

# **UNIVERSITE DE BLIDA 1**

**Faculté de Technologie**  
Département d'Electronique

## **THESE DE DOCTORAT**

en Génie Electrique

**NANOPHOTODIODES POUR INTERCONNEXIONS OPTIQUES ULTRA -  
COMPACTES ET ULTRA - RAPIDES**

Par

**Mourad EL BESSEGHI**

Devant le jury composé de :

M. BENSEBTI	Professeur, U. de Blida 1	Président
S. NACER	Professeur, U. de Blida 1	Examineur
L. DEHIMI	Professeur, U. de Batna	Examineur
A. ZERGA	MCA, U. de Tlemcen	Examineur
A. AISSAT	Professeur, U. de Blida 1	Rapporteur
D. DECOSTER	Professeur, U. de Lille 1	Co-Rapporteur

Blida, 9 Avril 2015

## REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord Dieu le tout puissant et miséricordieux de m'avoir donné la force, le courage, et la patience d'accomplir ce modeste travail.

J'adresse mes sincères remerciements à mon directeur de thèse, le professeur Abdelkader AISSAT pour m'avoir confié ce sujet de recherche, et de m'avoir encadré et dirigé tout au long de ce parcours, mais surtout pour ses conseils et son expérience qui ont été décisifs dans l'accomplissement de ce travail.

Je remercie vivement mon Co-directeur de thèse, le professeur Didier DECOSTER, de m'avoir accueilli chaleureusement durant ma période de stage dans son laboratoire à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie. Je le remercie également pour ses conseils, son soutien et ses encouragements.

Je tiens à remercier le professeur Messaoud BENSEBTI pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence de mon jury de thèse.

Je remercie vivement le professeur Said NACER d'avoir accepté d'examiner mon travail et de faire partie du jury.

J'exprime toute ma gratitude au professeur Lakhdar DEHIMI d'avoir accepté d'examiner ce travail et de faire partie du jury.

J'exprime mes vifs remerciements à monsieur Abdellatif ZERGA, qui a accepté de faire partie des membres du jury, et d'examiner cette thèse.

Mes sentiments de reconnaissance et mes remerciements les plus respectueux vont aussi à toute personne qui a participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail, à tous les enseignants, à tous mes collègues, et à tous mes amis, pour la dimension humaine inestimable qu'ils ont manifestée à mon égard.

Enfin, je remercie du fond de mon cœur, ma famille qui m'a soutenu, encouragé et motivé tout au long de mes études. Une pensée particulière à mes parents et mes frères, merci de m'avoir toujours soutenu et encouragé, merci pour votre patience, merci pour votre soutien moral. J'espère que vous trouverez à travers cette thèse le fruit de vos sacrifices.

## RESUME

La transmission optique à très haut débit, nécessite le développement de récepteurs de très hautes performances. Le travail de cette thèse a pour but l'optimisation des photodiodes PIN et MSM, afin de répondre aux besoins de la photodétection à la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ , et également de la fonction de photocommutation hyperfréquence. L'optimisation de la bande passante des photodiodes PIN à base de InGaAs/InP est d'abord effectuée grâce à l'optimisation de transport dans la photodiode, par l'introduction des zones désertes mixtes. Il s'en suivra l'étude et l'optimisation des photodiodes MSM à base de InGaAs/InP, la réduction de courant d'obscurité est réalisée grâce à l'introduction d'une couche mince, utilisée pour l'augmentation de la barrière Schottky, à base de  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , dans la structure épitaxiale de composant. Enfin, l'intégration des photodétecteurs MSM dans les lignes coplanaires pour la réalisation des photocommutateurs, dont l'objectif est l'utilisation comme dispositif d'échantillonnage de signaux hyperfréquence ; est présentée. L'optimisation des performances par l'utilisation des nouvelles formes des tapers plus complexes, ainsi que par le resserrement des plans de masse, a permis d'atteindre de très bonnes valeurs d'isolation hyperfréquence, ces derniers sont considérées comme étant très acceptables, afin de permettre le bon fonctionnement du dispositif.

**Mots-clés** : Photodiode PIN, Photodiode MSM, Semiconducteurs III-V, Contact Schottky, Lignes coplanaires, Photocommutateurs.

## ABSTRACT

Optical transmission at very high speed requires the development of high performance receivers. In this thesis, the optimization of the PIN and MSM photodiodes to meet the photodetection requirements at a wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ , as well as those of the function of microwave photoswitching, was the primary aim. Firstly, the bandwidth optimization of PIN photodiodes based on InGaAs/InP has been done through the transport optimization in the photodiode by introducing the mixed depletion regions. Thereafter, study and optimization of MSM photodiodes based on InGaAs/InP were carried out, where the dark current reduction is achieved using a thin layer to increase the Schottky barrier based on  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  in the epitaxial structure of the component. Lastly, the integration of MSM photodetectors in coplanar lines was performed in order to reach photoswitches, where their use is as a sampling device of microwave signals. Performance optimization using more complex shapes of the tapers, as well as using the tightening of the ground planes, have resulted in good microwave insulating values, the latter are considered to be reasonably acceptable to ensure a proper operation of the device.

**Keywords:** PIN Photodiode, MSM Photodiode, III-V Semiconductors, Schottky contact, Coplanar lines, Photoswitches.

## ملخص

يتطلب الإرسال الضوئي بسرعة عالية جدا تطوير أجهزة استقبال عالية الأداء. يهدف عمل هذه الأطروحة لتحسين الصمام الثنائي الضوئي من نوع بي إي أن و أم أس أم و هذا من أجل تحقيق احتياجات عملية الاستقبال الضوئي على طول الموجة 1.55 ميكرومتر، و كذلك عملية التبديل الضوئي لإشارات الميكروويف. تحسين عرض النطاق الترددي للصمام الثنائي الضوئي من نوع بي إي أن يتم من خلال تحسين تنقل الشحن داخل الصمام عن طريق استعمال مناطق مهجورة مختلطة. تأتي بعد ذلك دراسة و تحسين الصمام الثنائي الضوئي من نوع أم أس أم. التخفيض من التيار الكهربائي في الظلام يتم بواسطة زيادة طبقة رقيقة من مادة إن أل أس من أجل رفع حاجز شوتكي. في الأخير، نقدم إدماج الصمام الثنائي الضوئي من نوع أم أس أم مع الخطوط متحدة المستوى من أجل صناعة مبدل ضوئي و الذي يكون الهدف منه هو الاستعمال لآخذ عينات إشارات الميكروويف. تحسين الأداء من خلال استعمال أشكال جديدة معقدة للمداخل، و من خلال تضيق المساحات الحياضية، مكننا من الوصول الى قيم جيدة لعزل إشارات الميكروويف، ما هو مقبول جدا من أجل ضمان العمل الجيد للجهاز.

**كلمات البحث :** الصمام الثنائي الضوئي بي إي أن، الصمام الثنائي الضوئي أم أس أم، أنصاف النواقل III-V، اتصال شوتكي، الخطوط متحدة المستوى، المبدل الضوئي.

## TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	1
RESUME	2
TABLE DES MATIERES	5
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX	7
INTRODUCTION	14
1. LES PHOTODETECTEURS : ETAT DE L'ART	
1.1. Introduction	16
1.2. La photodétection	17
1.3. Caractéristiques des photodétecteurs	26
1.4. Les différents types des photodétecteurs	35
1.5. Conclusion	58
REFERENCES	59
2. OPTIMISATION DE LA REPONSE EN FREQUENCE DES PHOTODIODES PIN PAR L'INTRODUCTION DES ZONES DESRTEES MIXTES	
2.1. Introduction	66
2.2. Réponse en transit	67
2.3. Intérêt des zones désertes mixtes	73
2.4. Optimisation des photodiodes à zones désertes mixtes	79
2.5. Surface maximale et volume maximal	82
2.6. Optimisation sous contraintes d'absorbant et de surface	84
2.7. Conclusion	91
REFERENCES	92
3. SIMULATION DE PHOTODETECTEUR METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL A BASE DE InGaAs POUR LA PHOTODETECTION A LA LONGUEUR D'ONDE 1,55 $\mu\text{m}$	
3.1. Introduction	95
3.2. Théorie du contact Schottky métal-semiconducteur	95
3.3. Photodétecteur métal-semiconducteur-métal	109

3.4.	Simulation de photodétecteur MSM à base de InAlAs/InGaAs pour la photodétection à 1.55 $\mu\text{m}$	126
3.5.	Conclusion	148
	REFERENCES	149
4.	OPTIMISATION DES PHOTOCOMMUTATEURS A BASE DE LIGNE COPLANAIRE INTRODUISANT DES PHOTODETECTEURS MSM MONO-ELECTRODE ET INTERDIGITES	
4.1.	Introduction	154
4.2.	Photocommutateur : Etat de l'art	155
4.3.	Principe de fonctionnement	160
4.4.	Contexte de travail	163
4.5.	Lignes de transmission	165
4.6.	Caractérisation en obscurité	194
4.7.	Optimisation du photocommutateur	202
4.8.	Conclusion	210
	REFERENCES	211
	CONCLUSION	222
	APPENDICE	
A.	LISTE D'ABREVIATIONS	224
B.	LISTE DES SYMBOLES	226
C.	PUBLICATIONS ET CONFERENCES	228

## LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.1 :	Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semiconducteurs intrinsèque et extrinsèque	18
Figure 1.2 :	Structure de bandes d'énergie E du Si, Ge et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k, d'après [3]	19
Figure 1.3 :	Transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction, 1.3(a) pour des semiconducteurs à gap direct (transitions verticales), 1.3(b) des semiconducteurs à gap indirect (transitions indirectes et non radiatives) et 1.3(c) absorption directe de photons dans un semiconducteur à gap indirect, d'après [3]	20
Figure 1.4 :	Schéma de principe de réflexion et réfraction d'un faisceau lumineux	22
Figure 1.5 :	coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour divers semiconducteurs [5]	26
Figure 1.6 :	Courbes de sensibilité et de rendement selon les longueurs d'onde pour divers matériaux [7]	29
Figure 1.7 :	Bande passante et fréquence de coupure à -3dB d'un photodétecteur	30
Figure 1.8 :	1.8(a) Schéma de principe d'un photoconducteur, constitué d'une plaque de semiconducteur avec deux contacts ohmiques. 1.8(b) la disposition typique se compose de contacts interdigités avec un faible espace [17]	36
Figure 1.9 :	Vitesse de déplacement des porteurs en fonction du champ électrique pour différent semiconducteur [17]	38
Figure 1.10 :	Représentation schématique de la photodiode PN et son diagramme d'énergie à l'équilibre	39
Figure 1.11 :	Schéma d'une photodiode PIN classique à éclairage vertical	40
Figure 1.12 :	Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN	41
Figure 1.13 :	Structure typique d'une photodiode à avalanche ultra-rapide en InGaAs [25]	43
Figure 1.14 :	Structure de la photodiode Schottky [29]	44

Figure 1.15 :	Caractéristique courant-tension typique d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal [15]	45
Figure 1.16 :	Structure interdigitée de photodétecteur MSM	46
Figure 1.17 :	Principe de fonctionnement d'une photodiode UTC	48
Figure 1.18 :	Comparaison des puissances de sortie microondes publiées en fonction de la fréquence de fonctionnement pour les photodiodes PIN et UTC, d'après [38]	49
Figure 1.19 :	Comparaison des bandes passantes des photodiodes PIN et UTC en fonction de l'épaisseur de la zone d'absorption (gauche) et de l'énergie optique incidente (droite), d'après [39]	50
Figure 1.20 :	Structure d'une photodiode PIN à guide d'onde couplé à un amplificateur HEMT, d'après [43]	52
Figure 1.21 :	Structure d'e photodiode à couplage évanescent	52
Figure 1.22 :	Structure de phototransistor bipolaire	54
Figure 1.23 :	Photoréponse de phototransistor bipolaire, d'après [55]	55
Figure 2.1 :	(a) photodiode à zone déserte complètement absorbante, (b) photodiode à zone déserte mixte avec une seule couche transparente, (c) photodiode à zone déserte mixte avec deux couches transparentes	68
Figure 2.2 :	Transport dans la jonction, à $t = 0$ profile de génération optique, (a) phase initiale, (b) phase de sortie, (c) relaxation diélectrique	72
Figure 2.3 :	Exemple de la réponse impulsionnelle pour une zone déserte mixte, (a) phase initiale, (b) phase de sortie des porteurs	72
Figure 2.4 :	Exemple de la photodiode PIN à base de InGaAs/InP introduisant une zone déserte mixte, avec $d_{abs}$ : épaisseur de la zone absorbante, $d_{tr}^p$ et $d_{tr}^n$ : épaisseurs des deux zones transparentes coté p et n respectivement	74
Figure 2.5(a) :	Réponse impulsionnelle de la photodiode numéro 1	76
Figure 2.5(b) :	Réponse fréquentielle de la photodiode numéro 1	76
Figure 2.6(a) :	Réponse impulsionnelle de la photodiode numéro 2	77
Figure 2.6(b) :	Réponse fréquentielle de la photodiode numéro 2	77

Figure 2.7(a) :	Réponse impulsionnelle de la photodiode numéro 3	78
Figure 2.7(b) :	Réponse fréquentielle de la photodiode numéro 3	78
Figure 2.8 :	Proportions optimales par la règle d'équilibre des temps de transit	81
Figure 2.9 :	Fonctions de gain en transit et en volume pour les zones désertes mixtes optimisées	82
Figure 2.10 :	Bandes passantes maximales pour une surface de $60 \mu\text{m}^2$	87
Figure 2.11 :	Bande passante optimale en zone déserte mixte	88
Figure 2.12 :	Proportion optimale d'absorbant $z$ en zone déserte mixte	89
Figure 2.13 :	Bande passante optimale en zone déserte entièrement absorbante	89
Figure 2.14 :	Bande passante d'une zone déserte mixte optimisée en fonction du volume absorbant	90
Figure 2.15 :	Bande passante optimale en zone déserte entièrement absorbante en fonction du volume absorbant	90
Figure 3.1 :	Schémas des diagrammes de bandes d'énergie avant la réunion des deux matériaux	97
Figure 3.2 :	Contact métal-semiconducteur avec $q\phi_m = q\phi_s$	98
Figure 3.3 :	Contact métal-semiconducteur (n) avec $q\phi_m > q\phi_s$ à l'équilibre thermodynamique	99
Figure 3.4 :	Contact métal-semiconducteur (p) avec $q\phi_m > q\phi_s$ à l'équilibre thermodynamique	101
Figure 3.5 :	Contact métal-semiconducteur (n) avec $q\phi_m < q\phi_s$ à l'équilibre thermodynamique	102
Figure 3.6 :	Contact métal-semiconducteur (p) avec $q\phi_m < q\phi_s$ à l'équilibre thermodynamique	103
Figure 3.7 :	Les cinq processus de conduction dans le contact métal-semiconducteur (n) sous polarisation directe	106
Figure 3.8(a) :	Effet de la force image à l'interface métal-semiconducteur	108
Figure 3.8(b) :	Diagramme de bande d'énergie à l'interface métal-semiconducteur introduisant l'effet d'abaissement de la barrière Schottky par la force image	109

Figure 3.9 :	Structure interdigitée de photodétecteur MSM (a), lignes de champs entre les électrodes	110
Figure 3.10 :	Structure d'un photodétecteur MSM à l'équilibre thermique, distribution de charge (a), évolution du champ électrique (b), diagramme de bande d'énergie (c)	112
Figure 3.11 :	Structure d'un photodétecteur MSM aux faibles tensions de polarisation ( $V < V_{RT}$ ), distribution de charge (a), évolution du champ électrique (b), diagramme de bande d'énergie (c)	114
Figure 3.12 :	Condition de désertion totale, évolution du champ électrique (a), diagramme de bande d'énergie (b)	117
Figure 3.13 :	Condition de bande plate, évolution du champ électrique (a), diagramme de bande d'énergie (b)	118
Figure 3.14 :	Tension de polarisation supérieure à $V_{FB}$ , évolution du champ électrique (a), diagramme de bande d'énergie (b)	122
Figure 3.15 :	diagramme de bande d'énergie d'un photodétecteur MSM sous faible polarisation et sous illumination [24]	127
Figure 3.16 :	Circuit équivalent du photodétecteur MSM	136
Figure 3.17 :	Vue transversale de la structure interdigitée du photodétecteur MSM comportant une couche pour l'augmentation de la barrière	137
Figure 3.18 :	Structure épitaxiale du photodétecteur MSM comportant une fine couche à base d'InAlAs pour l'augmentation de la barrière Schottky	137
Figure 3.19 :	Diagrammes des bandes d'énergies d'une simple barrière Schottky (a) et avec la couche d'augmentation de la barrière (b) à l'équilibre thermique	138
Figure 3.20 :	Caractéristique $I(V)$ en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité de surface $20 \times 20 \mu\text{m}^2$	140
Figure 3.21 :	Variation de courant d'obscurité en fonction de la distance interélectrodes à $V = 10 \text{ V}$	141
Figure 3.22 :	Variation de courant d'obscurité relative à la surface de photodétecteur pour $D = 0.3 \mu\text{m}$	141
Figure 3.23 :	Simulation de photocourant du photodétecteur MSM Interdigité	142

Figure 3.24 :	Variation de photocourant du photodétecteur MSM avec une couche anti reflet et des électrodes transparentes	144
Figure 3.25 :	Evolution de la capacité du photodétecteur MSM interdigité en fonction de la distance interélectrodes	144
Figure 3.26 :	Evolution de la fréquence de coupure du photodétecteur MSM de surface $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ en fonction de la distance interélectrodes	146
Figure 3.27 :	Evolution de la fréquence de coupure globale du photodétecteur MSM de différentes surfaces en fonction de la distance interélectrodes	147
Figure 3.28 :	Evolution de la fréquence de coupure globale du photodétecteur MSM fonction de la distance interélectrodes pour une surface $S > 10 \times 10 \mu\text{m}^2$	148
Figure 4.1 :	Premier photocommutateur en technologie microruban présenté par D.H. Auston	156
Figure 4.2 :	Illustration du photocommutateur avec guide optique réalisé dans [20]	158
	Figure 4.3 : Principe de fonctionnement du photocommutateur	160
Figure 4.4 :	Modèle de photocommutateur présenté par Auston	161
Figure 4.5 :	Comportement schématique hyperfréquence du photocommutateur à l'état Off (en bleu) et à l'état On (en rouge)	161
Figure 4.6 :	Simplification de la chaîne de réception des systèmes radars	165
Figure 4.7 :	Câble coaxial	166
Figure 4.8 :	lignes bifilaires	167
Figure 4.9 :	Ligne microruban	167
Figure 4.10 :	Schéma d'une ligne coplanaire	169
Figure 4.11 :	Modes fondamentaux de propagation d'une ligne coplanaire (Champ électrique en bleu, champ magnétique en rouge). A gauche, mode coplanaire, très peu dispersif. A droite, mode fente, très dispersif	169

