-18}$	0.25	0.88	$4.95 \cdot 10^{-7}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$
$150\mu m$	$7.4 \cdot 10^{-13}$	$2.9 \cdot 10^{-14}$	0.05	1	$7.6 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$

Épaisseur de la zone I	R_{I-1A}	$R_{I max}$	$R_{I min}$	C_{J0}	ϕ	V_{PT}	M
$5\mu m$ (EH622)	$1.5 \cdot 10^{-5}$	2000	$2 \cdot 10^{-3}$	$8.1 \cdot 10^{-13}$	0.7	4	0.29
$52\mu m$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	5000	$2 \cdot 10^{-3}$				
$150\mu m$	$6.6 \cdot 10^{-3}$	20000	$2 \cdot 10^{-3}$				

 TAB. 4.1 – Paramètres d'entrée du modèle circuit ADS pour les diodes de $5\mu m$, $52\mu m$ et $150\mu m$

A basse fréquence, l'impédance de la diode est conditionnée par l'impédance des deux jonctions car la zone intrinsèque est équivalente à un court-circuit. Lorsque la fréquence augmente et devient supérieure à $f = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}}$ (où τ_{eff} est la durée de vie effective), l'impédance de la diode diminue du fait que l'impédance de la jonction tend vers un court-circuit parfait. La zone intrinsèque n'est alors plus équivalente à un court-circuit mais à une résistance variable commandée par le courant de polarisation.

L'impédance de la jonction diminue avec la fréquence en raison de la dépendance en fréquence du courant de recombinaison dans la zone I. Celui-ci entraîne une diminution de la résistance et capacité parallèle équivalente de la jonction et l'apparition d'une résistance en HF au niveau de la zone intrinsèque.

Les mesures (figures 4.7 et 4.8) mettent bien en évidence ces phénomènes, tout particulièrement l'observation de la capacité équivalente de la diode diminuant avec la fréquence qui traduit bien le comportement spécifique de la diode p-i-n. Le modèle prédit avec précision aussi bien l'impédance basse fréquence de la diode que l'impédance à haute fréquence. Pour des diodes plus épaisses, la durée de vie et le temps de transit sont plus importants. Le changement de comportement a donc lieu pour des fréquences plus faibles

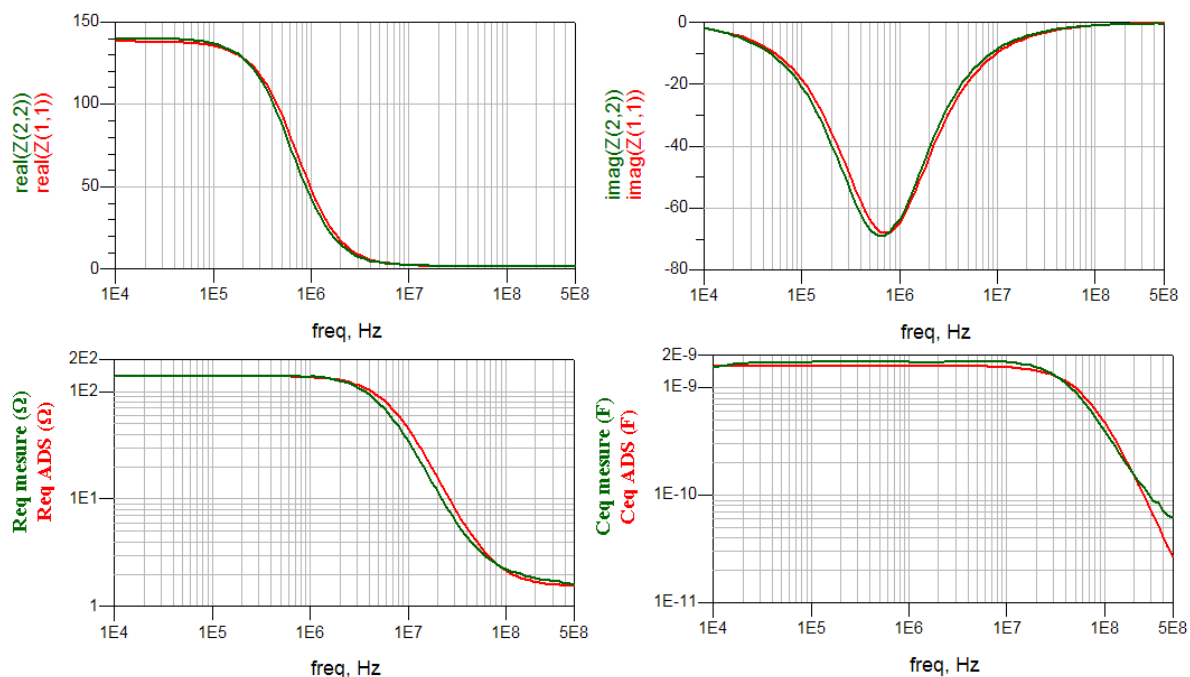


FIG. 4.7 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $5\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $200\mu A$

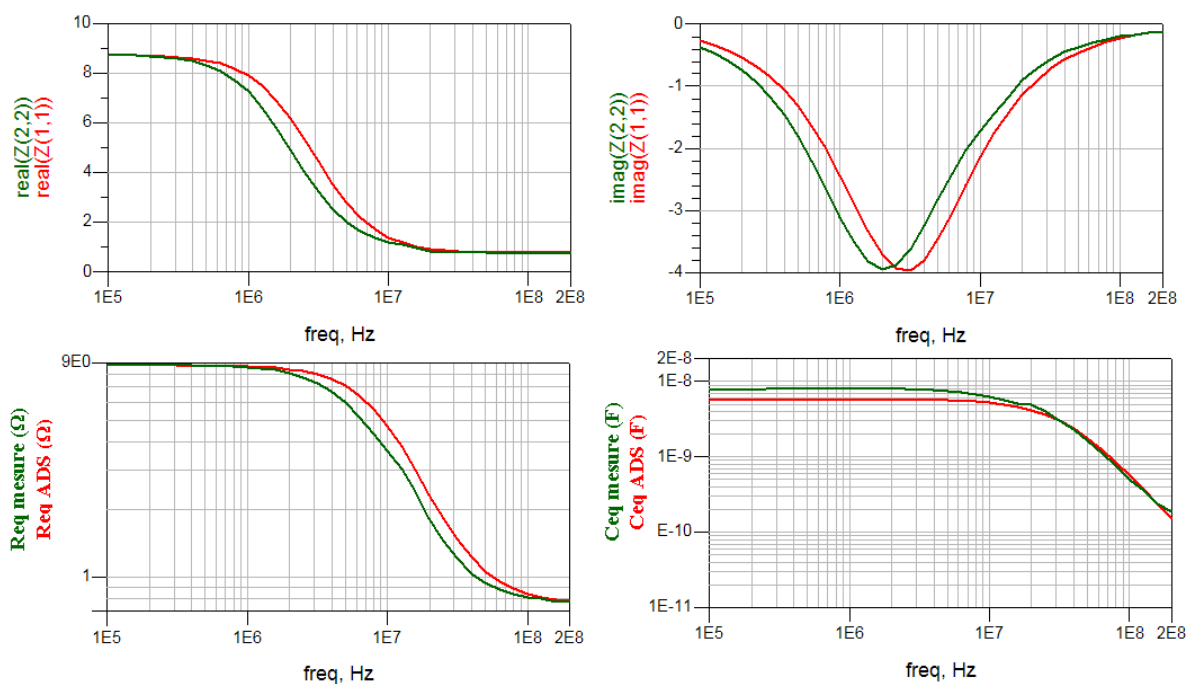


FIG. 4.8 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $5\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $3.2mA$

et est plus facilement observable aux fréquences de mesures. La figure 4.9 montre les résultats obtenus pour une diode de $52\mu m$ de zone I et pour un courant de polarisation de $240\mu A$.

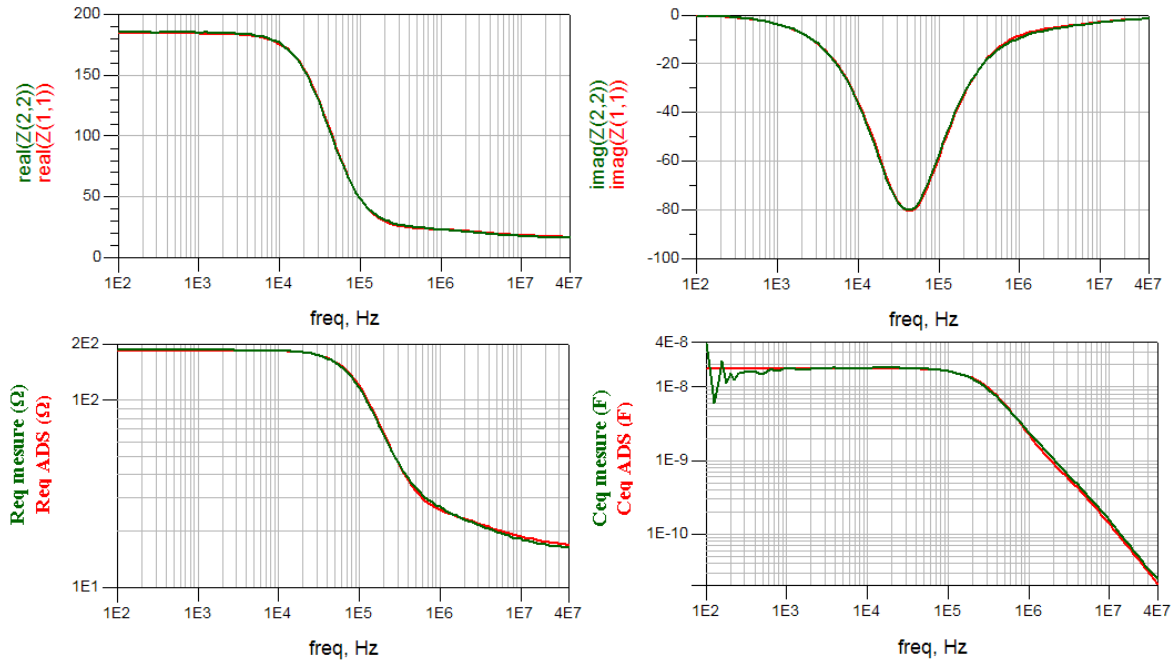


FIG. 4.9 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $52\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $240\mu A$

Les figures 4.10 et 4.11 présentent maintenant les résultats pour une diode de $150\mu m$ de zone I et pour des courants de polarisation de $16\mu A$ et de $3.5mA$.

Le courant de $16\mu A$ est obtenu pour une tension de polarisation de $0.35V$. Nous avons observé sur la caractéristique I-V de cette diode (figure 4.5) une erreur sur le courant simulé pour cette tension de polarisation car la zone de charge d'espace n'est pas parfaitement compensée. Cette erreur se retrouve sur l'impédance basse fréquence de la diode mais n'affecte que très peu l'impédance en haute fréquence. Pour un courant de $3.5mA$, la tension aux bornes de la diode est de $0.6V$. La zone de charge d'espace étant compensée, le modèle prédit avec précision l'impédance de la diode sur toute la gamme de fréquence. Il est à noter que pour ce point de polarisation, la capacité parallèle équivalente de la diode qui varie d'un rapport de plus 1000 sur la gamme de fréquences de mesures, cette variation est reproduite avec précision par le modèle.

Il a donc été montré pour différentes diodes et pour une large gamme de courants de polarisation que le modèle circuit permet donc de prédire avec précision l'impédance de la diode. Pour des tensions de polarisation très faibles ($< 0.5V$), le modèle se montre légèrement moins performant. Cependant, cette zone de fonctionnement n'est souvent que très peu exploitée.

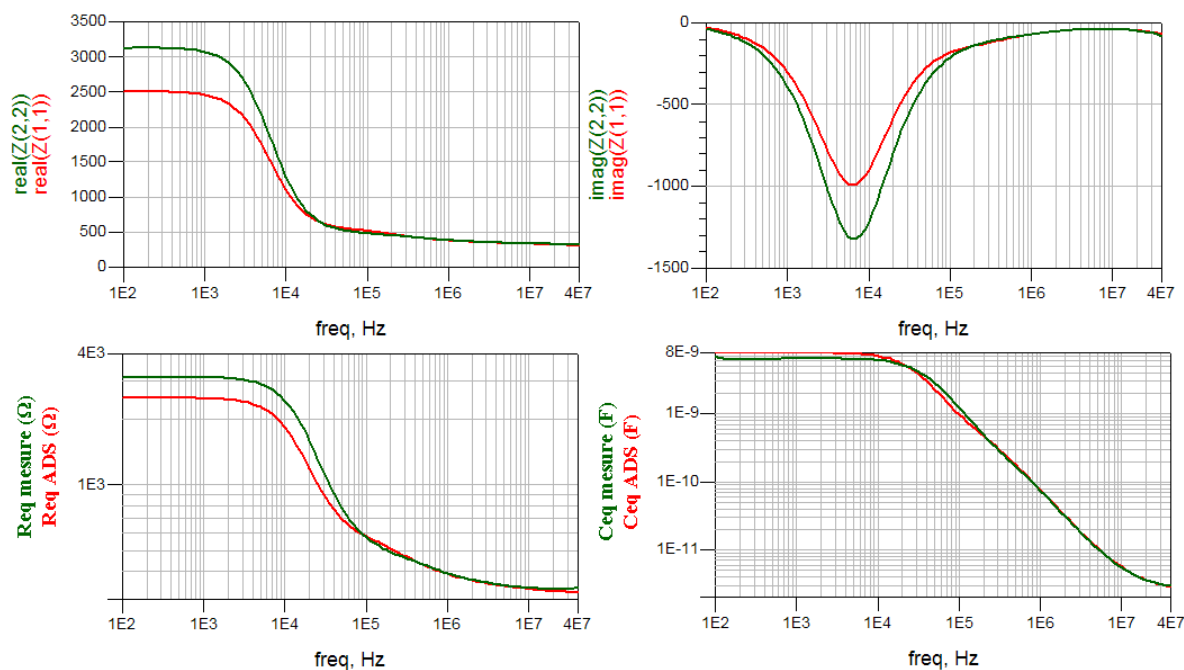


FIG. 4.10 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $150\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $16\mu A$

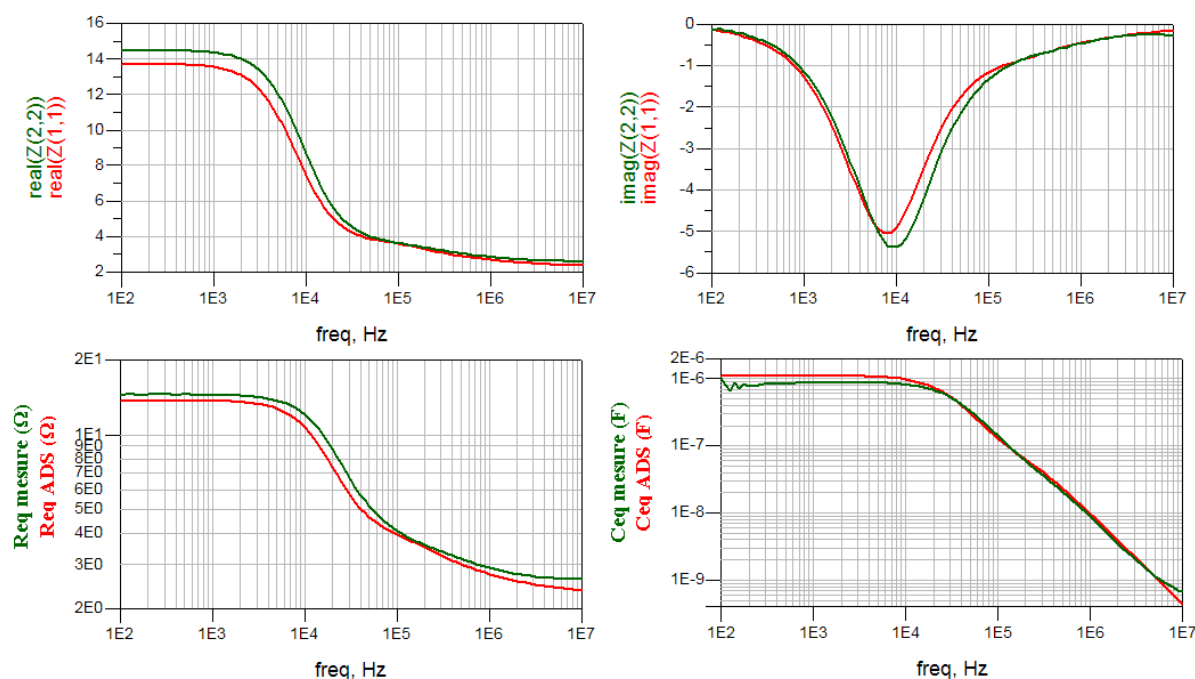


FIG. 4.11 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance de la diode de $150\mu m$ ainsi que sa résistance et sa capacité équivalente pour un courant de $3.5mA$

- *Modélisation de la durée de vie effective en fonction du courant de polarisation*

Lorsque le courant de polarisation devient important, les courants de recombinaison

dans les émetteurs provoquent une variation non-linéaire de la charge stockée et donc entraînent une diminution de la durée vie effective vue aux accès du composant (τ_{eff}) [3]. Cet effet se traduit au niveau de l'impédance par une augmentation de la fréquence de transition ($f = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}}$), fréquence pour laquelle la partie imaginaire de l'impédance est minimum, mais également par une diminution de l'impédance de la jonction.