Figure 4.12 :	Définition de la tension et le courant sur une ligne bifilaire et le circuit équivalent pour une longueur infinitésimale de la ligne. (a) Définition de la tension et du courant sur une ligne bifilaire. (b) modèle électrique équivalent	172
Figure 4.13 :	Ligne de transmission excitée par un générateur d'impédance $Z_G$ et chargée par une impédance $Z_L$	179
Figure 4.14 :	Représentation d'un quadripôle	182
Figure 4.15 :	Photocommutateurs introduisant un PD-MSM mono-électrode	195
Figure 4.16 :	Interface du logiciel de calcul TXLINE 2003-Microstrip	195
Figure 4.17(a) :	Evolution du coefficient de réflexion ( $S_{11}$ )	196
Figure 4.17(b) :	Evolution du coefficient de transmission ( $S_{21}$ )	197
Figure 4.18(a) :	Photocommutateur introduisant un PD-MSM Interdigité	198
Figure 4.18(b) :	Vue de dessus de la structure interdigitée du PD-MSM	198
Figure 4.19(a) :	Evolution du coefficient de réflexion $S_{11}$ pour différentes valeurs de D	199
Figure 4.19(b) :	Evolution du coefficient de transmission $S_{21}$ pour différentes valeurs de D	200
Figure 4.20(a) :	Evolution du coefficient de réflexion $S_{11}$ pour différentes surfaces S du photodétecteur MSM	201
Figure 4.20(b) :	Evolution du coefficient de transmission $S_{21}$ pour différentes surfaces S du photodétecteur MSM	202
Figure 4.21(a) :	Ligne coplanaire avec configuration sinusoïdale des tapers	203
Figure 4.21(b) :	Ligne coplanaire avec configuration exponentielle des tapers	203
Figure 4.22 :	Comparaison des différentes formes de tapers	204
Figure 4.23 :	Configuration exponentielle avec resserrement des plans de masse	205
Figure 4.24 :	Evolution du coefficient de transmission ( $S_{21}$ ) pour une configuration exponentielle des tapers avec resserrement des plans de masse	206

Figure 4.25(a) :	Carte de champ du module de E des premiers dispositifs (avec taper linéaire)	206
Figure 4.25(b) :	Carte de champ du module de E pour une ligne avec taper exponentiel, dans le cas d'un resserrement de 0.5 $\mu\text{m}$ , au niveau de l'interruption	207
Figure 4.26 :	Photocommutateur introduisant un PD-MSM interdigité avec tapers linéaires associé au resserrement des plans de masse	208
Figure 4.27 :	Evolution du coefficient de transmission $S_{21}$ pour différentes valeurs de resserrement de mass T	208
Figure 4.28(a) :	Evolution du coefficient de transmission $S_{21}$ dans l'état On et Off pour le photocommutateur introduisant un PD-MSM mono-électrode	209
Figure 4.28(b) :	Evolution du coefficient de transmission $S_{21}$ dans l'état On et Off pour le photocommutateur introduisant un PD-MSM interdigité	210
Table 1.1 :	Nature du gap, valeur de bande interdite $E_g$ et longueur d'onde maximale absorbée pour différents semiconducteurs à $T = 300\text{K}$	7
Table 1.2 :	Indices de réfraction des principaux semiconducteurs pour les photodétecteurs, à 300K, pour des énergies de photon proches de l'énergie de bande interdite du matériau ( $h \cdot \nu \approx E_g$ )	11
Table 1.3 :	Tableau comparatif entre différents photodétecteurs [60]	57
Table 2.1 :	Structures des photodiodes comparées	74
Table 3.1 :	quelques métaux et leurs travaux de sortie [11]	104
Table 3.2 :	Quelques semiconducteurs et leurs affinités électronique [11-13]	105

## INTRODUCTION

Les liaisons optiques sont une solution de choix pour la transmission des signaux hyperfréquences analogiques et numériques. Les systèmes de transmission numériques à longues distances transportent sur une seule fibre optique des millions de communications simultanées. Le multiplexage en longueurs d'onde (Wavelength Division Multiplexing) porte à plusieurs dizaines le nombre des canaux disponibles par fibre, tandis que la bande passante par canal ne cesse d'augmenter, grâce à des composants optoélectroniques toujours plus rapides, notamment les photodétecteurs. Ces derniers jouent un rôle important dans les systèmes de transmission optique, et également dans les systèmes de mesure, leur rôle est d'absorber de l'énergie optique et la convertir en énergie électrique, qui se manifeste en photocourant. Ils doivent être sensibles à la longueur d'onde utilisée et présenter une bande passante assez élevée par rapport au débit de données, ajouter à cela la nécessité de disposer de photodétecteurs fiables, compactes et susceptibles d'être produits en grandes quantités, et à faible coût.

Dans le domaine de l'électronique à haute fréquences, de substantielles améliorations ont été apportées au cours des vingt dernières années grâce à l'utilisation des semiconducteurs en général, et des matériaux III-V, c'est-à-dire composés d'atomes issus des colonnes III et V du tableau périodique des éléments, en particulier. Par rapport au silicium, les matériaux III-V ont pour eux l'avantage d'une mobilité électronique très élevée, de même qu'une plus grande vitesse de saturation des porteurs.

L'objectif principal du travail présenté dans cette thèse est l'optimisation de deux types de photodiodes très utilisées dans les chaînes de transmission optiques, qui sont la photodiode PIN et la photodiode MSM, et ceci afin de répondre aux besoins en termes de deux applications essentielles, qui sont la photodétection et la photocommutation. Ainsi, cette thèse se divise en quatre chapitres :

Le premier chapitre est un état de l'art concernant les photodétecteurs. Nous commençons d'abord par présenter le principe de base de la photodétection ainsi

que les différentes caractéristiques optiques et électriques des semiconducteurs. L'accent sera mis par la suite sur les différents types de photodétecteurs, nous exposons alors les principaux types rencontrés dans la littérature, et nous terminerons le chapitre par une comparaison entre ces derniers.

Dans le deuxième chapitre nous présentons l'optimisation de la réponse en fréquence des photodiodes PIN par l'utilisation des zones désertes mixtes. Pour cela, nous présentons d'abord le calcul de la réponse en transit par l'utilisation de la méthode impulsionnelle, nous illustrons alors l'intérêt des zones désertes mixtes par des exemples, puis nous appliquons les formules obtenues afin d'optimiser la réponse en fréquence d'une photodiode PIN à base de InGaAs/InP, adaptée pour la photodétection à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ . Des abaques qui permettent de trouver sans effort la meilleure structure de zone déserte, sont également données dans la fin de ce chapitre.

Dans le troisième chapitre nous présentons l'optimisation du photodétecteur MSM à base de InGaAs. Pour cela, nous définissons la physique d'un contact métal-semiconducteur et les grandeurs physiques s'y rattachant. Il s'en suivra par la suite la modélisation et la simulation de photodétecteur MSM à base de InAlAs/InGaAs sur InP, de structure planaire interdigitée, adapté pour la photodétection à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ . L'étude réalisée concerne le courant d'obscurité, le photocourant, la capacité, ainsi que la fréquence de coupure à  $-3\text{dB}$ .

Dans le dernier chapitre nous présentons l'optimisation des photocommutateurs constitués d'une ligne coplanaire, introduisant des photodétecteurs MSM mono-électrode et interdigités dans la ligne centrale. Les coefficients de réflexion et de transmission, sont étudiés afin de mettre en évidence, l'influence des différents paramètres géométriques de la ligne coplanaire et du photodétecteur MSM sur le comportement hyperfréquence du photocommutateur. Pour améliorer les performances, des nouvelles topologies des lignes coplanaires introduisant des tapers de formes plus complexes, ainsi que des resserrements des plans de masse, sont proposés et étudiés.

## CHAPITRE 1 :

### LES PHOTODETECTEURS : ETAT DE L'ART

#### 1.1. Introduction

Les performances d'un système de communication à liaison optique de type numérique ou de type optique-radiofréquence, dépendent en partie de celles du photodétecteur utilisé. Ce composant constitue un élément clé, son rôle est de convertir le signal optique en un signal électrique, tout en étant le plus rapide possible et sans apporter des bruits supplémentaires.

Dans ce premier chapitre nous présentons le principe de base de la photodétection, ainsi que les différentes caractéristiques optiques et électriques des semiconducteurs, matériaux principalement utilisés pour la réalisation des photodiodes. Nous définissons par la suite les différentes caractéristiques permettant d'exprimer les performances des photodétecteurs, tel que le rendement quantique interne et externe, la sensibilité, la fréquence de coupure à -3 dB et le bruit. Un état de l'art concernant les différents types de photodétecteurs rencontrés dans la littérature est également présenté dans ce chapitre, parmi ces types on peut principalement citer le photoconducteur, les photodiodes PN et PIN, la photodiode à avalanche, la photodiode Schottky, le photodétecteur MSM, la photodiode UTC, et le phototransistor bipolaire. Chacun de ces types possède ces propres avantages et inconvénients, ce qui le rend bien adapté à une application particulière plus qu'à une autre. Pour conclure, nous présentons une brève comparaison entre ces différentes structures photodéetectrices dans le but de mettre ce dernier point en évidence.