L'augmentation de la fréquence de transition est particulièrement visible en comparant les impédances obtenues à différents courants de polarisation dans le cas d'une diode mince. Pour cela, les figures 4.7 et 4.8 qui présentent l'impédance de la diode de $5\mu m$ pour des courants respectivement de $200\mu A$ et $3.2mA$ sont particulièrement appropriées.

L'extraction de la fréquence de transition sur une large gamme de courants de polarisation permet de comparer les durées de vie effectives mesurées et simulées et par la même de vérifier la bonne prise en compte des courants de recombinaison dans les émetteurs sur une large gamme de courants. La figure 4.12 présente la comparaison entre les durées de vie effectives mesurées et simulées pour la diode de $5\mu m$ (EH622).

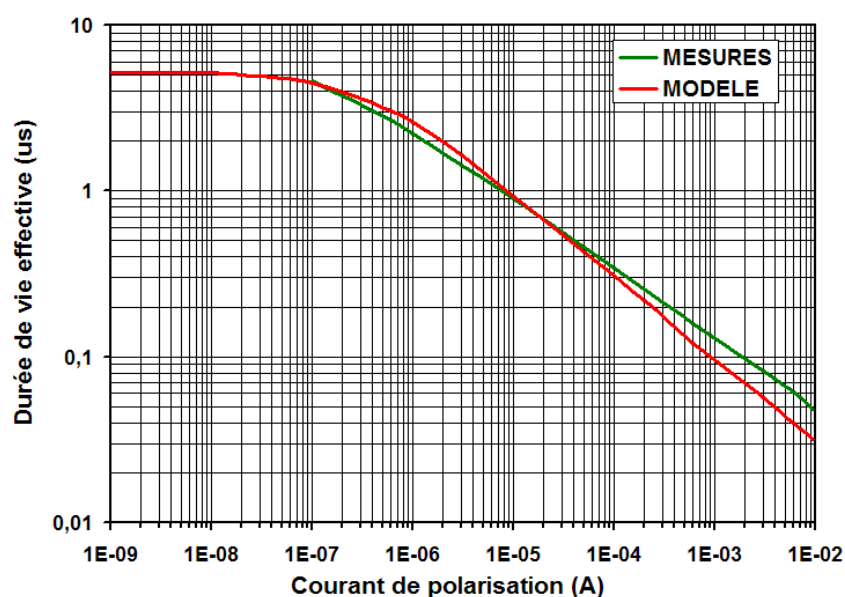


FIG. 4.12 – Durée de vie effective des porteurs dans la diode de $5\mu m$ en fonction du courant de polarisation

4.2.5 Validation petit signal à hautes fréquences 500MHz - 20GHz

Le comportement petit signal du modèle a été validé précédemment du continu à 500MHz. Au delà de la fréquence de transition, l'impédance de la diode est égale à l'impédance de la zone I et ne varie théoriquement plus avec la fréquence. Afin de vérifier cela et de valider le modèle à très hautes fréquences, nous avons effectué des mesures

de paramètres [S] dans la gamme 500MHz - 20GHz pour la diode de $5\mu m$. La diode est montée sur les supports de test en parallèle de la ligne de transmission et connectée via deux fils en or dont il faudra tenir compte (inductance de 0.35nH) lors des simulations du modèle. La figure 4.13 montre le coefficient de réflexion S_{11} mesuré et simulé de la diode pour des courants de polarisation de $2\mu A$ et 42mA. L'impédance mesurée de la diode à haute fréquence n'est pas purement résistive comme la théorie le suppose du fait de la présence des fils de connexion.

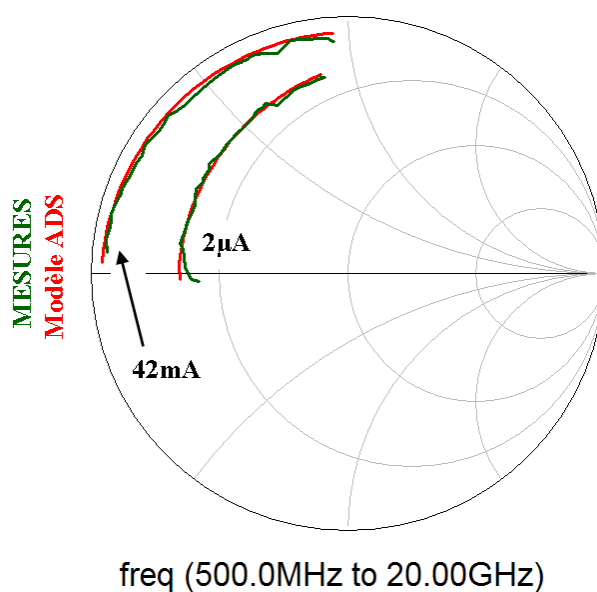


FIG. 4.13 – Impédance de la diode de $5\mu m$ dans la gamme de fréquences 500MHz - 20GHz pour des courants de $2\mu A$ et 42mA

La comparaison des résultats obtenus entre les mesures et les simulations montre la validité du modèle même à très hautes fréquences et pour une large gamme de courants.

4.3 Validations en puissance du modèle électrothermique

Les caractérisations grand signal visent à valider le comportement en puissance de la diode aussi bien à basse fréquence qu'aux fréquences micro-ondes. Le processus de validation grand signal passe par la comparaison des mesures réalisées (courbes en vert) avec les simulations circuit ADS (courbes en rouge).

4.3.1 Mesures temporelles basse fréquence

Afin de valider dans un premier temps le modèle en grand signal, nous avons mesuré le courant et la tension aux bornes de la diode à basse fréquence. Pour cela, un générateur de

signaux et un oscilloscope ont été utilisés. Pour cette validation, il est nécessaire d'utiliser une diode épaisse car l'effet p-i-n se produit à des fréquences très basses. La diode de $52\mu\text{m}$ est donc appropriée pour ces mesures. Un signal sinusoïdal d'amplitude 10V est appliqué à la diode via la résistance de 50Ω de sortie du générateur. Les figures 4.14 et 4.15 présentent les résultats obtenus en mesure et en simulation pour des signaux de fréquence 50kHz et 5MHz.

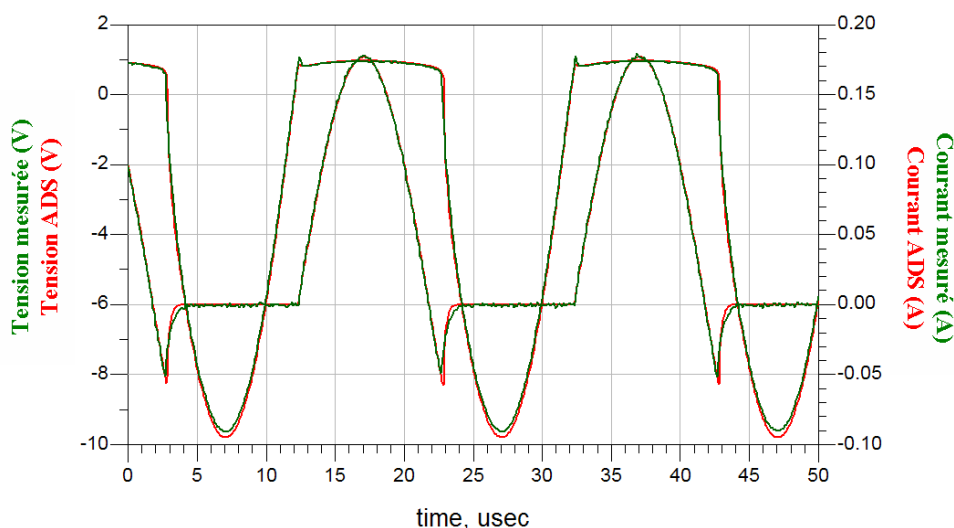


FIG. 4.14 – Tensions et courants mesurés et simulés dans la diode de $52\mu\text{m}$ pour une fréquence de 50kHz

A 50kHz, la diode se comporte comme un redresseur classique. Pour une fréquence de 5MHz, la période du signal est supérieure au temps de transit, la diode n'a plus le temps nécessaire pour se décharger durant l'alternance négative du signal. Le courant est alors pratiquement sinusoïdal et la diode produit l'effet p-i-n.

Le modèle utilisé ici en simulations transitoires reproduit parfaitement le comportement grand signal de la diode lorsqu'elle se comporte en redresseur et en p-i-n.

4.3.2 Validation du modèle en commutation

Un signal carré de faible fréquence, de niveau haut 10V et de niveau bas 0V, est appliqué à la diode via la résistance de 50Ω de sortie du générateur afin de valider le modèle de la diode en commutation. Plus précisément, l'objectif est la validation du modèle durant la phase de commutation de l'état passant à l'état bloqué qui est un point essentiel à valider pour que le modèle soit utilisable pour la conception de commutateurs en hyperfréquence.

La figure 4.16 montre les résultats obtenus en mesure et en simulation pour la diode de $52\mu\text{m}$. Le courant dans la diode à l'état passant est de 175mA et le temps de recouvrement de $3.5\mu\text{s}$.

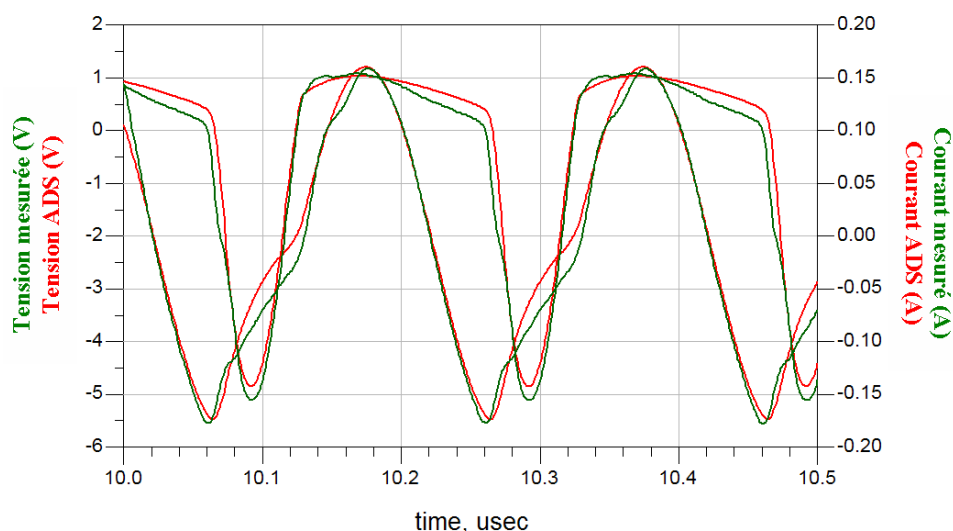


FIG. 4.15 – Tensions et courants mesurés et simulés dans la diode de $52\mu m$ pour une fréquence de 5MHz

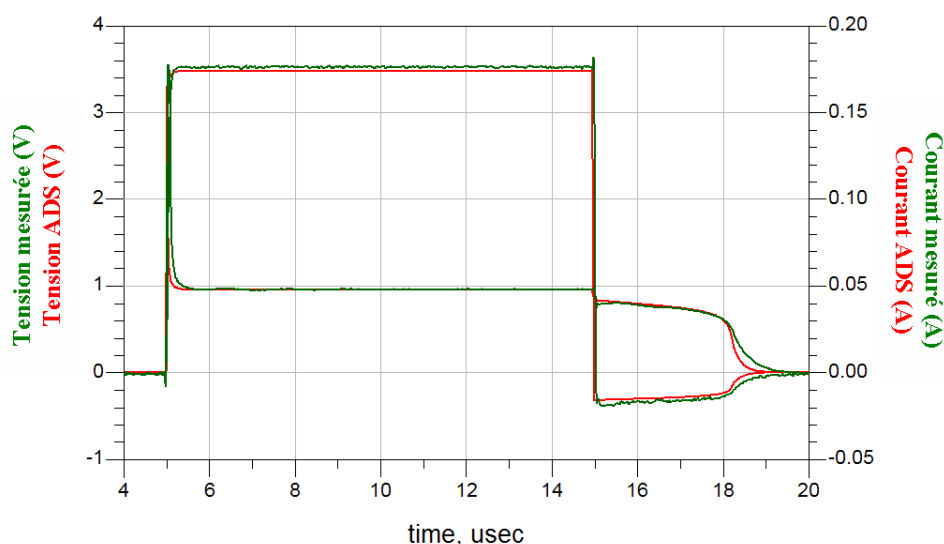


FIG. 4.16 – Mesure et simulation du temps de recouvrement dans la diode de $52\mu m$ pour une tension inverse de 0V

La figure 4.17 représente le cas d'un signal carré symétrique d'amplitude +10V et -10V appliqué via la résistance de 50Ω du générateur à la diode de $52\mu m$. Le courant direct dans la diode est toujours de 175mA mais le temps de commutation est maintenant beaucoup plus faible : 500ns.

Dans ces deux conditions de fonctionnement, le modèle reproduit très bien les tensions et courants dans le temps à l'image de ceux mesurés. Afin d'entériner la validation du modèle en commutation, nous avons utilisé une diode très épaisse $150\mu m$ pour laquelle le temps de commutation est très important. La figure 4.18 présente les résultats pour un signal carré de niveau haut 10V et de niveau bas 0V. Le modèle prédit alors précisément

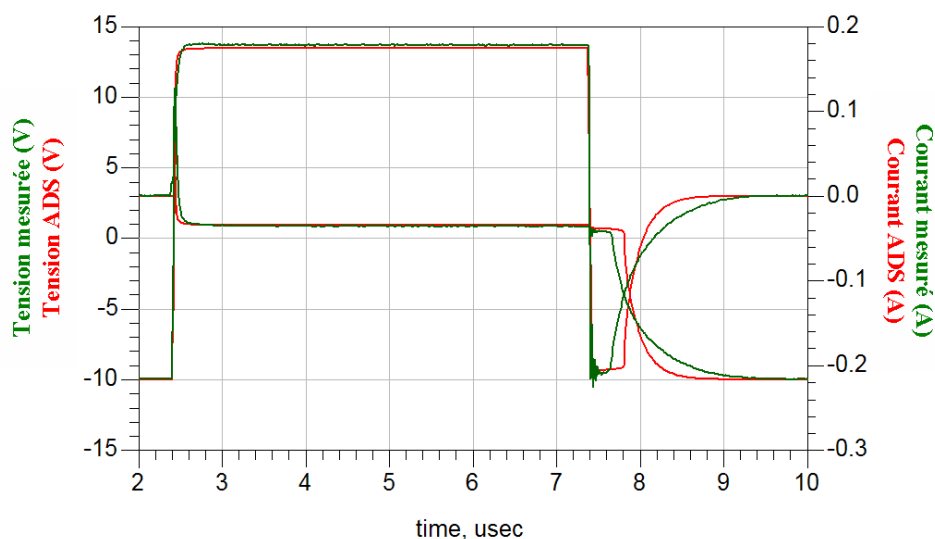


FIG. 4.17 – Mesure et simulation du temps de recouvrement dans la diode de $52\mu m$ pour une tension inverse de $-10V$

un courant direct de $185mA$ et un temps de recouvrement de $30\mu s$.

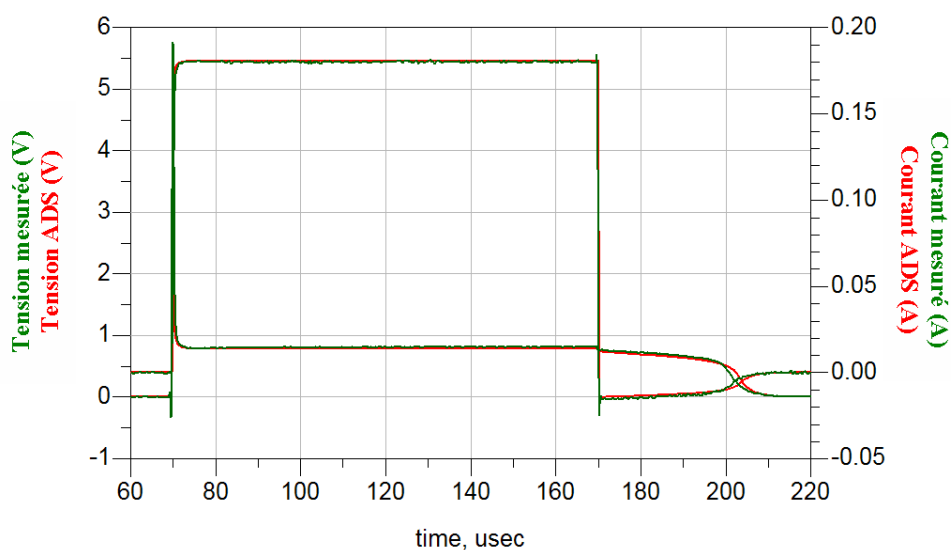


FIG. 4.18 – Mesure et simulation du temps de recouvrement dans la diode de $150\mu m$ pour une tension inverse de $0V$

4.3.3 Caractérisation des diodes en puissance à 2GHz (Load-Pull)

- *Description du banc de mesure*

Le banc de mesure en puissance “load-pull” décrit sur la figure 4.19 a été utilisé afin de valider le modèle électrothermique non-linéaire de la diode. Ce banc permet d’effectuer

des mesures de puissance calibrées dans le plan du composant et de mesurer précisément le coefficient de réflexion en entrée du dispositif en fonction du niveau de puissance du signal d'excitation [4, 5]. Ce banc permet de faire varier l'impédance de charge et ainsi d'observer les performances du composant en fonction de la charge présentée. Dans le cas de la diode p-i-n, nous limiterons notre étude à une charge 50Ω purement résistive.

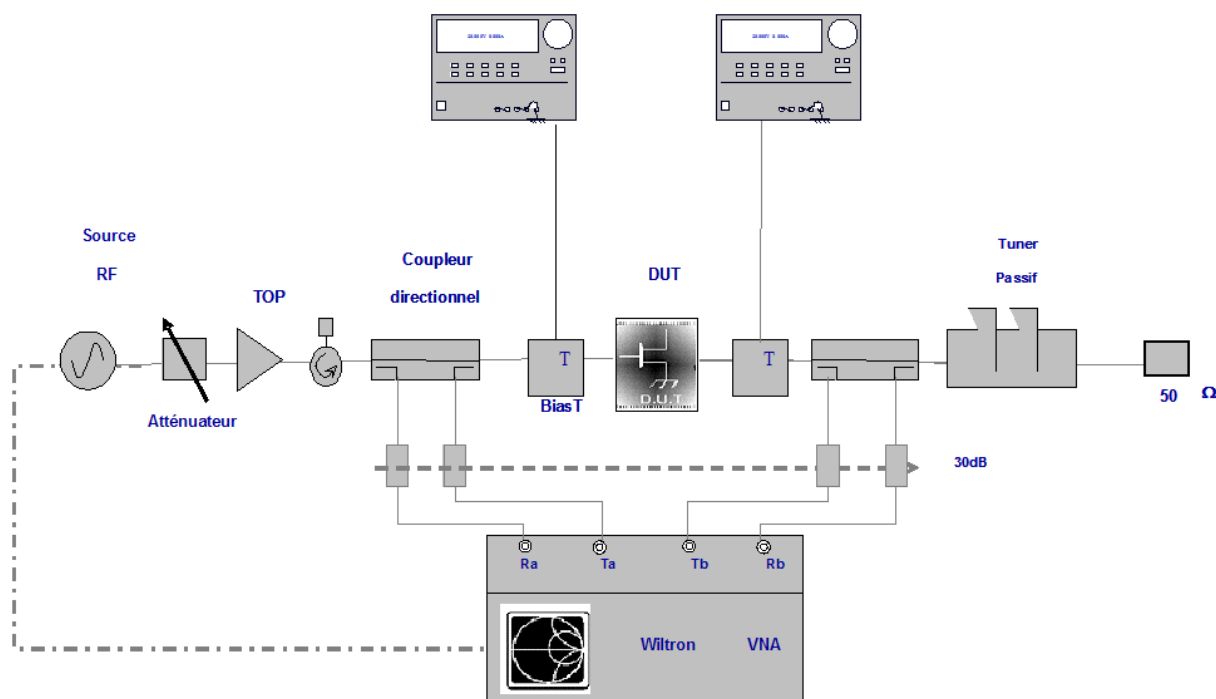


FIG. 4.19 – Description du banc de mesure en puissance “load-pull”

Ce banc présente également la possibilité d'effectuer les mesures en impulsion. Ceci permet d'étudier les effets thermiques sur les caractéristiques en puissance du composant en mesurant les grandeurs électriques à différents instants dans l'impulsion de puissance.

- *Mesures en puissance à 2GHz en CW*

Afin de valider en puissance le modèle électrothermique, il est nécessaire de se placer dans le cas le plus complexe à modéliser c'est-à-dire lorsque la diode fonctionne en autopolarisation. Pour cela, la diode montée en parallèle à la ligne de transmission sur son support de test est du point de vue du continu rebouclée à la masse par une résistance de 65Ω via le té de polarisation (figure 4.20). Nous avons choisi de travailler à la fréquence de 2GHz en raison de la disponibilité d'une source forte puissance. Les mesures sont dans un premier temps effectuées en CW.

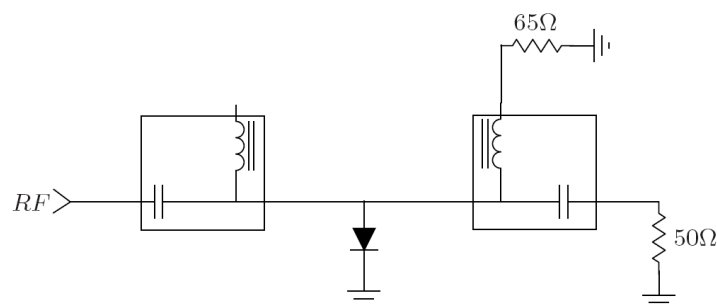


FIG. 4.20 – Montage de la diode pour les mesures en puissance

Les paramètres d'entrée du modèle pour les diodes utilisées pour la validation en puissance sont listés dans le tableau 4.2.

Épaisseur de la zone I	I_S	I_{rec}	R_S	N	TT	τ
$2.2\mu m$ (EH60034)	$2.6 \cdot 10^{-18}$	$1.04 \cdot 10^{-17}$	1.48	1.012	$1 \cdot 10^{-10}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$
$5\mu m$ (EH622)	$3.1 \cdot 10^{-17}$	$2.6 \cdot 10^{-17}$	0.52	0.965	$1.5 \cdot 10^{-9}$	$5.2 \cdot 10^{-6}$
$21\mu m$ (EH50254)	$3.31 \cdot 10^{-16}$	$1.24 \cdot 10^{-18}$	0.25	0.87	$1.3 \cdot 10^{-7}$	$4.5 \cdot 10^{-6}$

Épaisseur de la zone I	R_{I-1A}	$R_{I max}$	$R_{I min}$	C_{J0}	ϕ	V_{PT}	M
$2.2\mu m$ (EH60034)	$1.15 \cdot 10^{-6}$	1000	$2 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-13}$	0.7	1.5	0.36
$5\mu m$ (EH622)	$1.5 \cdot 10^{-5}$	2000	$2 \cdot 10^{-3}$	$8.1 \cdot 10^{-13}$	0.7	4	0.29
$21\mu m$ (EH50254)	$1.4 \cdot 10^{-3}$	3500	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-13}$	0.7	6	0.47

 TAB. 4.2 – Paramètres d'entrée du modèle circuit ADS pour les diodes de $2.2\mu m$, $5\mu m$ et $21\mu m$

La figure 4.21 présente l'évolution de la puissance disponible à la charge mesurée et simulée en fonction de la puissance incidente pour une diode très mince EH60034 ($2.2\mu m$ d'épaisseur de zone I).

Nous pouvons remarquer que le modèle reproduit de manière remarquable le comportement en puissance de la diode de $2.2\mu m$. Étudions le comportement du modèle pour des diodes plus épaisses. La figure 4.22 montre l'évolution de la puissance transmise mesurée et simulée en fonction de la puissance incidente pour la diode de $5\mu m$. La figure 4.23 présente les résultats obtenus dans le cas où la diode de $5\mu m$ est polarisée par un courant extérieur de 10mA à travers la résistance de 65Ω .

La figure 4.24 présente l'évolution de la puissance transmise à la charge mesurée et simulée en fonction de la puissance incidente pour une diode de $21\mu m$ d'épaisseur de zone I. La figure 4.25 présente les résultats obtenus pour un courant de 10mA pour cette même diode.

Pour des diodes plus épaisses, les mesures montrent un effet surprenant au niveau de la caractéristique en puissance lorsque la diode fonctionne en auto-polarisation. La

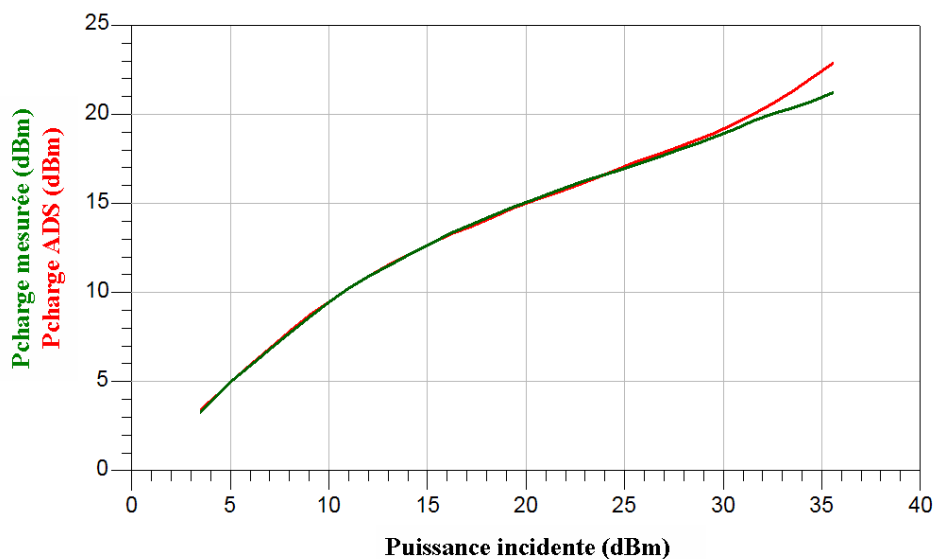


FIG. 4.21 – Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $2.2\mu\text{m}$ en auto-polarisation

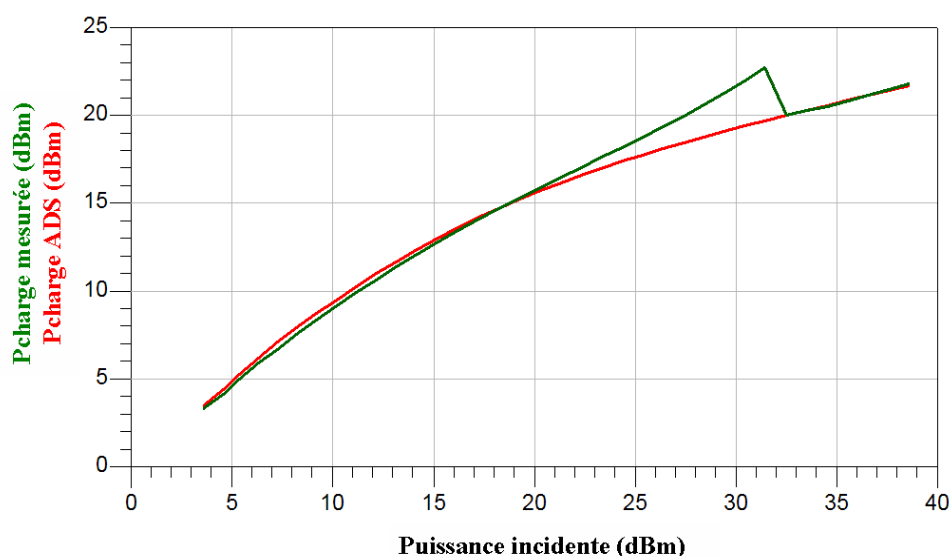


FIG. 4.22 – Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $5\mu\text{m}$ en auto-polarisation

diode entre brutalement en conduction à partir d'un certain seuil de puissance et donc la puissance transmise à la charge chute brutalement. Plus la diode est épaisse, plus cet effet semble prononcé.

Ce phénomène a déjà été mis en évidence dans la littérature [6, 7, 8], et il a été remarqué que cet effet est inexistant pour des diodes présentant des zones I inférieures à $2\mu\text{m}$, confortant ainsi les résultats obtenus. Ce phénomène s'explique par le fait qu'à puissance faible ou modérée, la majeure partie des porteurs injectés durant l'alternance positive est collectée durant l'alternance négative en raison du temps de transit important

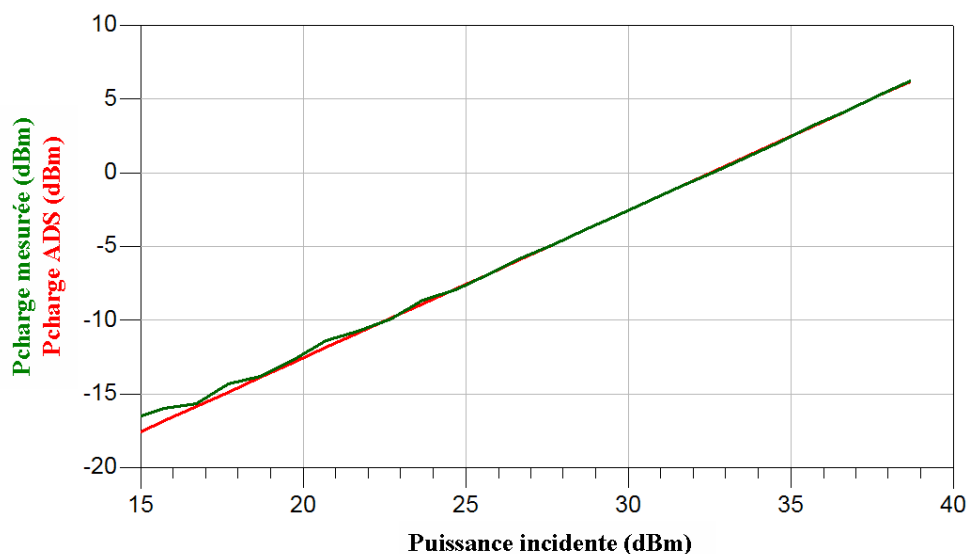


FIG. 4.23 – Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $5\mu m$ pour un courant de polarisation de 10mA

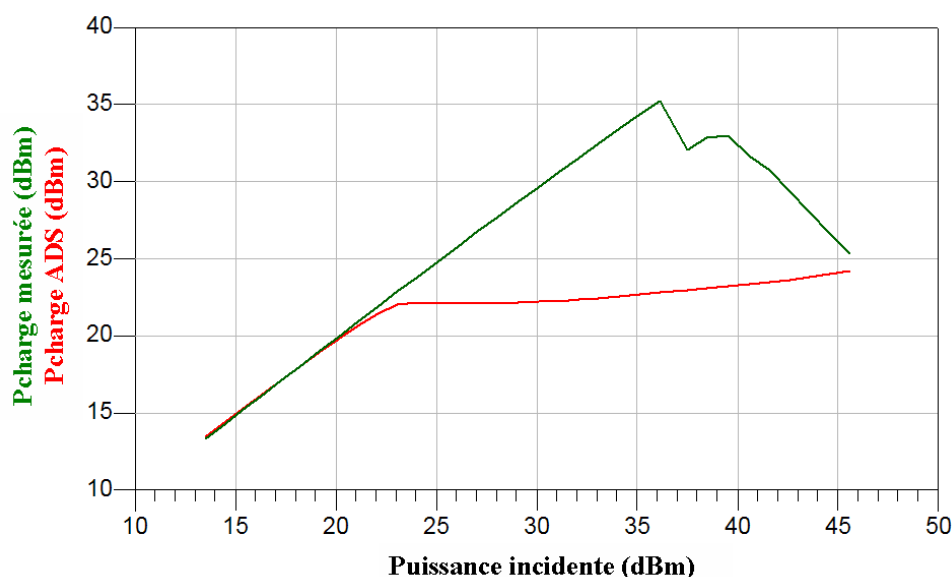


FIG. 4.24 – Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $21\mu m$ en auto-polarisation

dans les diodes p-i-n vis-à-vis de la fréquence du signal, la zone de charge d'espace n'arrive alors pas à être compensée.