## 1.2. La photodétection

Planck en 1900, puis Einstein en 1905, ont introduit la notion de photon en affirmant que lors des phénomènes d'émission ou d'absorption, la lumière se présente sous la forme de quantum d'énergie. Ces grains sont assimilables à des particules et il leur a été donné le nom de photon [1]. L'énergie du photon est donnée par la relation suivante :

$$E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (1.1)$$

Soit :

$$E(eV) = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \quad (1.2)$$

Où  $h$  est la constante de Planck,  $h = 6.6262 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ .

$\nu$  la fréquence de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique  $\epsilon_r$ .

$\lambda$  la longueur de l'onde dans le diélectrique.

Et  $c$  la célérité,  $c = 2.997925 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ .

La photodétection est un phénomène d'absorption dans un matériau de l'énergie lumineuse portée par les photons qui est transformée en énergie électrique portée par les électrons et les trous [2]. Dans ce qui suit nous allons présenter le principe de la photodétection.

### 1.2.1. Principe de base de la photodétection

Le principe de base de la photodétection est illustré dans la figure 1.1 dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque et extrinsèque. L'absorption d'un photon possédant une énergie au moins égale à la bande interdite  $E_g$  caractérisant le semiconducteur, permet de libérer un électron de la bande de valence  $E_V$  à la bande de conduction  $E_C$ .

Il est possible de rencontrer des niveaux d'énergie intermédiaires dans le cas de semiconducteurs extrinsèques : le niveau d'énergie des accepteurs proches de la

bande de valence pour les semiconducteurs dopés P, et le niveau des donneurs proches de la bande de conduction pour ceux dopés N (figure 1.1).

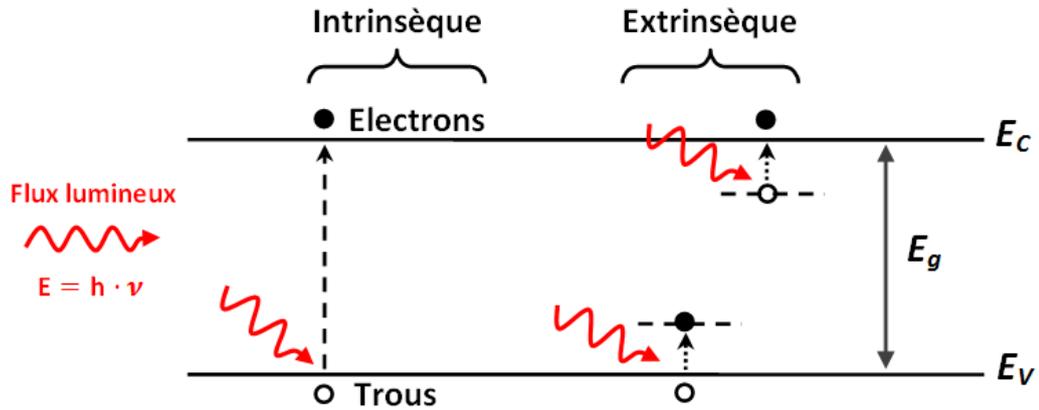


Figure 1.1 : Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semiconducteurs intrinsèque et extrinsèque

Pour générer une paire électron-trou, il faut que les photons véhiculent une énergie  $E_\phi$  supérieure à  $E_g$ . Pour cela, il y aura une condition pour chaque semiconducteur sur la longueur d'onde maximale qu'il pourra absorber, notée  $\lambda_c$  et qui est régie par la relation (1.4).

$$E_\phi = \frac{h \cdot c}{\lambda} > E_g \quad (1.3)$$

$$\lambda(\mu m) < \lambda_c = \frac{h \cdot c}{E_g} = \frac{1.24}{E_g (eV)} \quad (1.4)$$

Parmi les semiconducteurs, on compte deux types de gap ( $E_g$  : distance en énergie entre le minimum de la bande de conduction  $E_C$  et le maximum de la bande de valence  $E_V$ ) : les semiconducteurs dits à gap indirect comme le Si et le Ge (figure 1.2(a) et 1.2(b)) qui ont des extremums en des points différents de l'espace réciproque des vecteurs d'onde  $k$ , et ceux dits à gap direct comme le GaAs (figure 1.2(c)), qui ont des extremums situés au même point de l'espace réciproque. Le gap est représenté par la zone hachurée sur la figure 1.2.

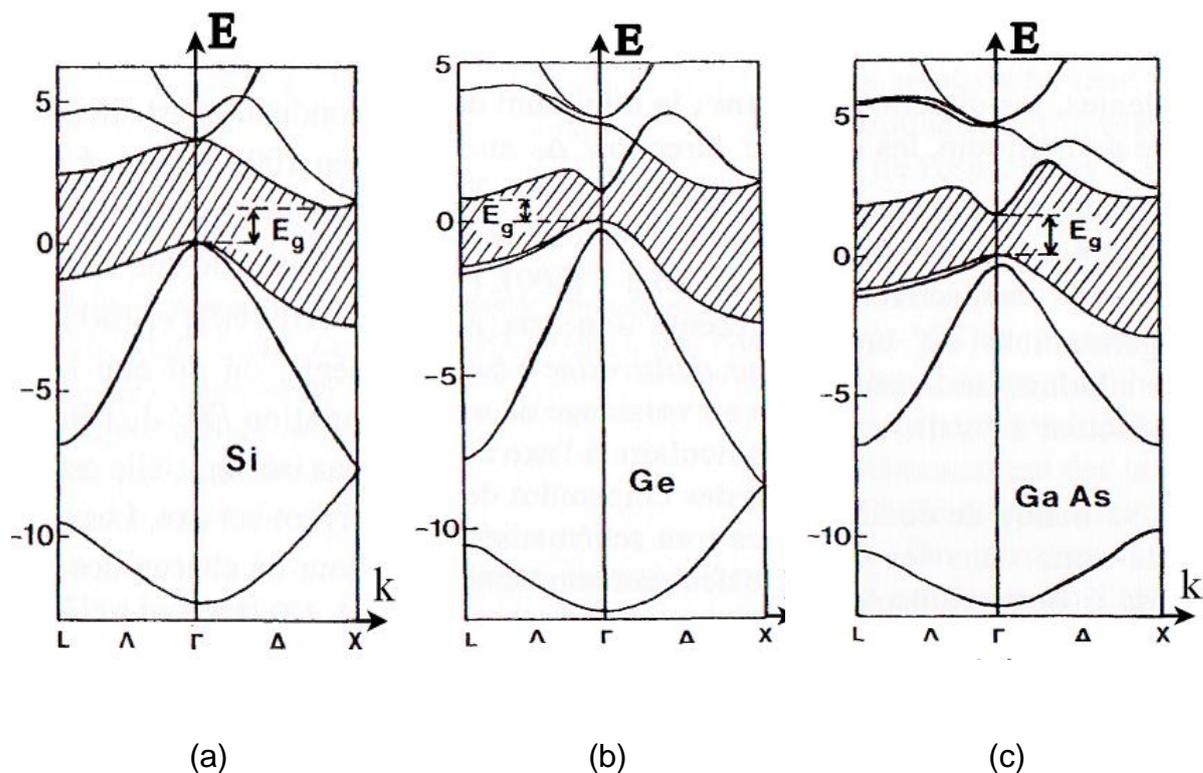


Figure 1.2 : Structure de bandes d'énergie  $E$  du Si, Ge et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde  $k$ , d'après [3]

En l'absence de tout autre mécanisme, le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction provoqué par l'absorption d'un photon, est une transition verticale dans l'espace réciproque, lorsque la condition sur l'énergie apportée par le photon est respectée ( $h \cdot \nu > E_g$  (direct)). Ceci est illustré sur la figure 1.3(a) pour les semiconducteurs à gap direct et, la figure 1.3(c) pour les semiconducteurs à gap indirect. Pour ces derniers, un phénomène de thermalisation des électrons est rencontré avant le phénomène de conduction, lors du passage des électrons du niveau de la bande de conduction directe vers le minimum absolu de cette dernière.

La figure 1.3(b) présente une absorption indirecte entre deux extremums décalés dans l'espace réciproque. Ce phénomène est rencontré dans les semiconducteurs à gap indirect et n'est possible qu'avec l'aide d'une particule appelée phonon. Cette particule désigne un quantum de vibration dans un réseau cristallin. Son

intervention dans le processus de photodétection permet la conservation de la quantité de mouvement [2].