A forte puissance, étant donnée l'importante quantité de porteurs injectés dans la diode, une charge s'installe peu à peu au fil des alternances positives du signal RF et compense peu à peu la zone de charge d'espace. Plus la zone de charge d'espace est compensée, plus il est alors facile au cycle suivant du signal RF de charger la diode. Ainsi, la diode rentre brutalement en conduction à partir d'une puissance de seuil sous condition

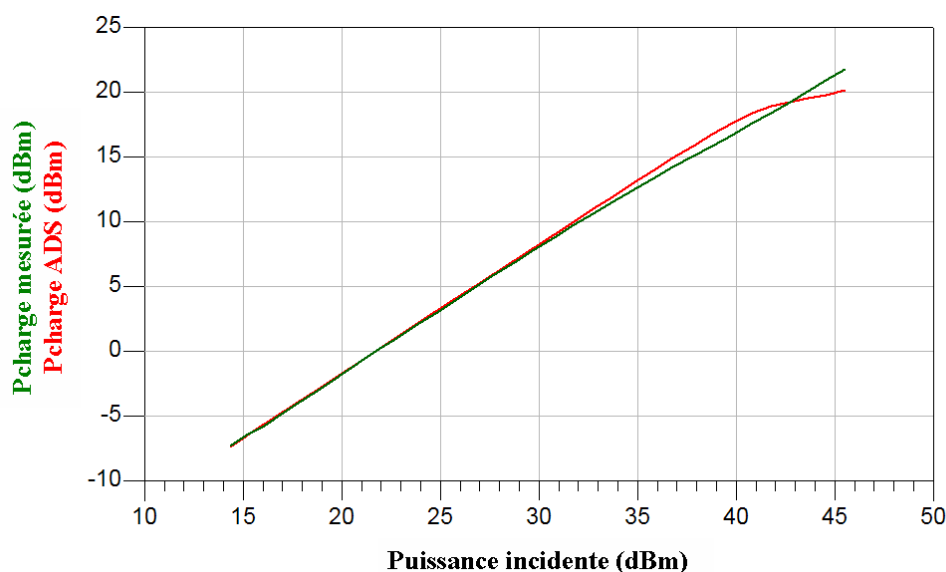


FIG. 4.25 – Caractéristique en puissance mesurée et simulée de la diode de $21\mu m$ pour un courant de polarisation de 10mA

d'un nombre de période du signal RF suffisant. Ce phénomène s'accompagne en théorie d'un phénomène d'hystérésis [6]. La puissance de seuil dépend de l'état initial de la diode. Si la diode est initialement bloquée et que la puissance du signal augmente, la puissance de transition sera supérieure à celle observée lorsque la diode est initialement passante et que la puissance diminue.

En raison de la nature du phénomène, la puissance de seuil est fonction de l'épaisseur de la zone I et de la fréquence du signal appliqué. Pour une diode d'épaisseur donnée, la puissance de seuil augmentera avec la fréquence du signal RF. De la même manière, à une fréquence donnée, la puissance de seuil augmentera avec l'épaisseur de la zone I [7].

Le modèle ne peut pas rendre compte de ce phénomène du fait que pour une puissance incidente donnée, il peut exister deux puissances de sortie selon l'état initial de la diode ce qui entraînerait irrémédiablement une instabilité du modèle. Cependant, les comparaisons entre les mesures et les simulations pour la diode de $5\mu m$ montrent que le modèle prédit bien la puissance de sortie avant et après l'apparition de ce phénomène.

Pour la diode de $21\mu m$, le modèle prédit que la puissance à 1dB de compression sera plus élevée que pour la diode de $5\mu m$ en conformité avec la théorie mais la présence importante du phénomène de mise en conduction brutale de la diode entraîne une erreur beaucoup plus grande entre les simulations et la mesure. Cependant, si nous avons pu disposer d'une puissance de source plus importante, nous pourrions voir qu'au delà du phénomène de cassure, les puissances mesurées et simulées convergeraient vers des mêmes valeurs comme cela a été le cas pour la diode de $5\mu m$.

Dès lors qu'une polarisation est appliquée aux diodes de $5\mu m$ et $21\mu m$, les mesures

montrent que le phénomène disparaît totalement. Ceci se justifie par le fait que la zone de charge d'espace est préalablement compensée par le courant de polarisation. Ainsi, pour s'affranchir de ce phénomène la solution consiste à injecter un courant dans la diode par une source extérieure.

Dans le cas où un courant de polarisation est injecté, le modèle estime précisément l'isolation apportée par le circuit quelque soit l'épaisseur de la diode. En puissance, le facteur limitant du modèle est donc le phénomène de variation rapide d'impédance en auto-polarisation pour certaines diodes.

- *Mesures en puissance à 2GHz en mode pulsé*

Dans le cas des diodes de $2.2\mu m$ et $5\mu m$, le modèle a su prédire correctement la puissance transmise à la charge. Nous allons maintenant observer sur l'abaque Smith pour la diode de $5\mu m$, l'évolution de l'impédance d'entrée mesurée et simulée de la diode à $f_0 = 2GHz$ en fonction de la puissance incidente (figure 4.26).

Des impulsions de puissance de $150\mu s$ et de facteur de forme 50% sont injectées dans le composant afin de visualiser les effets thermiques sur le comportement de la diode. En fonctionnement pulsé, il nous est possible d'injecter des puissances plus importantes.

Les mesures ont montré que l'impédance à f_0 de la diode varie peu au cours de l'impulsion du fait que la température varie en même temps que le courant de polarisation comme nous le verrons par la suite.

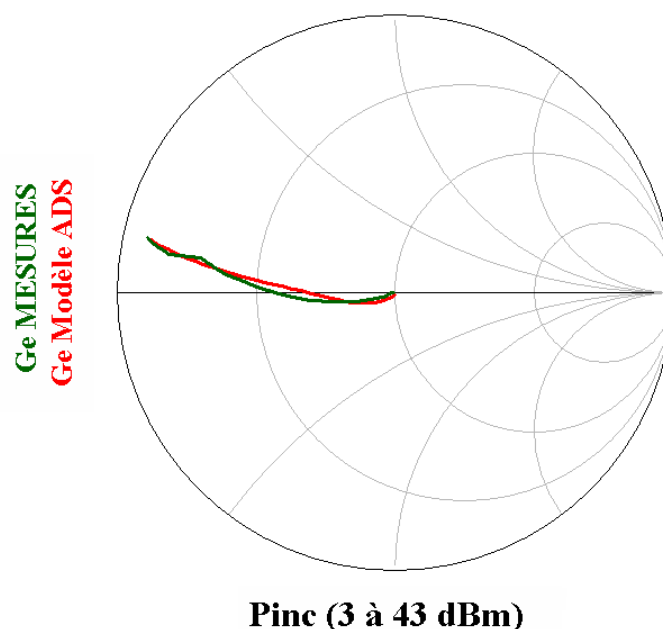


FIG. 4.26 – Impédance d'entrée à $f_0 = 2GHz$ de la diode de $5\mu m$ en fonction de la puissance de source

Les mesures ont montré que le courant d'auto-polarisation varie de manière significative dans l'impulsion RF en raison des effets thermiques dans la diode. Afin de valider le comportement en température du modèle électrothermique, nous allons comparer les courants d'auto-polarisation pour une puissance incidente de 43dBm mesurés et simulés en transitoire d'enveloppe. Le régime thermique établi demande plusieurs impulsions de puissance avant de s'installer. Par conséquent, la comparaison entre les mesures et les simulations ne pourra se faire que lorsque nous obtiendrons en simulation quasiment le régime thermique établi (figure 4.27).

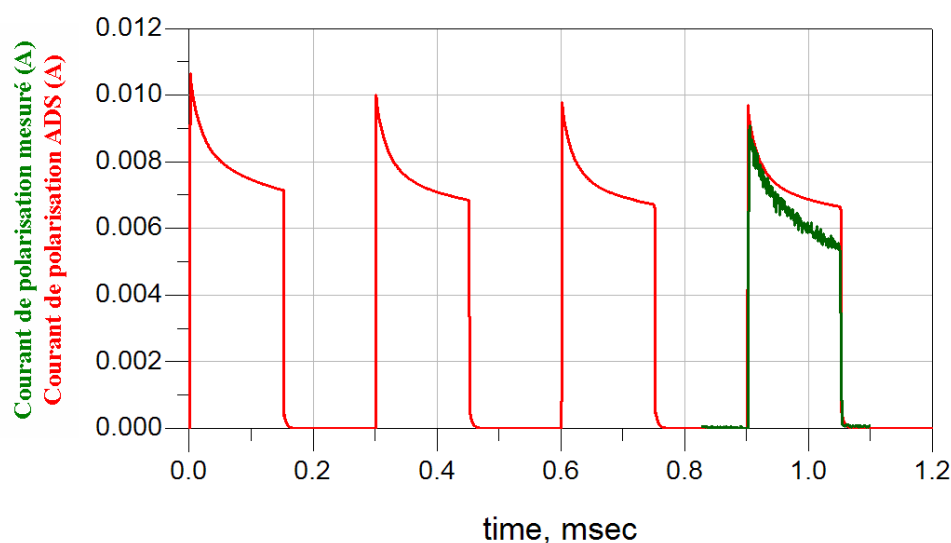


FIG. 4.27 – Courant d'auto-polarisation dans la diode de $5\mu m$ pendant l'impulsion RF pour une puissance de 43dBm

De manière additionnelle, il est intéressant d'observer la température de jonction dans la diode associée à la simulation de la figure 4.28.

Le modèle électrothermique de la diode permet d'estimer précisément, en plus de la puissance transmise à la charge, l'impédance de la diode en fonction de la puissance d'entrée. Le modèle électrothermique a également su prédire l'évolution du courant de polarisation dans l'impulsion en raison de l'auto-échauffement de la diode.

4.3.4 Principe du banc de mesure LSNA

Le système LSNA (Large Signal Network Analyser) permet d'acquérir l'amplitude et la phase, des quatre signaux RF (ondes incidentes et ondes réfléchies du quadripôle) issus du dispositif sous test, à la fréquence fondamentale et aux fréquences harmoniques [9]. Ainsi, il est possible à partir de ces signaux d'obtenir les tensions et courants au niveau du dispositif. La connaissance du spectre des tensions et courants dans les plans du DUT permet de reconstituer par la suite les signaux RF dans le domaine temporel en effectuant

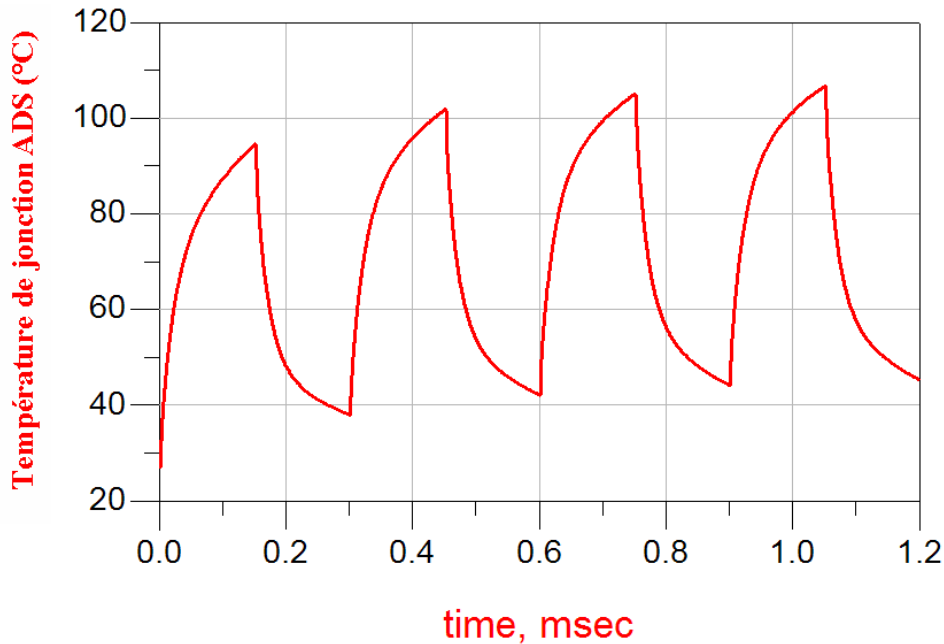


FIG. 4.28 – Température simulée dans la diode de $5\mu\text{m}$ pendant les impulsions RF pour une puissance de 43dBm

une transformation de Fourier inverse [10, 11, 12]. Le LSNA ne s'appuie donc pas sur un échantillonnage direct du signal temporel mais sur une mesure du spectre de chacun des signaux RF pour obtenir ensuite les formes temporelles.

4.3.5 Mesures temporelles en puissance à 2GHz (LSNA)

Les mesures temporelles des tensions et courants dans les plans d'entrée et de sortie ont été effectuées en fonctionnement CW à la fréquence de 2GHz en prenant en considération 10 harmoniques. Afin de se positionner dans un cas complexe, la diode fonctionne comme précédemment en auto-polarisation. Le courant DC est rebouclé sur une résistance de 65Ω via le té de polarisation.

A partir des tensions et courants dans les plans d'entrée (V_1, I_1) et de sortie (V_2, I_2), il est possible de déduire la tension aux bornes de la diode et le courant dans la diode.

La tension aux bornes de la diode est égale à la tension dans le plan de sortie (V_2) car la puissance transmise à la charge est faible et par conséquent la chute de tension dans le fil d'or est négligeable. Ceci n'est pas le cas pour le fil d'or en amont de la diode qui est traversé par un courant très important.

Le courant dans la diode est la somme des courants des plans d'entrée et de sortie si ils sont tous les deux définis comme rentrant dans le quadripôle ($I_d = I_1 + I_2$).

Les caractéristiques en puissance obtenues sur les diodes de $2.2\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$ et $21\mu\text{m}$ sont rigoureusement identiques à celles obtenues avec le banc Load-Pull. Les mesures LSNA

présentées ici sont celles obtenues pour la diode EH622 de $5\mu\text{m}$ d'épaisseur de zone I. Nous avons vu précédemment qu'il existait pour cette diode une zone où l'impédance de la diode varie brutalement et ne peut être décrite par le modèle. Les comparaisons des formes temporelles devront donc avoir lieu pour des puissances incidentes plus importantes ou plus faibles que la puissance entraînant ce changement brutal d'impédance. La figure 4.29 présente les tensions et courants mesurés et simulés de la diode EH622 pour une puissance incidente de 23dBm. Les simulations ont été effectuées en HB (Harmonic Balance) avec 10 harmoniques pour être dans les mêmes conditions qu'en mesure.

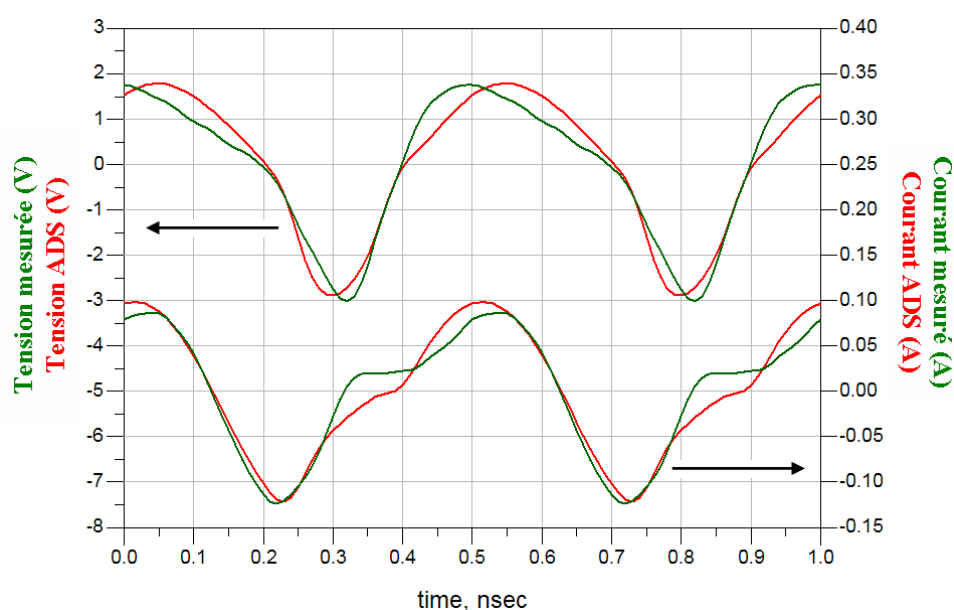


FIG. 4.29 – Tensions et courants dans la diode de $5\mu\text{m}$ à 2GHz pour une puissance de 23dBm

Pour une puissance de 23dBm, la diode entre en conduction et s'auto-polarise. De ce fait, les tensions et courants varient de manière non-linéaire. Il est important de noter que la tension et le courant instantanés ne suivent plus à cette fréquence la caractéristique courant-tension de la diode. La tension aux bornes de la diode atteint près de 2V pendant l'alternance positive pour un courant proche de 100mA. La figure 4.30 présente les tensions et courants mesurés et simulés de la diode EH622 pour une puissance incidente de 38dBm.

A la fréquence de mesure de 2GHz et à une puissance de 38dBm, la diode conduit totalement. Le courant dans la diode devient presque parfaitement sinusoïdal car les charges ne peuvent plus être totalement évacuées durant l'alternance négative. La variation de la tension est non-linéaire et réduite en raison de l'effet limiteur induit par la diode, c'est-à-dire que la diode s'auto-polarise fortement et présente maintenant une résistance très faible. Étudions maintenant les formes des tensions et courants mesurés et simulés dans le cas où la diode est polarisée par un courant extérieur de 10mA (figure 4.31).