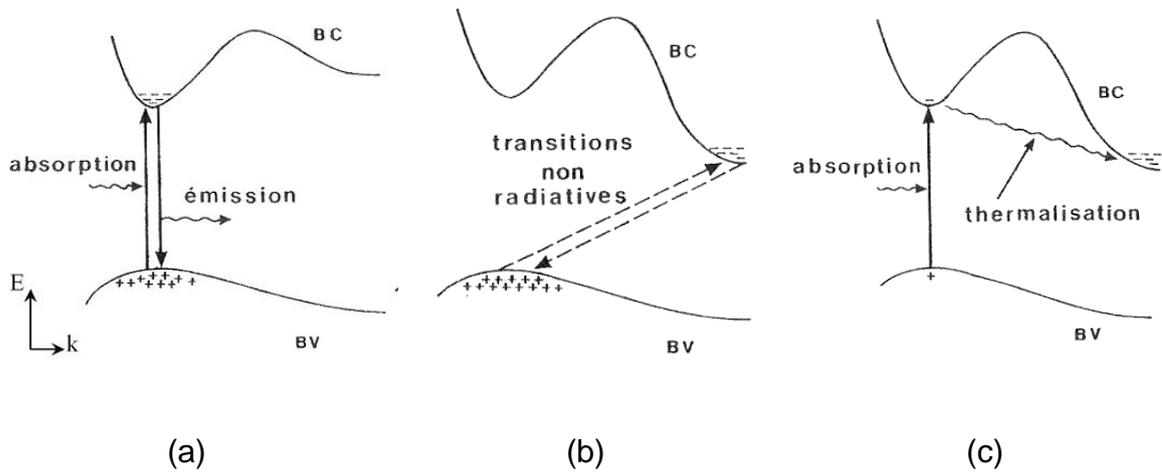


Figure 1.3 : Transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction, 1.3(a) pour des semiconducteurs à gap direct (transitions verticales), 1.3(b) des semiconducteurs à gap indirect (transitions indirectes et non radiatives) et 1.3(c) absorption directe de photons dans un semiconducteur à gap indirect, d'après [3]

On peut définir, pour chaque matériau semiconducteur, une longueur d'onde de coupure au delà de laquelle le phénomène de photo création de porteurs ne pourra plus avoir lieu. La table 1.1 rappelle la nature du gap, la valeur de la bande interdite et la longueur d'onde maximale absorbée pour différents semiconducteurs.

Matériaux	Si	Ge	GaAs	InAs	GaP	InP	GaAlAs	InGaAs
Nature $E_g$	indirect	indirect	direct	direct	indirect	direct	direct	direct
$E_g$ (eV)	1.12	0.66	1.42	0.36	2.26	1.35	1.7	0.75
$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	1.11	1.88	0.87	3.44	0.55	0.92	0.73	1.65

Table 1.1 : Nature du gap, valeur de bande interdite  $E_g$  et longueur d'onde maximale absorbée pour différents semiconducteurs à  $T = 300\text{K}$

### 1.2.2. Caractéristiques optiques des semiconducteurs

Dans la section précédente, la longueur d'onde maximale absorbée  $\lambda_c$ , ou appelée aussi longueur d'onde de coupure a été présentée, cette dernière est une caractéristique dite optique des semiconducteurs. Or l'absorption optique se fera plus ou moins bien en fonction de l'évolution du flux de photons à l'intérieur du semiconducteur. Pour cela, il est utile de connaître l'indice de réfraction et les coefficients d'absorption et de réflexion du matériau.

La figure 1.4, rappelle le principe de réflexion et de réfraction d'un faisceau lumineux à l'interface de deux milieux diélectriques différents. Un faisceau lumineux d'incidence quelconque  $\theta_1$  à la normale de l'interface, va être en partie réfléchi d'un angle  $-\theta_1$  par rapport à la normale et transmis dans le deuxième diélectrique avec un angle de réfraction qui est régi par la formule de Descartes :  $n_1 \cdot \sin \theta_1 = n_2 \cdot \sin \theta_2$  (avec  $n_1$  et  $n_2$  les indices de réfraction des milieux 1 et 2 expliqués au paragraphe ci-dessous et l'équation (1.6)).

Connaissant ces valeurs, on pourra donc caractériser les pouvoirs de réflexion et de réfraction à l'interface des deux diélectriques. Ces caractéristiques sont expliquées ci-après par les équations (1.8) et (1.10).

#### 1.2.2.1. Indice de réfraction

L'indice de réfraction d'un matériau est habituellement rencontré sous sa forme réelle. Néanmoins, on peut le rencontrer sous sa forme complexe (équation (1.5)).

$$\underline{n} = n + jk \quad (1.5)$$

Avec  $\underline{n}$  l'indice de réfraction complexe,  $n$  l'indice de réfraction réel,  $k$  le coefficient d'extinction du matériau.

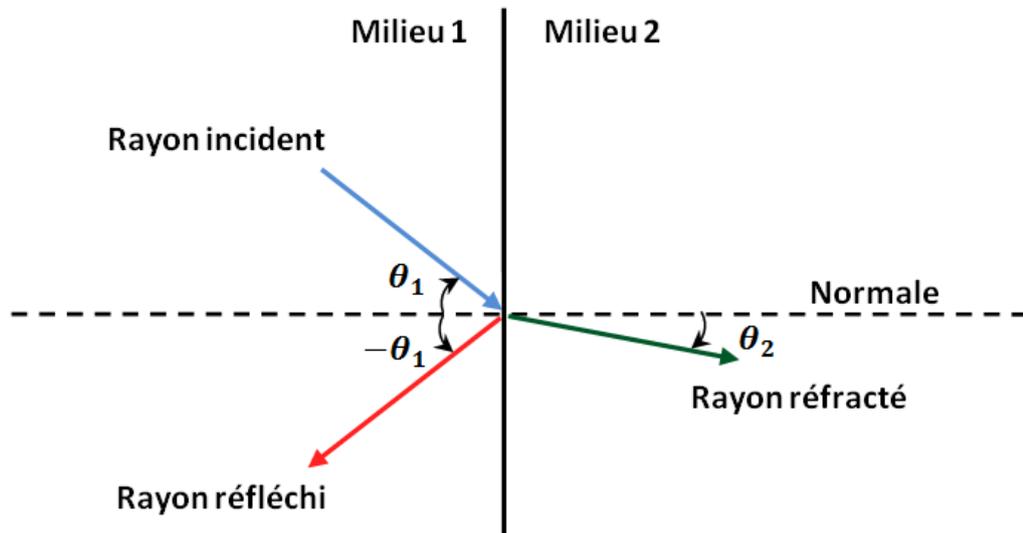


Figure 1.4 : Schéma de principe de réflexion et réfraction d'un faisceau lumineux

L'indice de réfraction caractérise la vitesse de propagation d'une radiation monochromatique dans le matériau et est directement relié à la valeur du diélectrique du matériau. Il est défini par :

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (1.6)$$

Avec  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $v$  vitesse de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique relative  $\epsilon_r$ .

Le coefficient d'extinction d'un matériau, est une mesure qui caractérise la capacité du matériau à absorber une onde électromagnétique à une longueur d'onde particulière. Dans le cas des matériaux dits diélectriques transparents, comme le verre, l'absorption de la lumière visible est très petite et donc le coefficient d'extinction  $k$  est considéré comme nul pour de nombreuses applications [2].

Le coefficient d'extinction est relié au coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  par la relation (1.7) ci-dessous.

$$k = \frac{\lambda}{4\pi} \cdot \alpha \quad (1.7)$$

Dans le paragraphe suivant, nous allons voir les relations qui donnent les coefficients de réflexion et de transmission d'une interface, en fonction des indices de réfraction des deux milieux.

#### 1.2.2.2. Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion d'une interface est défini pour une incidence normale, comme le rapport de la puissance du faisceau réfléchi sur la puissance du faisceau incident :

$$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (1.8)$$

Il est fonction de la nature du matériau et varie peu en fonction de l'énergie du rayonnement. Néanmoins, il reste sensible à l'angle d'incidence et devient plus complexe dans son écriture.

#### 1.2.2.3. Coefficient de transmission

Le coefficient de transmission est régi par la conservation de puissance et s'exprime donc par le rapport de la puissance du faisceau transmis à celle du faisceau incident, ou bien plus simplement le complément à 1 de la puissance réfléchie :

$$T = 1 - R \quad (1.9)$$

Toujours pour une onde incidente, en introduisant l'équation (1.8) dans (1.9), on obtient :

$$T = \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1.10)$$

L'indice de réfraction des semiconducteurs varie entre 3 et 4.2 à 300K, nous obtenons donc pour une incidence normale, un coefficient de réflexion de l'ordre

de 0,3 et donc un coefficient de transmission de 0,7. Par conséquent lorsque l'on fait de la photodétection sans traitement particulier des surfaces, nous avons dans la plupart des cas environ 70% du rayonnement qui pénètre dans le semiconducteur.

La table 1.2 donne les indices de réfraction des principaux semiconducteurs pour les photodétecteurs à 300K, pour des énergies de photon proches de l'énergie de bande interdite du matériau ( $h \cdot \nu \approx E_g$ ).

Semiconducteurs	Si	Ge	GaAs	InP	InGaAs
Indice de réfraction	3.5	4.0	3.6	3.5	3.6

Table 1.2 : Indices de réfraction des principaux semiconducteurs pour les photodétecteurs, à 300K, pour des énergies de photon proches de l'énergie de bande interdite du matériau ( $h \cdot \nu \approx E_g$ )

### 1.2.3. Coefficient d'absorption et longueur d'absorption

Une fois l'interface passée, le flux de photons se propage dans le semiconducteur et décroît suivant une loi exponentielle proportionnellement à la distance parcourue  $x$ , décrite par (1.11).