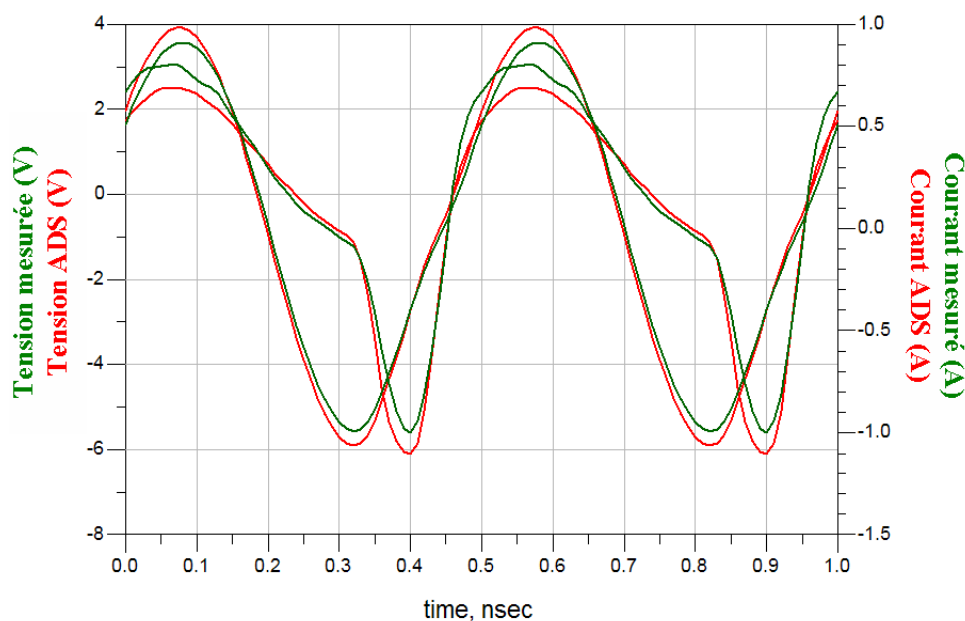


FIG. 4.30 – Tensions et courants dans la diode de $5\mu\text{m}$ à 2GHz pour une puissance de 38dBm

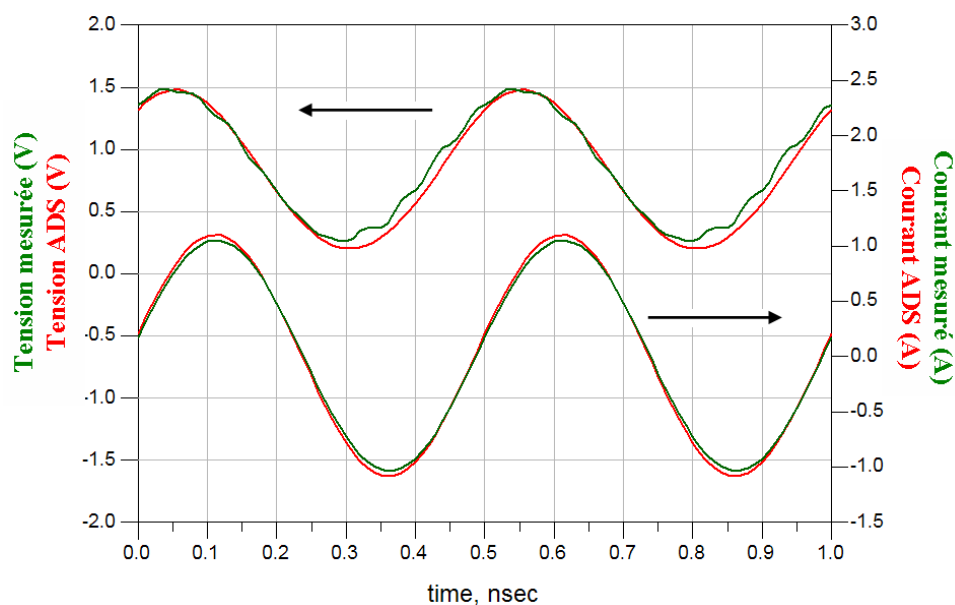


FIG. 4.31 – Tensions et courants dans la diode de $5\mu\text{m}$ à 2GHz pour une puissance de 38dBm et un courant de polarisation de 10mA

Dès lors qu'un courant est injecté dans la diode, les tensions et courants sont presque purement sinusoïdaux. La diode se comporte alors comme une résistance pure aux fréquences RF. Ainsi, il apparaît clairement que si l'on souhaite diminuer les taux de distorsions dans une diode p-i-n, il suffit d'injecter un courant de polarisation suffisamment élevé vis-à-vis de la puissance RF à supporter.

Les mesures LSNA donnent des informations essentielles qui sont les formes temporelles des tensions et courants pour valider de manière efficace le comportement du modèle à hautes fréquences. En effet, les informations obtenues sont plus complètes que pour des mesures en puissance fréquentielles. Le modèle a montré qu'il décrit très bien les tensions et courants RF dans la diode en condition d'auto-polarisation pour différentes puissances incidentes (23dBm et 38dBm) mais également lorsqu'un courant est injecté dans la diode.

4.3.6 Mesures d'intermodulations IM2 et IM3 autour de 2GHz (LSNA)

Pour terminer les validations du modèle électrothermique de la diode p-i-n, des mesures des produits d'intermodulation d'ordre 2 et 3 ont été effectuées à l'aide du banc de mesure LSNA. Deux porteuses de même puissance et espacées de 100kHz autour de 2GHz sont injectées dans la diode. Les mesures d'intermodulation sont faites à partir de l'analyse de la puissance disponible à la charge.

Le produit d'intermodulation d'ordre 2 est défini comme l'écart entre l'amplitude de la puissance de sortie à f_1 et l'amplitude de la composante à la fréquence $f_1 + f_2$. De la même manière, le produit d'intermodulation d'ordre 3 est l'écart entre l'amplitude du signal de sortie à f_1 et à $2f_1 - f_2$. Généralement, l'IM2 est inexistant dans les transistors car la composante à $f_1 + f_2$ est filtrée. Ceci n'est pas le cas pour les applications à diode p-i-n car non seulement elle n'est pas filtrée mais est plus importante en amplitude que la composante à $2f_1 - f_2$ [13].

La figure 4.32 présente les produits IM2 et IM3 mesurés en fonction de la puissance de source d'une des porteuses pour la diode EH622 ($5\mu m$) en auto-polarisation.

Le phénomène de chute brutale de l'impédance observé sur la caractéristique en puissance de la diode en auto-polarisation se retrouve sur l'IM3. Le modèle décrit de manière acceptable le comportement de la diode en intermodulation. Cependant, à faible puissance le modèle décrit de manière peu fiable l'évolution des produits d'intermodulation. Des efforts restent donc à faire au niveau de la partie inverse du modèle de la diode qui influe directement sur les produits d'intermodulation à faibles puissances. Lorsque la diode est polarisée, les produits d'intermodulation deviennent très faibles et plus complexes à mesurer. La diode se comportant presque comme une résistance pure comme nous avons pu le voir précédemment. Un analyseur de spectre présentant une grande dynamique de mesure serait alors plus approprié pour réaliser ce type de mesures.

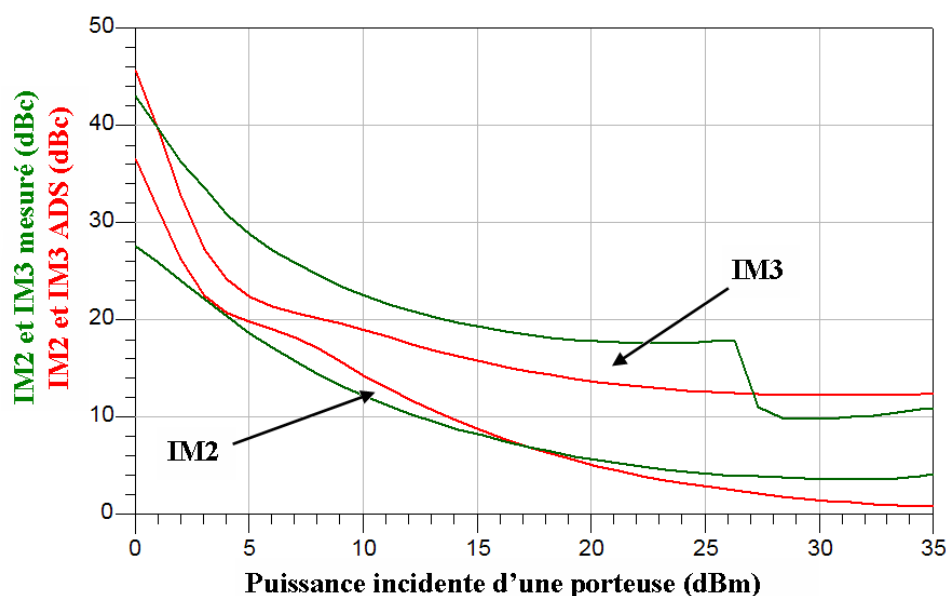


FIG. 4.32 – IM2 et IM3 autour de 2GHz pour un Δf de 100kHz dans le cas de la diode de $5\mu m$ en auto-polarisation

4.4 Application à la modélisation d'un limiteur bande S existant

Afin de répondre au besoin de détection de nouvelles menaces, notamment celles correspondant aux missiles balistiques, les radars actuels et futurs devront émettre des puissances moyennes plus importantes. Dans le cas des radars bande S, cette exigence se traduit par une puissance émise par le TR-Module de l'ordre de quelques kilowatts associée à une largeur d'impulsions pouvant atteindre plusieurs centaines de microsecondes. Ces nouvelles performances ont un impact important sur la façon de réaliser le circuit limiteur chargé de la protection des chaînes de réception. En effet, celui-ci voit sa tenue en puissance augmenter par rapport aux circuits actuels.

Pour améliorer la conception et la tenue en puissance des limiteurs, l'utilisation de modèles performants s'impose. Avant d'utiliser le modèle circuit non-linéaire qui a été développé pour réaliser une conception, nous avons décidé de l'utiliser pour la rétro-simulation d'un limiteur existant.

Le but principal de cette partie est donc de réussir à prédire avec précision les performances d'un limiteur bande S existant à l'aide du modèle. Ce limiteur a une tenue en puissance de l'ordre de 300W pendant $200\mu s$ pour un facteur de forme de 10%. Pour tenir de telles puissances, ce limiteur est un limiteur actif, c'est-à-dire qu'un circuit extérieur aux diodes a la fonction d'injecter un courant de polarisation dans les diodes. Pour le limiteur utilisé ici, cette fonction est assurée par une diode schottky placée derrière un coupleur. Le schéma de principe de ce limiteur est présenté figure 4.33.

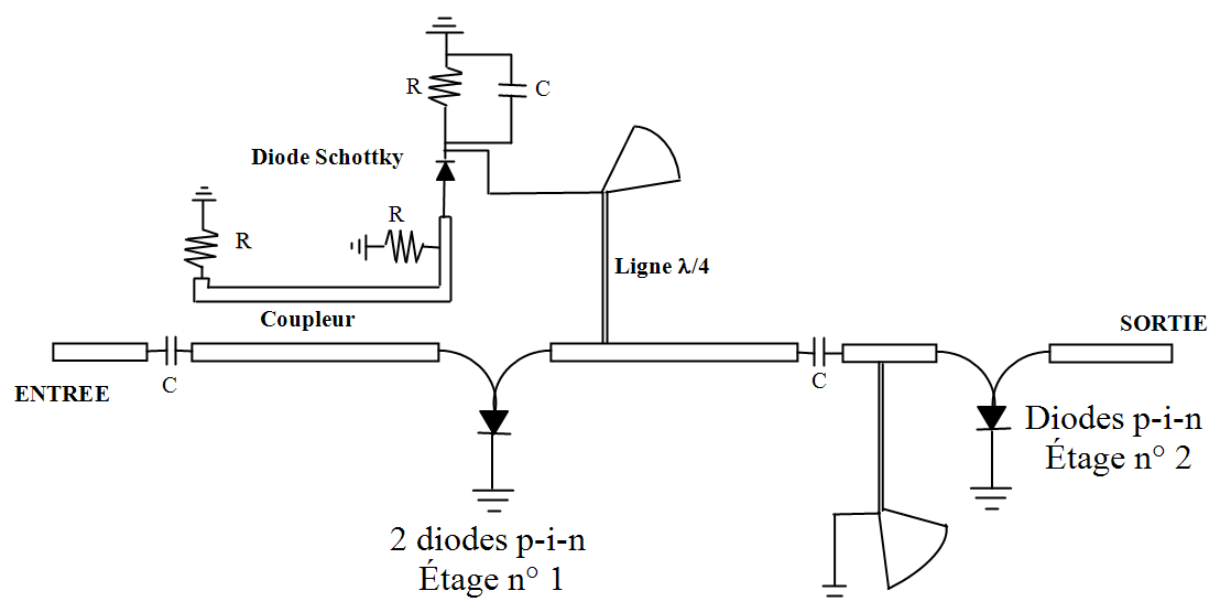


FIG. 4.33 – Schéma de principe du limiteur bande S

Le premier étage de limitation est formé de 2 diodes p-i-n silicium EH622 ($5\mu m$) placées en parallèle sur la ligne de propagation. Le nombre et le choix des diodes p-i-n ont été fixés suivant les paramètres de tenue en puissance et d'adaptation du circuit (liée à la capacité de jonction de la diode). Ces diodes sont reportées à haute température ou par soudure eutectique sur un dissipateur en cuivre afin de réduire l'élévation de la température de jonction des diodes. Le second étage de limitation permet de réduire les fuites résiduelles (<20 dBm) en sortie limiteur et arrivant sur l'entrée de l'amplificateur faible bruit. Il est réalisé à l'aide d'une diode p-i-n EH60034 ($2.2\mu m$) placée à une distance du premier étage égale au quart d'onde afin de maximiser l'atténuation.

Ce limiteur est également équipé d'un circuit de détection. Une fraction du signal hyperfréquence, à l'entrée du limiteur et en sortie du premier étage, est ainsi transmise par couplage hyperfréquence au détecteur. Le circuit de détection (diode schottky et filtre passe bas R-C) génère à sa sortie un courant continu image de la puissance incidente en entrée du limiteur. Ce courant est injecté dans les diodes p-i-n du premier étage afin d'abaisser au maximum leur résistance série. Ceci a pour conséquence de réduire la puissance dissipée dans la diode et donc de limiter l'élévation de la température de jonction. Le choix de la diode schottky est lié au courant de polarisation souhaité mais également à la dynamique de puissance vue par celle-ci. Une photo du limiteur est présentée figure 4.34.

Actuellement, la conception des limiteurs s'effectue de manière rudimentaire du fait qu'il n'existe pas de modèles fiables applicables quelques soient les conditions de fonctionnement. A très faible niveau de puissance, la diode est simplement modélisée

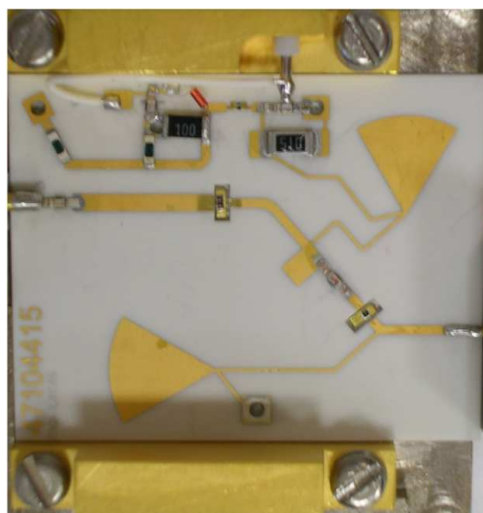


FIG. 4.34 – Photographie du circuit du limiteur bande S

par une capacité et à forte puissance la diode est modélisée par une résistance pure souvent égale à la résistance série de la diode. A ce jour, il est donc impossible d'évaluer le comportement en puissance du limiteur. Fréquemment, on estime l'isolation maximum du limiteur en utilisant les valeurs des résistances séries des diodes. Les résultats obtenus en pratique sont souvent alors très éloignés de ceux espérés. L'objectif de l'utilisation d'un modèle est donc de prédire précisément la puissance de sortie sur toute la gamme de puissance d'utilisation du limiteur.

Les mesures sur le limiteur ont été effectuées pour des impulsions de $10\mu s$ et un facteur de forme de 10%. La puissance appliquée varie sur une large gamme allant de 10mW à 300W.

La figure 4.35 présente la caractéristique en puissance mesurée et simulée du limiteur pour la fréquence basse de la bande d'utilisation et la figure 4.36 montre l'isolation du limiteur en fonction de la puissance d'entrée.

Les figures 4.37 et 4.38 présentent la caractéristique en puissance et l'isolation mesurées et simulées du limiteur pour la fréquence haute de la bande d'utilisation.

Les caractéristiques en puissance du limiteur font apparaître une chute brutale de la puissance de sortie en raison de la présence des diodes de $5\mu m$ sur le premier étage. Ces diodes, comme nous avons pu le voir précédemment, présentent une variation rapide de leur impédance pour un niveau de puissance de seuil qui ne peut pas être reproduite par le modèle.

Le modèle prédit bien dans son ensemble la puissance de sortie pour les deux fréquences extrêmes d'utilisation du limiteur. Cependant, on s'aperçoit que le limiteur conduit en pratique pour une puissance plus faible qu'en simulation. C'est le second étage du limiteur qui rentre en conduction en premier car la diode est plus mince que sur le premier étage.

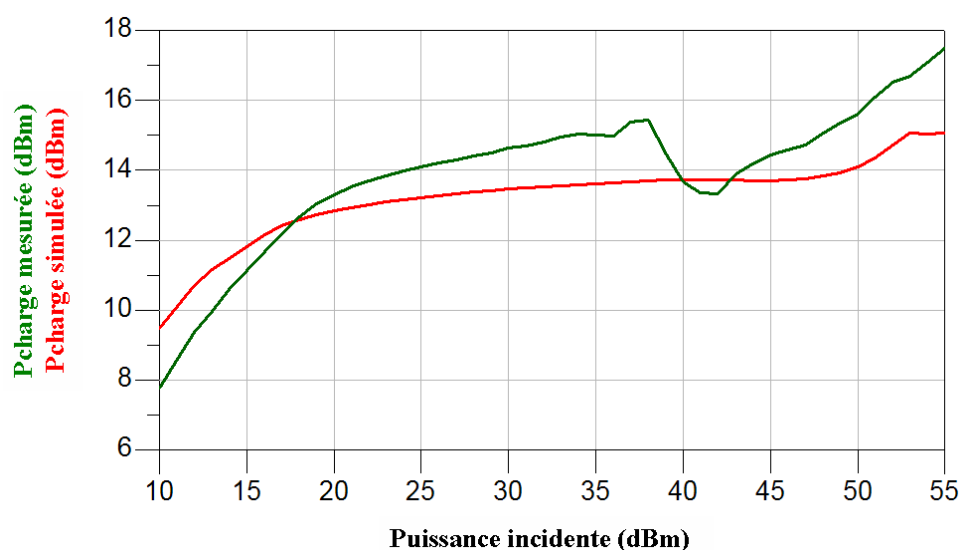


FIG. 4.35 – Caractéristique en puissance mesurée et simulée du limiteur pour la fréquence basse de la bande de fonctionnement

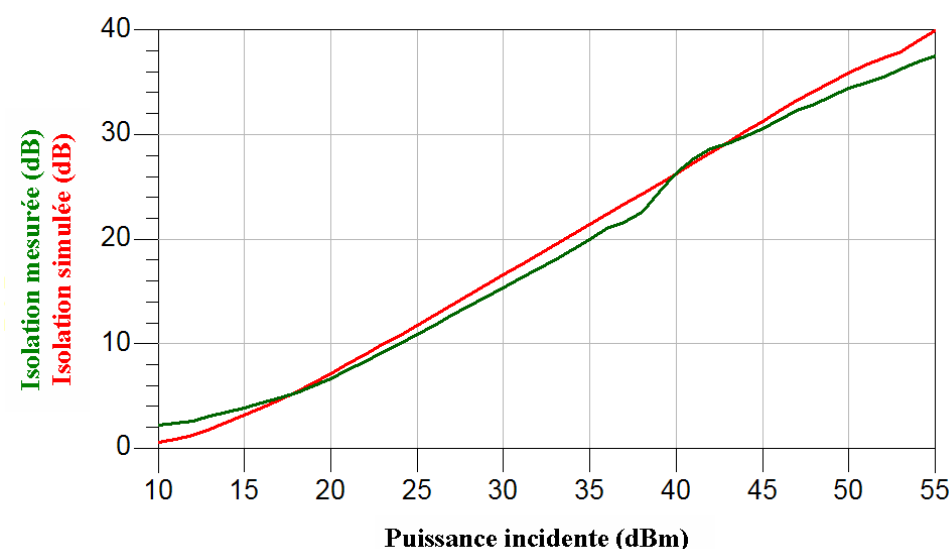


FIG. 4.36 – Isolation apportée par le limiteur en fonction de la puissance de source pour la fréquence basse de la bande de fonctionnement

Or, il a été vu que le comportement en puissance de la diode de $2.2\mu\text{m}$ était très bien modélisé. Cette différence s'explique donc facilement par le fait que les diodes utilisées dans le limiteur ne proviennent pas du même lot que les diodes qui ont été modélisées durant le travail de thèse. Malgré cela, les simulations ont permis d'évaluer avec peu d'erreur la puissance de sortie du limiteur sur une très large gamme de puissances.

Des mesures du spectre du signal en sortie du limiteur ont été effectuées pour quelques points de puissance. La figure 4.39 montre le spectre mesuré et simulé pour une puissance de source de 39.6dBm.

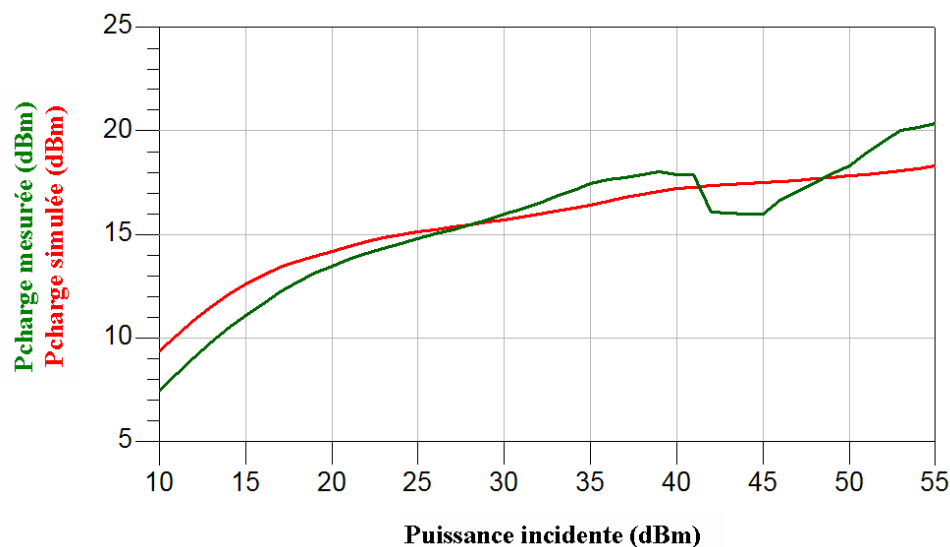


FIG. 4.37 – Caractéristique en puissance mesurée et simulée du limiteur pour la fréquence haute de la bande de fonctionnement

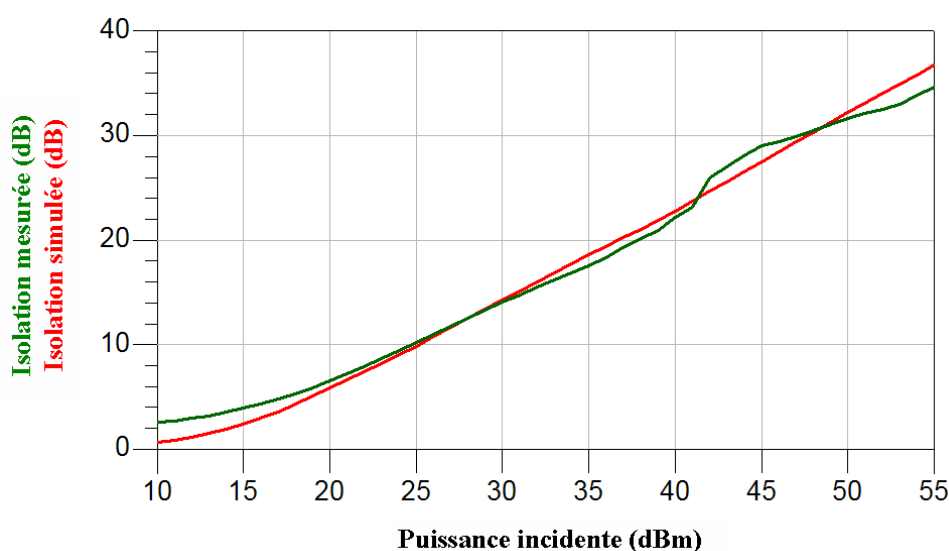


FIG. 4.38 – Isolation apportée par le limiteur en fonction de la puissance de source pour la fréquence haute de la bande de fonctionnement

L'étude du spectre mesuré et simulé montre une bonne correspondance entre la simulation et la mesure malgré que ce point de mesure soit situé dans une zone critique car il est proche de la zone de variation brutale de l'impédance de la diode de $5\mu m$.

Le modèle a permis d'estimer précisément la puissance de sortie d'un limiteur de puissance à 3 diodes p-i-n à différentes fréquences de fonctionnement. De plus, l'analyse du spectre en sortie du limiteur confirme la capacité du modèle à reproduire le fonctionnement de la diode.

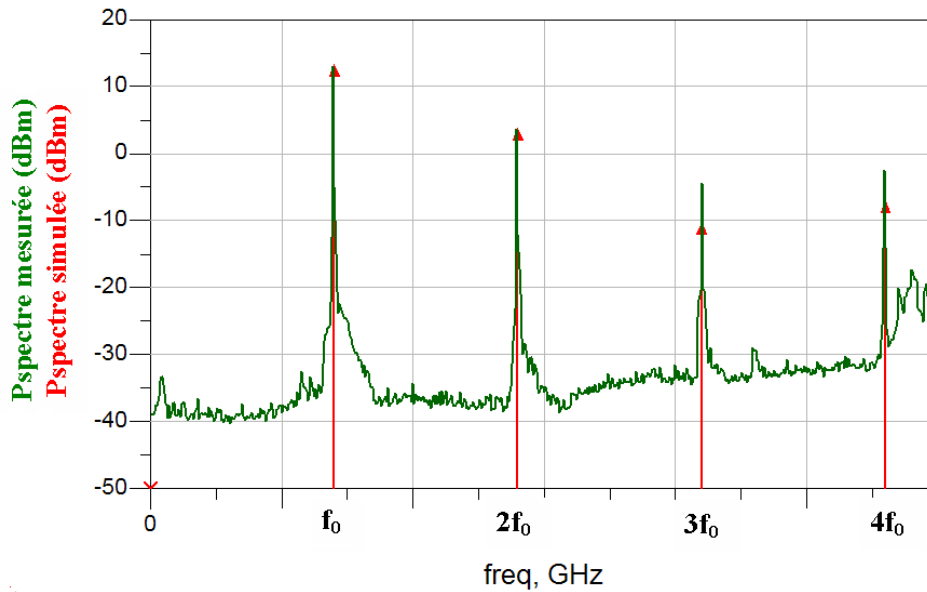


FIG. 4.39 – Spectre de puissance en sortie du limiteur pour une puissance incidente de 39.6dBm

4.5 Étude de la portabilité du modèle vers des diodes p-i-n grand gap (SiC ou GaN)

Avec l'augmentation croissante des puissances dans les applications radars notamment, des études ont été menées pour la réalisation de diodes p-i-n sur des matériaux dit "grand gap" comme le SiC [14]. Ces matériaux présentent l'avantage de pouvoir travailler à des températures de jonctions très élevées de l'ordre de 500°C et permettent d'obtenir des tensions de claquage 10 fois plus importantes que sur silicium. La conductivité thermique du SiC par exemple est également très élevée, elle est de l'ordre de $380\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ contre $150\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour le silicium.

Les essais effectués sur des diodes SiC ont permis de réaliser des commutateurs supportant plusieurs kilowatts en bande X avec des isolations de l'ordre de 25dB. Cependant, des améliorations au niveau de la fabrication de ces diodes sont à faire notamment pour la réalisation du contact ohmique sur la couche p^+ qui actuellement dégrade les performances de la diode. Des efforts restent également à faire pour l'obtention de substrats de plus grande pureté.

Le modèle de diode p-i-n qui a été décrit dans ce manuscrit s'appuie sur la physique des semiconducteurs. Par conséquent, il n'est pas spécifique à un matériau. Il a été validé sur silicium et est applicable sans précaution à l'arséniure de gallium (GaAs) même si celui-ci présente des mobilités d'électrons et de trous radicalement différentes. Théoriquement, le modèle est utilisable en l'état pour des matériaux "grand gap" si ceux-ci ne présentent pas d'effets particuliers (pièges).

Récemment, il a été mis en évidence au laboratoire XLIM que le GaN présente de nombreux effets de pièges [15]. Pour utiliser le modèle de diode p-i-n, il faudra alors ajouter au modèle décrit dans ce manuscrit, un modèle de piège rendant compte des temps de capture et de libération des porteurs dans le matériau.

En conclusion, le modèle de diodes p-i-n qui a été développé est à priori applicable à tous les matériaux, à condition que ceux-ci ne présentent pas d'effets qui leur sont spécifiques.

4.6 Conclusion

Le modèle électrothermique de la diode a été validé, sur des diodes présentant une large gamme d'épaisseurs de zone intrinsèque, par un grand nombre de campagnes de caractérisation dans différentes conditions de fonctionnement. Le modèle a montré dans chaque situation son aptitude à estimer avec précision le comportement réel de la diode.

Les comparaisons entre le modèle et les mesures ont permis d'observer une baisse de la précision du modèle pour des tensions de polarisation faible, ceci du fait que la condition de forte injection n'est pas réalisée et que la zone de charge d'espace n'est pas compensée. Ce phénomène avait déjà été mis en évidence lors de la comparaison des résultats du modèles circuit avec les simulations physiques ISE. Cependant, la diode p-i-n en hyperfréquence n'est que rarement utilisée dans cette zone de fonctionnement et donc ce phénomène n'est pas un facteur limitant à l'utilisation du modèle.

Les mesures en puissance en auto-polarisation ont permis de se rendre compte d'un phénomène particulièrement étonnant dans la diode p-i-n à haute fréquence. Cette variation rapide de l'impédance de la diode ne peut pas être pris en compte dans le modèle en raison de la nature du phénomène. D'autre part, le processus qui conduit à l'apparition de cet effet n'est que peu détaillé dans la littérature et mériterait une analyse plus fine via des simulations physiques comme le suggère la littérature. A l'issue de cette analyse, il serait alors peut-être possible de modéliser concrètement le phénomène dans un simulateur autre qu'un simulateur physique.

Le modèle électrothermique a également permis la rétro-simulation d'un limiteur bande S forte puissance utilisant plusieurs diodes. Les résultats obtenus valident avec succès le modèle développé et encouragent à poursuivre les validations du modèle pour des circuits micro-ondes existants. La validation du modèle pourrait également passer par la conception d'un limiteur ou d'un commutateur forte puissance à diodes p-i-n.

4.7 Bibliographie

- [1] R.H. Caverly and G. Hiller, “The small signal a.c. impedance of gallium arsenide and silicon p-i-n diodes,” *Solid State Electronics*, vol. 33, no. 10, pp. 1255-1263, 1990.
- [2] R.H. Caverly, “RF technique for determining the ambipolar carrier lifetime in pin RF switching diodes,” *Electronics Letters*, vol. 34, no. 23, pp. 2277-2278, Dec. 1998.
- [3] R.H. Caverly and X. Ma, “Nonlinear stored charge vs d.c. bias-current relationship under high-level injection in pin diodes,” *Solid State Electronics*, vol. 32, no. 4, pp. 329-332, 1989.
- [4] A. Ferrero, U. Pisani, “An improved calibration technique for on wafer large signal transistor characterization,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 42, no. 2, pp. 360-364, 1993.
- [5] Tony Gasseling, “Caractérisation non-linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO,” *Thèse de doctorat de l’université de Limoges*, 2003.
- [6] A.L. Ward, R.J. Tan and R. Kaul, “Spike Leakage of Thin Si PIN Limiters,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, no. 10, pp. 1879-1885, October, 1994.
- [7] I.V. Lebedev, A.S. Shnitnikov, I.V. Dyakov and N.A. Borisova, “Impedance properties of high-frequency pin diodes,” *Solid State Electronics*, vol. 42, no. 1, pp. 121-128, 1998.
- [8] N. Drozdovski and T. Takano, “Computer Modeling of Bistability Effect in P-I-N Diode Limiter Characteristic,” *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 10, no. 4, pp. 148-150, April, 2000.
- [9] J. Verspecht, P. Debie, A. Barel, L. Martens, “Accurate on wafer measurement of phase and amplitude of the spectral components of incident and scattered voltage waves at the signal ports of a non-linear microwave device,” *Conference record of the IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium 1995*, pp. 1029-1032, 1995.
- [10] Denis Barataud, “Etude et conception de systèmes de caractérisation fonctionnelle dans le domaine temporel de transistors de puissance radiofréquences et microondes,” *Thèse de doctorat de l’université de Limoges*, 1998.
- [11] J.P. Teyssier, S. Augaudy, D. Barataud, J.M. Nébus, R. Quéré, “Large-signal time domain characterization of microwave transistors under RF pulsed conditions,” *ARFTG Spring 2001 Digest*, pp. 45-48.
- [12] C. Charbonniaud, J.P. Teyssier and R. Quere, “Time-domain pulsed large-signal non-linear characterization of microwave transistors,” *33rd European Microwave Conference, 2003.*, vol. 1, pp. 241-244, 2003.