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{\alpha(\lambda) \cdot x} \quad (1.11)$$

$\phi_0$  est le flux de photons monochromatiques à l'intérieur du semiconducteur et  $\alpha(\lambda)$  est le coefficient d'absorption du semiconducteur en fonction de la longueur d'onde.

Cette diminution se traduit par la probabilité qu'un photon soit absorbé, d'où la dépendance directe avec le coefficient d'absorption, en fonction de la longueur d'onde du matériau.

$$\alpha(\lambda) = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot k \quad (1.12)$$

La longueur d'absorption  $L(\lambda)$  correspond à la distance au bout de laquelle le flux lumineux décroît d'un Neper, c'est-à-dire 63% [4]. Elle dépend de la longueur d'onde et est égale à l'inverse du coefficient d'absorption.

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha(\lambda)} \quad (1.13)$$

La figure 1.5 montre l'évolution en fonction de la longueur d'onde du coefficient d'absorption pour quatre semiconducteurs : le silicium Si, le germanium Ge, l'arséniure de gallium GaAs et un composé ternaire  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ . On peut déduire facilement de cette figure les plages d'utilisation et les longueurs d'onde limites d'absorption de chacun des semiconducteurs. Ce coefficient permettra donc une première sélection pour la conception d'un photodétecteur. D'autres caractéristiques comme la mobilité des porteurs, la technologie utilisée, le coût de fabrication, etc., interviendront par la suite.

#### 1.2.4. Taux de photo-génération

Le flux de photons diminuant pour donner lieu à la génération de paires électrons-trous, il est utile d'exprimer le taux de photo-génération dans le semiconducteur. Celui-ci exprime le nombre de porteurs photogénérés par unité de volume et par unité de temps.

$$G(x) = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \phi_0 \cdot \alpha(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot x} \quad (1.14)$$

Si on fait intervenir la puissance optique à l'entrée du semiconducteur, on peut exprimer le taux de photo-génération de la manière suivante :

$$G(x) = -\frac{P_{opt}}{h \cdot \nu} \cdot (1 - R) \cdot \alpha(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot x} \quad (1.15)$$

L'expression (1.15) tient compte du flux de photons incidents exprimé en fonction de la puissance optique et l'énergie photonique unitaire et, des réflexions à l'interface des deux milieux, qui pourrait être par exemple l'interface air/semiconducteur.

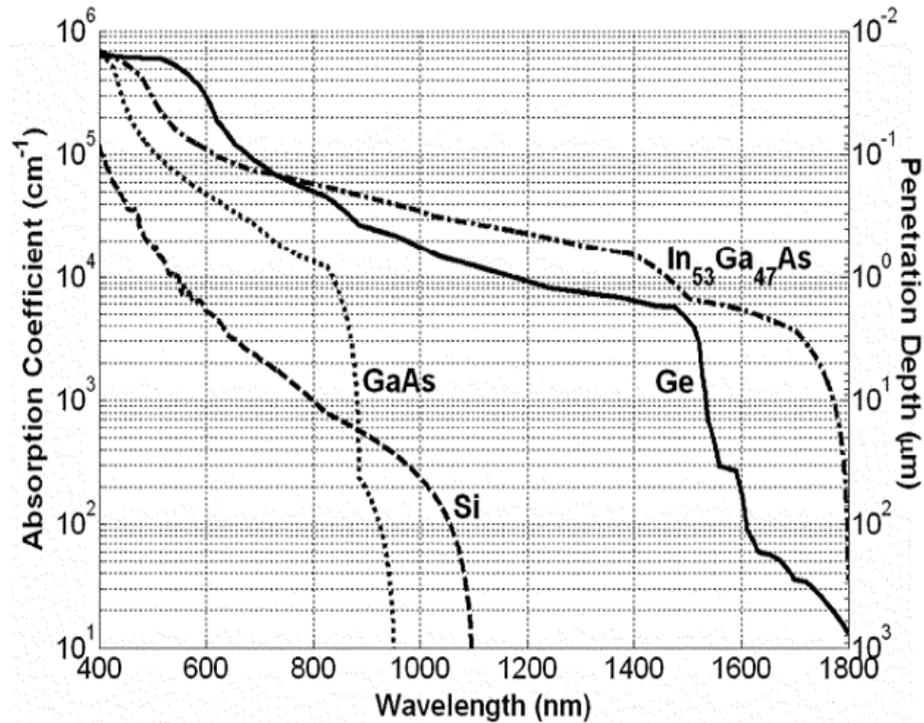


Figure 1.5 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour divers semiconducteurs [5]

### 1.3. Caractéristiques des photodétecteurs

#### 1.3.1. Rendement quantique interne et externe

Le rendement quantique est défini comme le nombre de porteurs, générés par photons incidents ou absorbés dans un photodétecteur. On peut l'exprimer sous deux formes :

##### 1.3.1.1. Rendement quantique interne

Il exprime le rapport entre le nombre de paires électrons-trous générées et le nombre de photons absorbés (1.16). Celui-ci avoisine les 100%.

$$\eta_{int} = \frac{\text{nbre de paires électrons - trous générées}}{\text{nbre de photons absorbés}} \leq 1 \quad (1.16)$$

##### 1.3.1.2. Rendement quantique externe :

Ce dernier tient compte, par rapport au rendement quantique interne, du nombre de photons incidents global dans le semiconducteur et du nombre de porteurs réellement collectés (1.17). Il peut être écrit en fonction des grandeurs mesurables, le courant photogénéré  $I_{ph}$ , la puissance optique incidente  $P_{opt}$  et la longueur d'onde du faisceau optique  $\lambda$  (1.18).

$$\eta_{ext} = \frac{\text{nbre de paires électrons - trous collectées}}{\text{nbre de photons incidents}} \quad (1.17)$$

$$\eta_{ext} = \frac{I_{ph}/q}{P_{opt}/h \cdot \nu} = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \cdot \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \quad (1.18)$$

Si le rendement quantique externe est supérieur à 1, cela signifie que le courant photogénéré est amplifié, et que le photodétecteur possède un mécanisme de gain.

On peut aussi exprimer le rendement quantique externe en fonction du rendement quantique interne par l'expression suivante [6] :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \cdot (1 - R) \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot W} \quad (1.19)$$

Avec  $\alpha(\lambda)$  le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde utilisée, R le coefficient de réflexion à l'interface et W la largeur de la zone d'absorption.

### 1.3.2. Sensibilité et responsivité

Une des caractéristiques principales des photodétecteurs est appelée sensibilité ou encore responsivité du photodétecteur [2]. Elle caractérise la conversion optique-électrique du photodétecteur. Elle est définie comme le rapport du courant photogénéré sur la puissance optique incidente en court-circuitant la sortie et est exprimée en Ampère par Watt (1.20).

$$S_{ph|c.c.}(\lambda) = \frac{I_{ph|c.c.}(\lambda)}{P_{opt}} \quad (1.20)$$

Sachant que la puissance optique  $P_{opt}$  reçue pendant un temps t est donnée par :

$$P_{opt} = \frac{n_{ph} \cdot h \cdot \nu}{t} \quad (1.21)$$

Et que le courant  $I_{ph}$  créé par les électrons pendant un temps  $t$  est :

$$I_{ph} = \frac{n_e \cdot q}{t} \quad (1.22)$$

Où  $n_{ph}$  et  $n_e$  sont le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons créés respectivement. Ce qui nous permet d'écrire  $S_{ph|c.c.}$  sous la forme suivante (1.23) :

$$S_{ph|c.c.}(\lambda) = \eta_{ext} \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} = \eta_{ext} \cdot \frac{\lambda(\mu m)}{1.24} \quad (1.23)$$

Elle peut également s'exprimer pour une sortie sur  $50 \Omega$  de la façon suivante (1.24) :

$$S_{ph|50\Omega}(\lambda) = \frac{I_{ph|50\Omega}(\lambda)}{P_{opt}} \approx \eta_{ext} \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} \quad (1.24)$$

Avec pour approximation que l'impédance  $50\Omega$  apparaît faible devant l'impédance de sortie du photodétecteur.

Ainsi, à partir des équations précédentes on peut noter que la sensibilité d'un photodétecteur est un paramètre qui dépend des caractéristiques géométriques du photodétecteur, ainsi que de la nature du matériau employé (coefficient d'absorption, longueur de diffusion...etc.). Les facteurs limitant la sensibilité sont les mêmes que pour le rendement quantique.

La figure 1.6 donne les courbes des sensibilités et des rendements en fonction de la longueur d'onde pour divers matériaux, on observe que la sensibilité  $S$  augmente avec la longueur d'onde  $\lambda$ , puis s'écroule à la fréquence de coupure. Il apparaît donc pour chaque matériau, une longueur d'onde pour laquelle la sensibilité est maximale.