- [13] R.H. Caverly and G. Hiller, “Distortion in p-i-n Diode Control Circuit,” *Microwave Theory and Techniques Symposium*, vol. 35, no. 5, pp. 492-501, 1987.
- [14] Nicolas Camara, “Conception, réalisation et caractérisation de diodes p-i-n en carbure de silicium (SiC) pour applications micro-ondes de puissance,” *Thèse de doctorat de l’INPG, Grenoble*, 2006.
- [15] Cyril Lagarde, “Modélisation de transistor de puissance en technologie GaN : conception d’un amplificateur de type Doherty pour les émetteurs à puissance adaptative,” *Thèse de doctorat de l’université de Limoges*, 2006.

Conclusion générale

L'étude des nombreuses applications à diodes p-i-n a permis de montrer l'importance de disposer de modèles performants pour la conception des circuits par ordinateur (CAO) et l'utilité de la prise en compte des effets thermiques dans la diode afin d'estimer avec précision les grandeurs électriques de celle-ci. L'étude bibliographique des principaux modèles existants de diodes p-i-n hyperfréquence a mis en évidence leurs limitations pour une utilisation dans un simulateur circuit. De plus, ces modèles ne traitent généralement que d'une condition particulière de fonctionnement et négligent l'impact de la thermique sur le fonctionnement électrique du composant. De l'analyse des méthodes de modélisation des composants de puissance, la technique fréquentielle par transformation de Laplace est apparue comme étant la méthode la plus adaptée à mettre en oeuvre pour la modélisation de la diode p-i-n jusqu'à de hautes fréquences.

L'analyse du fonctionnement physique de la diode p-i-n à l'aide d'un simulateur physique a permis dans le chapitre 2 de mieux appréhender le fonctionnement de la diode et de mettre en évidence les phénomènes physiques majeurs dans le composant. Un modèle circuit non-linéaire tenant compte de la température a ainsi pu être développé et implanté dans un simulateur circuit. Le nombre de paramètres d'entrée limité facilite leur obtention ainsi que la mise en oeuvre du modèle. Ce dernier a été validé par des simulations physiques pour différents modes de fonctionnement et sur une très large gamme de fréquences.

L'étude menée dans le chapitre 3 a permis la mise en place d'une méthodologie pour le développement de modèles thermiques réduits non-linéaires pour la simulation circuit. La méthode de modélisation a d'abord été vérifiée en considérant le cas d'une structure homogène simple, et par la suite, en modélisant une structure hétérogène complexe. Les modèles thermiques ont été validés par des comparaisons avec des simulations éléments finis. Les résultats fournis par le modèle thermique réduit non-linéaire se révèlent être très proches de ceux obtenus par simulation thermique 3D éléments finis. La précision du modèle ainsi que sa facilité d'intégration au sein de circuits électriques complexes ont montré les potentialités de ce modèle thermique non-linéaire pour la simulation électrothermique précise de dispositifs de puissance.

Le modèle électrique de la diode associé au modèle thermique a été validé par des mesures dans différentes conditions de fonctionnement et sur des diodes silicium présentant une large gamme d'épaisseurs de zone intrinsèque. Ce modèle électrothermique a montré dans chaque situation son aptitude à prédire le comportement réel de la diode pour des fréquences allant du continu à plusieurs gigahertz et ce quelque soit le type de simulations (Transient, HB, Envelope). Toutes ces validations lui confèrent un caractère généraliste autorisant son utilisation pour des applications diverses (commutation, limitation,...). A titre d'exemple, il a été utilisé par la suite lors de la rétro-simulation d'un limiteur forte puissance en bande S permettant ainsi de le valider au sein d'une application complexe.

Le modèle électrothermique non-linéaire a montré son aptitude à prédire le comportement des diodes p-i-n hyperfréquence. Cependant, les simulations physiques et les mesures en intermodulation ont mis en évidence les limitations du modèle inverse dans le cas de diodes minces. En effet, ce modèle purement théorique ne tient pas compte des effets du profil de dopage sur les dépendances en tension des capacités et n'a pas pu être validé indépendamment du modèle direct par des mesures.

Les mesures statiques et petit signal sur une diode très épaisse ainsi que les simulations physiques ont permis d'observer une baisse de la précision du modèle direct pour des tensions de polarisation faibles, du fait de la non prise en compte de la variation de la zone de charge d'espace. Par conséquent, si le modèle était amené à travailler pour de faibles tensions, il serait alors nécessaire de prendre en compte cette variation. Cependant, ceci pourrait peut-être affecté la bonne convergence du modèle.

L'observation des résultats de mesures en puissance obtenus pour un fonctionnement en auto-polarisation de la diode a mis à jour un phénomène particulièrement important dans les diodes p-i-n à très hautes fréquences. En effet, il a été observé que la diode change soudainement d'état au delà d'un certain niveau de puissance incidente. La littérature énonce que ce phénomène engendre un effet d'hystérésis sur la caractéristique en puissance. Cette observation très pertinente n'est que peu détaillée dans les publications à ce jour et il mériterait de s'y intéresser. Une analyse via des simulations physiques et des mesures complémentaires permettrait de mieux appréhender l'origine du phénomène et par la suite éventuellement la modélisation de celui-ci.

Annexes

Nomenclature

q	Charge de l'électron.
$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$	Permittivité du matériau.
k	Constante de Boltzmann.
A	Section de la diode.
n_i	Densité intrinsèque du matériau.
W	Épaisseur de la zone intrinsèque.
W_p, W_n	Épaisseur de la zone P ⁺ et N ⁺ .
N_d	Dopage résiduel de la zone intrinsèque.
N_A, N_D	Dopage de la zone P ⁺ et N ⁺ .
h_p	Coefficient de recombinaison dans la zone P ⁺ .
h_n	Coefficient de recombinaison dans la zone N ⁺ .
μ_n, μ_p	Mobilité des électrons et des trous.
$\mu = \mu_n = \mu_p$	Égale mobilité des électrons et des trous.
$b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$	Rapport des mobilités d'électrons et de trous.
τ_n, τ_p	Durée de vie des électrons et des trous.
$\tau_a = \tau_n + \tau_p$	Durée de vie ambipolaire dans la zone intrinsèque.
D_n, D_p	Constante de diffusion des électrons et des trous.
D_a	Constante de diffusion ambipolaire.
$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$	Longueur de diffusion des électrons.
$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$	Longueur de diffusion des trous.
$L_a = \sqrt{D_a \tau}$	Longueur de diffusion ambipolaire.
$L_{a_{eff}}(j\omega) = \frac{L_a}{\sqrt{1 + j\omega\tau_a}}$	Longueur de diffusion effective dans le domaine fréquentiel.
$L_{a_{eff}}(s) = \frac{L_a}{\sqrt{1 + s\tau_a}}$	Longueur de diffusion effective dans le domaine de Laplace.
$I(t)$	Courant total dans la diode.
$I(s)$	Courant total dans la diode dans le domaine de Laplace.
I_0	Composante DC du courant dans la diode.
\tilde{i}	Composante AC du courant dans la diode.
$P(x, t)$	Densité totale de porteurs dans la zone I.
$P(x, s)$	Densité totale de porteurs de la zone I dans le domaine de Laplace.
$p_0(x)$	Composante DC des porteurs dans la zone I.
$\tilde{p}(x)$	Composante AC des porteurs dans la zone I.

$E(x, t)$	Champ électrique total dans la zone I.
$e_0(x)$	Composante DC du champ électrique dans la zone I.
$\tilde{e}(x)$	Composante AC du champ électrique dans la zone I.
$V_T = \frac{kT}{q}$	Tension de seuil.
ϕ	Hauteur de barrière de la jonction $P^+ - I$.
W_{zce}	Largeur de la zone de charge d'espace.

Publications et communications relatives à ce travail

- [1] E. Gatard, R. Sommet, C. Chang, P. Bouysse, R. Quéré, “Modèle thermique non linéaire pour composants micro-ondes de puissance,” *14^{èmes} Journées Nationales Microondes*, Nantes 2005.
- [2] E. Gatard, “Electrothermal Modeling of Power P-I-N Diodes for Microwave Applications,” *Salon RF et Hyper Europe*, Paris, Mars 2006.
- [3] E. Gatard, R. Sommet, R. Quéré, “Nonlinear Thermal Reduced Model for Power Semiconductor Devices,” *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, 2006. IThERM 2006. The tenth Intersociety Conference on*, San Diego, pp. 638-644, June 2006.
- [4] E. Gatard, P. Bouysse, R. Sommet, R. Quéré, J.-M. Bureau, P. Ledieu, M. Stanislawiak, C. Tolant, “A Physics-Based Nonlinear Model of Microwave P-I-N Diode for CAD,” *1st European Microwave Integrated Circuits Conference, formerly GAAS symposium*, Manchester, September 2006.
- [5] E. Gatard, R. Sommet, P. Bouysse and R. Quéré, “An Improved Physics-Based Formulation of the Microwave p-i-n Diode Impedance,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 211-213, March 2007.

Annexe 1 : Équation de diffusion ambipolaire

Afin de démontrer l'équation de diffusion ambipolaire, considérons les équations des courants d'électrons et des trous (équations (5.1) et (5.2)) dans un semiconducteur ainsi que les équations de continuité à une dimension (équations (5.3) et (5.4)).

- *Les équations de transport des électrons et trous*

$$J_n(x, t) = q\mu_n n(x, t)E(x, t) + qD_n \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \quad (5.1)$$

$$J_p(x, t) = q\mu_p p(x, t)E(x, t) - qD_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \quad (5.2)$$

- *Les équations de continuité pour les électrons et les trous*

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = +\frac{1}{q} \frac{\partial J_n(x, t)}{\partial x} - R_{SRH} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x, t)}{\partial x} - R_{SRH} \quad (5.4)$$

A partir des équations de continuité et des courants dans le semiconducteur, il est possible d'écrire les relations suivantes :

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \mu_n E(x, t) \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + \mu_n n(x, t) \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} - R_{SRH} \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = -\mu_p E(x, t) \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} - \mu_p p(x, t) \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} - R_{SRH} \quad (5.6)$$

La neutralité électrique de la charge dans le barreau de semiconducteur impose $N_D(x) - N_A(x) = n(x, t) - p(x, t)$. Si l'on considère un semiconducteur très faiblement dopé de type N ou P en condition de forte injection, la neutralité électrique impose $n(x, t) \approx p(x, t)$. Le taux de recombinaison SRH est alors le même pour les électrons et les trous, il s'écrit :

$$R_{SRH} = \frac{n(x,t)}{\tau_n + \tau_p} = \frac{n(x,t)}{\tau_a} \quad (5.7)$$

où $\tau_a = \tau_n + \tau_p$ est défini comme étant la durée de vie ambipolaire.

En multipliant l'équation (5.5) par μ_p et l'équation (5.6) par μ_n et en combinant les deux équations, on obtient alors l'équation suivante :

$$(\mu_n + \mu_p) \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = (D_n \mu_p + D_p \mu_n) \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} - (\mu_n + \mu_p) \frac{n(x,t)}{\tau_a} \quad (5.8)$$

Cette relation peut se simplifier et en utilisant la relation d'Einstein ($D = V_T \mu$) s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p} \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} - \frac{n(x,t)}{\tau_a} \quad (5.9)$$

$D_a = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}$ est la constante de diffusion ambipolaire. L'équation obtenue est appelée équation de diffusion ambipolaire. Elle régit la distribution des porteurs dans un semiconducteur faiblement dopé en régime de forte injection. En réarrangeant l'expression obtenue, l'équation de diffusion peut se mettre sous une forme plus connue.

$$\frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} = \frac{n(x,t)}{D_a \tau_a} + \frac{1}{D_a} \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} \quad (5.10)$$

Cette équation est applicable à la zone intrinsèque de la diode p-i-n en vue de la mise en équation du fonctionnement de la diode en régime de polarisation directe en condition de forte injection.

Annexe 2 : Amélioration du modèle petit signal de la diode p-i-n

En supposant l'égalité concentration des électrons et des trous et des recombinaisons de type SRH dans la zone intrinsèque de la diode p-i-n, la distribution des porteurs dans cette zone est régit par l'équation de diffusion ambipolaire :

$$\frac{\partial^2 P(x, t)}{\partial x^2} = \frac{P(x, t)}{D_a \tau_a} + \frac{1}{D_a} \frac{\partial P(x, t)}{\partial t} \quad (5.11)$$

Dans le cas des diodes minces $\frac{W}{L_a} < 1$, le modèle petit signal proposé dans la littérature et décrit au chapitre 1 ne prédit pas avec précision l'impédance de la diode du fait de la non prise en compte des courants de recombinaisons dans les émetteurs. Nous proposons une amélioration de ce modèle petit signal en prenant en compte les effets des émetteurs, de telle manière qu'il soit applicable à toutes les épaisseurs de diodes et à tous les matériaux possibles.

Pour prendre en compte les effets des émetteurs, il est nécessaire de considérer que les porteurs injectés ne se recombinent pas entièrement dans la zone I et donc atteignent les émetteurs P^+ et N^+ où ils finissent de se recombiner. Le courant d'électrons à la jonction $P^+ - I$ est égale au courant de recombinaison des électrons dans l'émetteur P^+ . Il en va de même à la jonction $I - N^+$, le courant de trous à cette jonction est égale au courant de recombinaison des trous dans l'émetteur N^+ .

Les densités de courant des porteurs minoritaires à chaque jonction peuvent s'exprimer de la manière suivante :

$$J_n(x = 0) = qh_p P(0, t)^2 \quad \text{où} \quad h_p = \frac{D_n}{L_n \tanh\left(\frac{W_p}{L_n}\right) N_A} \quad (5.12)$$

$$J_p(x = W) = qh_n P(W, t)^2 \quad \text{où} \quad h_n = \frac{D_p}{L_p \tanh\left(\frac{W_n}{L_p}\right) N_D} \quad (5.13)$$

Considérons que la diode est traversée par courant de polarisation continue I_0 auquel on superpose une composante alternative de très faible amplitude. Il en résulte que

l'ensemble des grandeurs dans la diode est la somme d'une composante continue et d'une composante alternative. Pour la densité de porteurs, la superposition de ces deux composantes s'écrit :

$$P(x, t) = p_0(x) + \tilde{p}(x) \exp(j\omega t) \quad (5.14)$$

où $p_0(x)$ est la composante continue de la densité de porteurs et $\tilde{p}(x)$ est l'amplitude de la composante alternative.

La superposition d'un régime permanent et d'un régime alternatif à la jonction $P^+ - I$ permet de trouver l'expression des courants DC et AC de recombinaison dans l'émetteur P^+ :

$$J_n(x = 0) + J_{n\approx}(x = 0) = qh_p(p_0(0) + \tilde{p}(0))^2 \quad (5.15)$$

$$J_n(x = 0) + J_{n\approx}(x = 0) = qh_p p_0(0)^2 + qh_p 2p_0(0)\tilde{p}(0) + qh_p \tilde{p}(0)^2 \quad (5.16)$$

$$\begin{cases} J_n(x = 0) = qh_p p_0(0)^2 \\ J_{n\approx}(x = 0) = qh_p 2p_0(0)\tilde{p}(0) + qh_p \tilde{p}(0)^2 \equiv qh_p 2p_0(0)\tilde{p}(0) \end{cases} \quad (5.17)$$

Il est possible d'écrire la même formulation pour le courant de recombinaison dans l'émetteur N^+ à la jonction $I - N^+$.

En utilisant les expressions des courants d'électrons et de trous vues dans le chapitre 1, il est possible d'écrire un jeu de conditions aux limites pour le régime permanent et un autre jeu de condition aux limites pour le régime alternatif petit signal.

- *Régime permanent*

$$\begin{cases} \frac{\partial p_0(x)}{\partial x}(x = 0) = -\frac{b}{1+b} \frac{I_0}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} p_0(0)^2 \\ \frac{\partial p_0(x)}{\partial x}(x = W) = \frac{1}{1+b} \frac{I_0}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} p_0(W)^2 \end{cases} \quad (5.18)$$

- *Régime alternatif*

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x}(x = 0) = -\frac{b}{1+b} \frac{\tilde{i}}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} 2p_0(0)\tilde{p}(0) \\ \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x}(x = W) = \frac{1}{1+b} \frac{\tilde{i}}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} 2p_0(W)\tilde{p}(W) \end{cases} \quad (5.19)$$

A partir des ces conditions aux limites, il est possible de résoudre l'équation de diffusion ambipolaire pour le régime permanent et pour le régime alternatif afin d'obtenir les densités DC et AC de porteurs dans la zone intrinsèque. Ces densités tiendront compte des effets des recombinaisons dans les émetteurs.