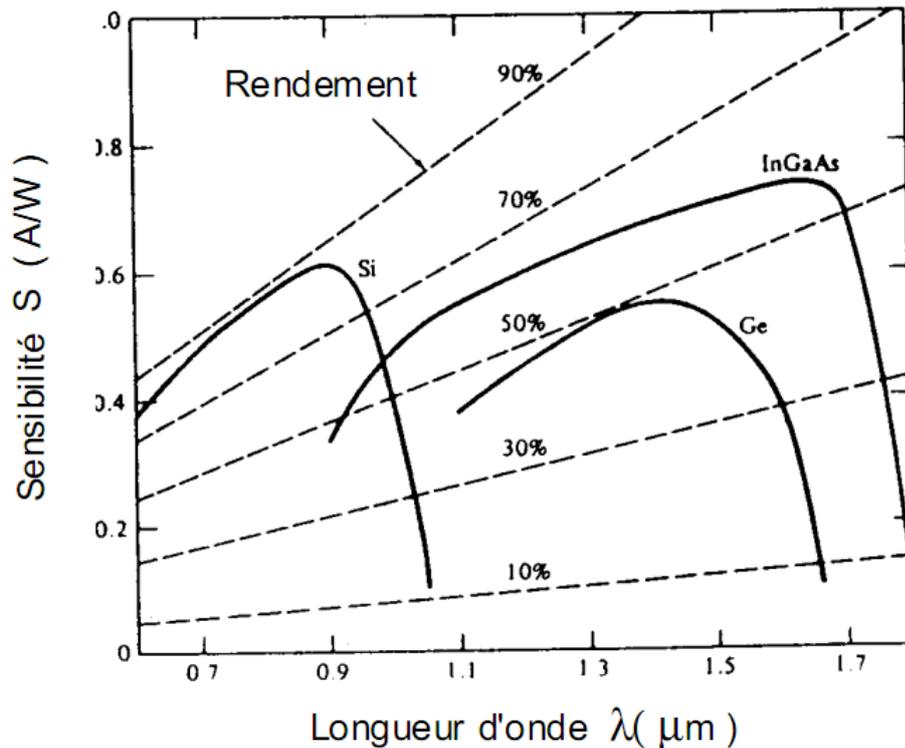


Figure 1.6 : Courbes de sensibilité et de rendement selon les longueurs d'onde pour divers matériaux [7]

### 1.3.3. Caractéristiques dynamiques : Bande passante à $-3_{dB}$

Une autre caractéristique très importante est la bande passante de photodétecteur ou sa fréquence de coupure à  $-3_{dB}$ . Cette valeur est schématisée sur la figure 1.7, elle représente la fréquence à laquelle le courant utile de sortie est divisé de moitié par rapport à la réponse maximale de sortie.

Les performances dynamiques des photodétecteurs ou plus précisément la bande passante est principalement limitée par trois effets, qui sont les suivants :

#### 1.3.3.1. Temps de transit des porteurs dans la Zone de Charge d'Espace

En effet, les porteurs (électrons et trous) prennent un temps  $\tau_{tr}$  pour traverser la Zone de Charge d'Espace (ZCE) donné par l'équation (1.25) ci-dessous.

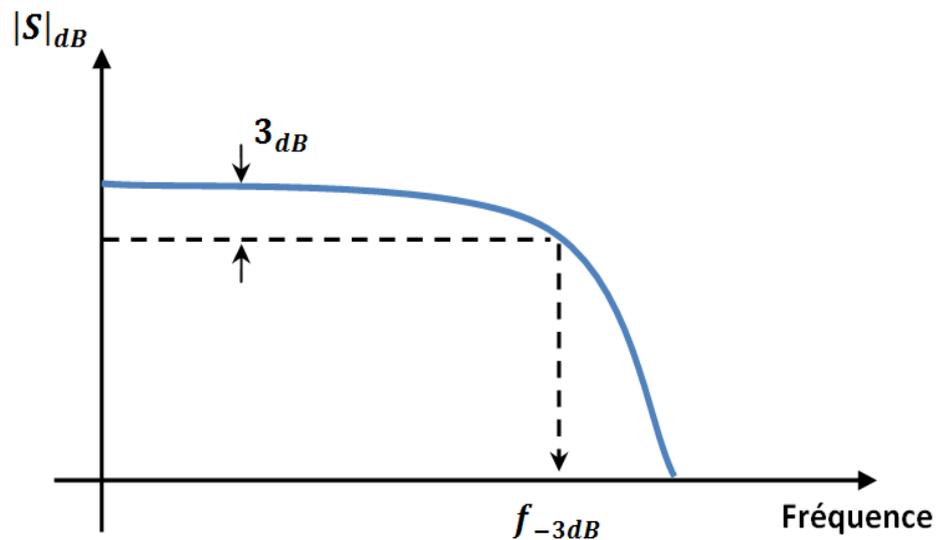


Figure 1.7 : Bande passante et fréquence de coupure à -3dB d'un photodétecteur

$$\tau_{tr} = \frac{W}{v} \quad (1.25)$$

Avec  $W$  la largeur de la zone d'absorption, et  $v$  la vitesse de dérive des porteurs. Les vitesses des électrons et des trous sont différents. Si on augmente la tension du générateur pour que le champ dépasse 50 KV/cm en tout point de la zone déserte, la vitesse de dérive des porteurs devient alors indépendante du champ [8,9]. On parle alors des vitesses de saturation des électrons et des trous.

### 1.3.3.2. Temps de diffusion des minoritaires

Dans le cas de l'absorption hors ZCE, il faut tenir compte du temps de diffusion des minoritaires jusqu'à la ZCE. Ce dernier est donné par formule suivante [10] :

$$\tau_{diff} = \frac{W}{v_{diff}} \quad (1.26)$$

Où  $v_{diff}$  est la vitesse de diffusion des minoritaires.

### 1.3.3.3. Capacité de jonction

En effet, le signal ne rejoint pas instantanément la charge une fois que les porteurs ont quittés la ZCE. Ils sont encore retenus au voisinage de la jonction par une attraction coulombienne. La jonction se comporte comme un condensateur de capacité  $C_j$  donnée par [11] :

$$C_j = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{S}{W} \quad (1.27)$$

Où  $S$  est la surface de la zone active, et  $\varepsilon_r$  est la constante diélectrique relative du matériau utilisé. La formule (1.28) donne le temps de réponse de circuit :

$$\tau_{RC} = 2\pi \cdot R_c \cdot C_j \quad (1.28)$$

Où  $R_c$  représente la résistance de charge.

La formule suivante donne directement la fréquence de coupure à -3dB en fonction de temps de transit et du temps de coupure capacitive [12] :

$$f_{-3dB} = \frac{1}{\sqrt{\tau_{tr}^2 + \tau_{RC}^2}} \quad (1.29)$$

La fréquence de coupure  $f_{-3dB}$  est dominée par le transit lorsque le temps de réponse du circuit est court devant le temps de transit :

$$f_{-3dB} = \frac{1}{\tau_{tr}} \quad (1.30)$$

La fréquence de coupure  $f_{-3dB}$  est dominée par la capacité lorsque le temps de réponse du circuit est long devant le temps de transit :

$$f_{-3dB} = \frac{1}{\tau_{RC}} \quad (1.31)$$

Ainsi, pour avoir des grandes fréquences de coupure afin de pouvoir travailler dans le domaine des hyperfréquences, il sera intéressant de trouver un compromis entre la diminution du temps de transit des porteurs (faible largeur de

la zone déserte) et la diminution de la capacité du composant (largeur importante de cette même zone). Dans ce but, plusieurs moyens ont été employés, l'étude proposée dans le chapitre 2 de cette thèse présente l'optimisation de la réponse en fréquence des photodiodes PIN, par l'utilisation des zones déserte mixtes au lieu des zones déserte complètement absorbantes.

#### 1.3.4. Bruit dans les photodétecteurs

Le signal électrique émis par le photodétecteur n'est pas parfait. Le courant photodéfecté est affecté par des bruits qui contribuent à dégrader les performances des systèmes de communication. Les principales composantes de bruit liées aux récepteurs optiques sont les suivantes : le bruit de grenail, le bruit thermique, le bruit en  $1/f$ , et le bruit de courant d'obscurité [13]. Dans ce qui suit, nous allons définir les caractéristiques de chacune de ces composantes de bruit.

##### 1.3.4.1. Bruit de grenaille

Le bruit associé au passage de porteurs à travers une barrière de potentiel est normalement connu comme bruit de grenaille (shot noise). Dans le cas d'un photodétecteur, il est impossible d'effectuer une distinction entre le bruit de grenaille quantique qui dérive des photons détectés par la photodiode et le bruit de grenaille électronique qui dérive du flux de photocourant dans la jonction p-n à l'intérieur de la photodiode. La densité spectrale normalisée du bruit de grenaille en courant s'écrit de la façon suivante [13] :

$$i_n^2(f) = 2 \cdot q \cdot I_{ph} \quad (1.32)$$

Où  $q$  la charge d'un électron et  $I_{ph}$  est le photocourant.

##### 1.3.4.2. Bruit thermique

Le bruit thermique ou Johnson-Nyquist noise est dû aux collisions aléatoires des porteurs avec les atomes du réseau cristallin, en vibration permanente à cause de l'agitation thermique. La densité spectrale de courant de bruit thermique liée à la résistance de charge de la photodiode est donnée par la relation suivante [13] :

$$i_t^2(f) = \frac{4 \cdot K_B \cdot T}{R_c} \quad (1.33)$$

Avec  $K_B$  représente la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $R_c$  est la résistance de charge de la photodiode.