La densité de porteurs DC en tout point de la zone intrinsèque s'écrit :

$$\begin{aligned}
 p_0(x) = & \frac{L_a}{\sinh\left(\frac{W}{L_a}\right)} \left(\frac{1}{1+b} \frac{I_0}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} p_0(W)^2 \right) \cosh\left(\frac{x}{L_a}\right) \\
 & - \frac{L_a}{\sinh\left(\frac{W}{L_a}\right)} \left(-\frac{b}{1+b} \frac{I_0}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} p_0(0)^2 \right) \cosh\left(\frac{W-x}{L_a}\right)
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

L'amplitude de la composante alternative qui se superpose à la densité de porteurs DC en tous points de la zone intrinsèque s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \tilde{p}(x) = & \frac{L_{a_{eff}}}{\sinh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} \left(\frac{1}{1+b} \frac{\tilde{i}}{qAD_a} - \frac{h_n}{D_a} 2p_0(W)\tilde{p}(W) \right) \cosh\left(\frac{x}{L_{a_{eff}}}\right) \\
 & - \frac{L_{a_{eff}}}{\sinh\left(\frac{W}{L_{a_{eff}}}\right)} \left(-\frac{b}{1+b} \frac{\tilde{i}}{qAD_a} + \frac{h_p}{D_a} 2p_0(0)\tilde{p}(0) \right) \cosh\left(\frac{W-x}{L_{a_{eff}}}\right)
 \end{aligned} \tag{5.21}$$

Connaissant le courant de polarisation I_0 ainsi que les caractéristiques physiques et géométriques de la diode, il est possible de calculer les différentes impédances de chaque zone de la diode.

Le calcul des impédances de la diode nécessite la connaissance des densités de porteurs $p_0(x)$ et $\tilde{p}(x)$ en tous points de la zone intrinsèque. Pour cela, il faut au préalable déterminer les densités de porteurs DC au niveau de chaque jonctions ($p_0(0)$ et $p_0(W)$). Elles sont obtenues en résolvant le système d'équations non-linéaires dans le logiciel Scilab écrit à partir de l'équation (5.20) appliquée en $x = 0$ et $x = W$.

Les composantes AC $\tilde{p}(0)$ et $\tilde{p}(W)$ sont ensuite calculées à chaque fréquence en résolvant un système d'équations linéaires donnée par l'équation (5.21) appliquée à chaque jonction (en $x = 0$ et $x = W$).

Maintenant que la distribution de porteurs DC dans la zone I est connue ainsi que les distributions AC à chaque fréquence, il est facile de calculer dans le logiciel de calcul numérique Scilab les différentes impédances de la diode. L'impédance totale de la diode p-i-n est la somme de quatre composantes : l'impédance de la jonction $P^+ - I$, l'impédance de la jonction $I - N^+$, l'impédance de la zone intrinsèque et enfin la résistance série due aux contacts ohmiques et au substrat.

$$Z_T = Z_{j_{P-I}} + Z_{j_{I-N}} + Z_I + R_S \tag{5.22}$$

Les expressions des impédances des deux jonctions et de la zone intrinsèque ont été vues dans le chapitre 1, par conséquent nous ne détaillerons pas ici les calculs qui

conduisent à l'obtention de ces expressions.

- *Impédance des jonctions $P^+ - I$ et $I - N^+$*

Il est possible d'appliquer la relation de Boltzmann au niveau de chaque jonction, permettant ainsi de lier la tension appliquée à la jonction à la densité de porteurs au voisinage de cette même jonction. Pour la jonction $P^+ - I$, il est possible d'écrire :

$$p_0(0) = p \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) \quad (5.23)$$

Superposons un régime alternatif au régime établi :

$$p_0(0) + \tilde{p}(0) = p \exp\left(\frac{V_0 + \tilde{v}}{V_T}\right) \quad (5.24)$$

En considérant $\tilde{v} \ll V_T$, on aboutit à $\tilde{p}(0) = p_0(0) \frac{\tilde{v}}{V_T}$. Connaissant la composante alternative de la tension appliquée à la jonction, il est aisé de déduire l'impédance de la jonction $P^+ - I$ et de manière analogue celle de la jonction $I - N^+$:

$$Z_{j_{P-I}} = \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\tilde{p}(0)}{p_0(0)} \quad (5.25)$$

$$Z_{j_{I-N}} = \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\tilde{p}(W)}{p_0(W)} \quad (5.26)$$

- *Impédance de la zone intrinsèque*

De manière générale, le courant dans la base s'exprime de la façon suivante :

$$I = qAP(x)(\mu_n + \mu_p)E(x) + qA(D_n - D_p) \frac{\partial P(x)}{\partial x} \quad (5.27)$$

Si le courant dans la base est la superposition d'un courant continu et d'une composante alternative de faible amplitude. L'expression du courant total s'écrit :

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0 + \tilde{i} \\ &= qA(p_0(x) + \tilde{p}(x))(\mu_n + \mu_p)(e_0(x) + \tilde{e}(x)) \\ &+ qAV_T(\mu_n - \mu_p) \frac{\partial(p_0(x) + \tilde{p}(x))}{\partial x} \end{aligned} \quad (5.28)$$

Les composantes DC et AC sont identifiables :

$$\begin{cases} I_0 = qA p_0(x) (\mu_n + \mu_p) e_0(x) + qA (D_n - D_p) \frac{\partial p_0(x)}{\partial x} \\ \tilde{i} = qA (\mu_n + \mu_p) [p_0(x)\tilde{e}(x) + \tilde{p}(x)e_0(x) + \tilde{p}(x)\tilde{e}(x)] + qA (D_n - D_p) \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x} \end{cases} \quad (5.29)$$

Le terme $\tilde{p}(x)\tilde{e}(x)$ est négligeable devant les termes croisés. L'expression du courant alternatif se réduit à :

$$\tilde{i} = qA (\mu_n + \mu_p) [p_0(x)\tilde{e}(x) + \tilde{p}(x)e_0(x)] + qA (D_n - D_p) \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x} \quad (5.30)$$

La composante alternative de la tension \tilde{v} s'obtient à partir du champ électrique :

$$\tilde{v} = \int_0^W \tilde{e}(x) dx \quad (5.31)$$

avec

$$\tilde{e}(x) = \frac{\tilde{i}}{qA (\mu_n + \mu_p) p_0(x)} - \frac{I_0}{qA (\mu_n + \mu_p) p_0(x)^2} + V_T \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{\tilde{p}(x)}{p_0(x)^2} \frac{\partial p_0(x)}{\partial x} - \frac{1}{p_0(x)} \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x} \right] \quad (5.32)$$

L'impédance de la zone intrinsèque de la diode peut se décomposer en la somme de deux impédances : une première impédance Z_{IC} due au courant de conduction dans la zone I et une seconde impédance Z_{ID} due au courant de diffusion dans cette zone.

$$\begin{cases} \tilde{v} = \tilde{v}_1 + \tilde{v}_2 \\ Z_I = \frac{\tilde{v}}{\tilde{i}} = \frac{\tilde{v}_1}{\tilde{i}} + \frac{\tilde{v}_2}{\tilde{i}} \\ Z_I = Z_{IC} + Z_{ID} \end{cases} \quad (5.33)$$

Pour faciliter le calcul des impédances, il est possible de mettre l'expression du champ électrique sous la forme :

$$\tilde{e}(x) = \frac{\tilde{i}}{qA (\mu_n + \mu_p) p_0(x)} - \frac{I_0}{qA (\mu_n + \mu_p) p_0(x)^2} + V_T \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{1}{p_0(x)} \frac{\partial p_0(x)}{\partial x} - \frac{\frac{\partial p_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x}}{p_0(x) + \tilde{p}(x)} \right] \quad (5.34)$$

La chute de tension dans la base due à la composante alternative s'écrit :

$$\tilde{v} = \int_0^W \frac{\tilde{i}}{qA(\mu_n + \mu_p)p_0(x)} dx - \int_0^W \frac{I_0}{qA(\mu_n + \mu_p)} \frac{\tilde{p}(x)}{p_0(x)^2} dx \quad (5.35)$$

$$+ \int_0^W V_T \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{1}{p_0(x)} \frac{\partial p_0(x)}{\partial x} - \frac{\frac{\partial p_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x}}{p_0(x) + \tilde{p}(x)} \right] dx \quad (5.36)$$

La chute de tension due au courant de conduction est :

$$\tilde{v}_1 = \int_0^W \frac{\tilde{i}}{qA(\mu_n + \mu_p)p_0(x)} dx - \int_0^W \frac{I_0}{qA(\mu_n + \mu_p)} \frac{\tilde{p}(x)}{p_0(x)^2} dx \quad (5.37)$$

Pour le courant de diffusion, la chute de tension s'écrit :

$$\tilde{v}_2 = \int_0^W V_T \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{1}{p_0(x)} \frac{\partial p_0(x)}{\partial x} - \frac{\frac{\partial p_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x}}{p_0(x) + \tilde{p}(x)} \right] dx \quad (5.38)$$

Les expressions des deux composantes de l'impédance de la zone intrinsèque s'écrivent donc :

$$Z_{IC} = \frac{\tilde{v}_1}{\tilde{i}} = \int_0^W \frac{1}{qA(\mu_n + \mu_p)p_0(x)} dx - \int_0^W \frac{I_0}{\tilde{i}} \frac{1}{qA(\mu_n + \mu_p)} \frac{\tilde{p}(x)}{p_0(x)^2} dx \quad (5.39)$$

$$Z_{ID} = \frac{\tilde{v}_2}{\tilde{i}} = \int_0^W \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{1}{p_0(x)} \frac{\partial p_0(x)}{\partial x} - \frac{\frac{\partial p_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{p}(x)}{\partial x}}{p_0(x) + \tilde{p}(x)} \right] dx \quad (5.40)$$

L'expression de l'impédance due au courant de diffusion dans la base peut facilement se calculer car il apparaît la forme d'une intégrale connue :

$$Z_{ID} = \frac{\tilde{v}_2}{\tilde{i}} = \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\ln \left(1 + \frac{\tilde{p}(0)}{p_0(0)} \right) - \ln \left(1 + \frac{\tilde{p}(W)}{p_0(W)} \right) \right] \quad (5.41)$$

$$Z_{ID} = \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{\tilde{p}(0)}{p_0(0)} - \frac{\tilde{p}(W)}{p_0(W)} \right] \quad (5.42)$$

Finalement, l'impédance de la zone intrinsèque s'écrit :

$$\begin{aligned}
 Z_I &= \frac{\tilde{v}}{\tilde{i}} = \int_0^W \frac{1}{qA(\mu_n + \mu_p)p_0(x)} dx \\
 &\quad - \int_0^W \frac{I_0}{\tilde{i}} \frac{1}{qA(\mu_n + \mu_p)} \frac{\tilde{p}(x)}{p_0(x)^2} dx \\
 &\quad + \frac{V_T}{\tilde{i}} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \left[\frac{\tilde{p}(0)}{p_0(0)} - \frac{\tilde{p}(W)}{p_0(W)} \right]
 \end{aligned} \tag{5.43}$$

Les deux premiers termes de l'impédance de la zone I sont dus au courant de conduction et le dernier terme est uniquement dû au courant de diffusion. Celui-ci représente une chute de tension due à l'inégale mobilité des électrons et des trous, cette chute de tension est appelée "Dember-voltage". Le calcul de l'impédance due au courant de conduction ne peut s'effectuer qu'à travers un logiciel de calcul numérique car une expression analytique de ces intégrales est très complexe à obtenir. Il faudra donc intégrer ces deux quantités numériquement.

En considérant les expressions de $p_0(x)$ et de $\tilde{p}(x)$ ainsi que l'expression de chacune des impédances dans la diode $Z_{j_{P-I}}$, $Z_{j_{I-N}}$ et Z_I , l'impédance totale de la diode en polarisation directe peut être calculée à partir des données technologiques de la diode, des paramètres du matériau et du courant de polarisation I_0 . De plus, il est possible d'examiner de manière indépendante chacune des composantes de l'impédance de la diode. Au niveau de la zone intrinsèque, les impédances de conduction et de diffusion peuvent également être examinées séparément.

Annexe 3 : Paramètres du modèle circuit pour les différentes diodes

Les tableaux ci-dessous listent les paramètres d'entrée du modèle circuit ADS pour les différentes diodes qui ont été modélisées.

Épaisseur de la zone I	I_S	I_{rec}	R_S	N	TT	τ
$2.2\mu m$ (EH60034)	$2.6 \cdot 10^{-18}$	$1.04 \cdot 10^{-17}$	1.48	1.012	$1 \cdot 10^{-10}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$
$5\mu m$ (EH622)	$3.1 \cdot 10^{-17}$	$2.6 \cdot 10^{-17}$	0.52	0.965	$1.5 \cdot 10^{-9}$	$5.2 \cdot 10^{-6}$
$21\mu m$ (EH50254)	$3.31 \cdot 10^{-16}$	$1.24 \cdot 10^{-18}$	0.25	0.87	$1.3 \cdot 10^{-7}$	$4.5 \cdot 10^{-6}$
$52\mu m$	$1 \cdot 10^{-15}$	$7.2 \cdot 10^{-18}$	0.25	0.88	$4.95 \cdot 10^{-7}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$
$150\mu m$	$7.4 \cdot 10^{-13}$	$2.9 \cdot 10^{-14}$	0.05	1	$7.6 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$

Épaisseur de la zone I	R_{I-1A}	$R_{I max}$	$R_{I min}$	C_{J0}	ϕ	V_{PT}	M
$2.2\mu m$ (EH60034)	$1.15 \cdot 10^{-6}$	1000	$2 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-13}$	0.7	1.5	0.36
$5\mu m$ (EH622)	$1.5 \cdot 10^{-5}$	2000	$2 \cdot 10^{-3}$	$8.1 \cdot 10^{-13}$	0.7	4	0.29
$21\mu m$ (EH50254)	$1.4 \cdot 10^{-3}$	3500	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-13}$	0.7	6	0.47
$52\mu m$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	5000	$2 \cdot 10^{-3}$				
$150\mu m$	$6.6 \cdot 10^{-3}$	20000	$2 \cdot 10^{-3}$				

Unités des paramètres d'entrée du modèle circuit non-linéaire :

Nom du paramètre	Unité
I_S	A
I_{rec}	A
R_S	Ω
N	-
TT	s
τ	s
R_{I-1A}	$\Omega.A$
$R_{I max}$	Ω
$R_{I min}$	Ω
C_{J0}	F
ϕ	V
V_{PT}	V
M	-

**Analyse des phénomènes physiques dans les diodes p-i-n :
Contribution à la modélisation électrothermique pour les applications de
puissance RF et hyperfréquences**

Résumé : Les diodes p-i-n sont largement utilisées dans les applications RF et hyperfréquences telles que les déphaseurs, commutateurs, atténuateurs et limiteurs. L'évaluation précise des grandeurs électriques aux accès du composant, l'étude de la fiabilité et des effets thermiques passent aujourd'hui par le couplage de modèles électriques et thermiques. Les modèles actuels de diodes en hyperfréquences sont de simples résistances contrôlées en courant sans effet non-linéaire, ni prise en compte de la température. Dans ce contexte, le comportement électrique de la diode a été largement analysé à l'aide de simulations physiques. Ainsi, un modèle électrique non-linéaire a pu être développé et implanté dans un simulateur circuit. Une méthodologie de modélisation thermique non-linéaire à partir d'une description 3D éléments finis a également été développée. Finalement, un modèle électrothermique non-linéaire de la diode p-i-n a été proposé et validé avec succès par de nombreuses mesures. Le modèle développé a été mis à profit pour la simulation d'un limiteur forte puissance en bande S.

Mots clés : diode p-i-n, modèle thermique non-linéaire, CAO hyperfréquence, simulations physiques, modèle électrique non-linéaire, recombinaisons, temps de recouvrement, limiteur, isolation.

**Physics phenomenon analysis in p-i-n diodes :
Contribution to electrothermal modeling for RF and high frequencies
power applications**

Abstract : P-I-N diodes are widely used in active, passive microwave applications including phase shifters, switches, attenuators and limiters. An accurate prediction of electrical behavior, reliability and thermal management of semiconductor power devices goes through the coupling of thermal models with electrical models. Conventional p-i-n diode models at microwave frequencies are simply current controlled resistance without nonlinear effect and temperature dependence. In this context, the diode electrical behavior was largely studied thanks to physics-based simulations. Thus, a nonlinear electrical model was developed in forward as in reverse bias operation and implemented in a commercial circuit simulator. A nonlinear thermal reduced model of the diode was also developed from a 3D finite element description and implemented in a circuit simulator. Finally, a nonlinear electrothermal p-i-n diode model was proposed and successfully validated with small and large signal measurements. The developed model was used to enable the simulation of high power S band limiters.

Keywords : p-i-n diode, nonlinear thermal model, microwave CAD, physics-based simulations, nonlinear electrical model, recombination effects, recovery time, limiter, isolation.