#### 1.3.4.3. Bruit en 1/f

Les deux types de bruit précédents étaient des bruits blancs. Mais il existe d'autres types de bruits fondamentaux dont la densité spectrale n'est pas constante en fréquence. Il s'agit principalement de bruits à basse fréquence. Le plus connu est le bruit en 1/f, connu aussi par bruit de scintillation ou flicker noise [14]. Ce dernier est présent dans tout composant parcouru par un courant et est proportionnel à ce courant à la puissance  $\beta$ .

$$i_{1/f}^2(f) = k \cdot \frac{I_0^\beta}{f^\gamma} \quad (1.34)$$

Avec  $k$  est une constante expérimentale qui varie d'un composant à l'autre,  $\gamma \approx 1$  et  $\beta \approx 2$  suivant les composants et les matériaux.

#### 1.3.4.4. Bruit de courant d'obscurité

Avec ou sans illumination, le photodétecteur présente un courant de pertes, qui dérive dans le cas d'une photodiode de la présence de recombinaison en surfaces et de parcours de fuite dans le matériau massif. Ce type de courant non souhaité et qui doit être de très faible valeur est appelé courant d'obscurité. La densité spectrale normalisée du bruit de courant d'obscurité s'écrit de la façon suivante :

$$i_{obs}^2(f) = 2 \cdot q \cdot I_{obs} \quad (1.35)$$

Où  $I_{obs}$  est la valeur moyenne du courant d'obscurité.

#### 1.3.4.5. Rapport signal sur bruit, NEP et détectivité

Nous disposons maintenant de tous les éléments nécessaires pour définir le bruit total dans le photodétecteur. Nous pouvons alors exprimer le rapport signal sur

bruit (SNR) comme le rapport entre la puissance du signal délivré par le photodétecteur et la puissance du signal bruit. Il s'ensuit que le SNR est calculé par l'équation suivante [10] :

$$SNR = \frac{I_{ph}^2}{I_{bt}^2} \quad (1.36)$$

Où  $I_{ph}$  est le photocourant délivré par le photodétecteur, et  $I_{bt}$  représente le courant de bruit total dans le photodétecteur.

Pour décrire le bruit dans le photodétecteur, d'autres paramètres équivalents au SNR peuvent aussi être utilisés, tel que la puissance équivalente du bruit NEP (pour noise equivalent power) et la détectivité  $D$ .

La NEP, est par définition la puissance optique incidente pour laquelle on a un rapport signal sur bruit égal à 1, et donc un photocourant  $I_{ph}$  égal au courant de bruit  $I_{bt}$ . C'est, en d'autres termes, la plus petite puissance optique susceptible d'être mesurée [15]. Il s'ensuit que le paramètre NEP est donné par le courant de bruit divisé par la sensibilité de photodétecteur (responsivité) comme l'exprime la relation suivante :

$$NEP = \frac{I_{bt}}{S_{ph}(\lambda)} \quad (1.37)$$

La détectivité  $D$  est défini par la relation suivante :

$$D = (NEP)^{-1} \quad (1.38)$$

Généralement, le signal de photocourant augmente proportionnellement avec la surface optique active  $S$ , tandis que le courant de bruit augmente suivant la racine carrée du produit de la surface optique active  $S$  par la bande passante  $B$  [15]. Pour comparer les différents photodétecteurs, il serait donc préférable d'utiliser une expression normalisée de la détectivité par rapport à ces paramètres :

$$D^* = D \cdot \sqrt{S \cdot B} \quad (1.39)$$

La détectivité normalisée est le paramètre le plus significatif caractérisant le photodétecteur, car elle permet la comparaison directe des performances de photodétecteurs de technologies et de types de fonctionnement a priori très différents [15].

#### 1.4. Les différents types des photodétecteurs

Dans cette partie nous allons énumérer et expliquer le principe de fonctionnement des principaux photodétecteurs trouvés dans la littérature, qui sont les photoconducteurs, les photodiodes PN et PIN, les photodiodes à avalanche, les photodiodes UTC, les photodétecteurs MSM, ainsi que les phototransistors. Une comparaison entre ces différents types de photodétecteurs est également présentée à la fin de cette section.

##### 1.4.1. Photoconducteur

Les photoconducteurs sont les photodétecteurs les plus simples à mettre en œuvre. Ils présentent la même structure que les photodiodes à barrière Schottky si ce n'est qu'ils sont constitués de contacts ohmiques entre le métal et le semiconducteur (figure 1.8(a)). Ils sont en général polarisés de manière à avoir un fort champ électrique entre les électrodes afin que le comportement non linéaire de la vitesse des porteurs soit pris en compte (figure 1.9). Quand des photons pénètrent le semiconducteur, des paires électron-trou sont générées ce qui engendre une modification de la conductivité du semiconducteur [16].

Comme le montre la figure 1.8(b), les photoconducteurs ont typiquement une structure interdigitée de manière à conserver un espacement inter électrode faible afin d'avoir un champ électrique interélectrode important tout en conservant une surface photosensible suffisante.

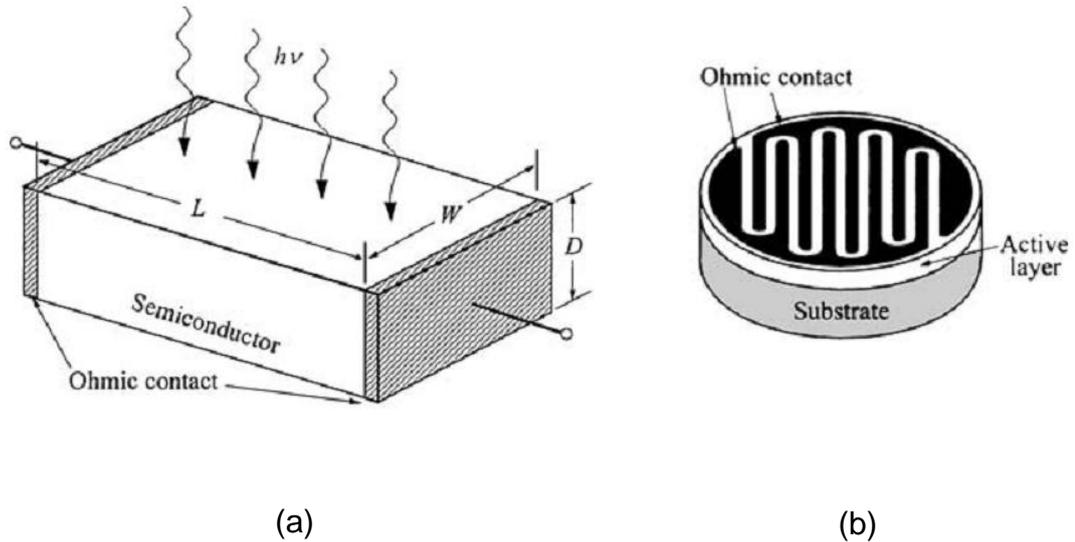


Figure 1.8 : 1.8(a) Schéma de principe d'un photoconducteur, constitué d'une plaque de semiconducteur avec deux contacts ohmiques. 1.8(b) la disposition typique se compose de contacts interdigités avec un faible espace [17]

Le principe de fonctionnement de photoconducteur est que lorsque la lumière pénètre le semiconducteur, des porteurs libres sont créés ce qui modifie la résistivité du matériau. Le champ électrique présent entre les électrodes engendre un photocourant de conduction par déplacement des porteurs. Ces porteurs restent dans la structure jusqu'à ce qu'ils se recombinent ou qu'ils soient collectés par les contacts. Si le semiconducteur est excité de manière homogène, en régime permanent, le taux de recombinaison est égal au taux de génération de paires électron-trou par absorption de photon.

Le semiconducteur utilisé étant de type N, la conductivité est dominée par les électrons. Dans les conditions d'obscurité, la conductivité du semiconducteur est donnée par l'équation (1.40). Sous éclairnement, le flux lumineux incident génère une densité de porteur en excès  $\hat{n}$ . Si l'on considère que l'on reste en régime de faible injection, la conductivité est alors donnée par (1.41).

$$\sigma = q \cdot \mu_n \cdot \bar{n} \quad (1.40)$$

$$\sigma = q \cdot \mu_n \cdot (\bar{n} + \hat{n}) \quad (1.41)$$

Où  $\mu_n$  représente la mobilité des porteurs majoritaires, ici les électrons [ $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ ].

En présence d'un champ électrique  $E$ , la densité de courant total  $J$ , dépendant de la densité de courant d'obscurité  $J_{obs}$  et de la densité du photocourant  $J_{ph}$ , elle s'écrit:

$$J = (\sigma + \Delta\sigma) \cdot E = J_{obs} + J_{ph} \quad (1.42)$$

Par identification pour une surface éclairée  $S$ , on obtient :

$$I_{ph} = J_{ph} \cdot S = \Delta\sigma \cdot S \cdot \|\vec{E}\| = q \cdot G \cdot \tau_p \cdot \mu_n \cdot S \cdot \|\vec{E}\| \quad (1.43)$$

$\tau_p$  est la durée de vie des porteurs minoritaires, ici les trous. Le temps de transit des porteurs majoritaires  $\tau_n$  dans la structure dépend de leur vitesse  $v_n$  et de la distance interelectrode  $W$ .

A faible champ, la vitesse des porteurs augmente linéairement avec le champ électrique (figure 1.9). L'expression du photocourant  $I_{ph}$  issue de l'absorption de photon est présentée par l'équation (1.44) [17] :

$$I_{ph} = q \cdot G \cdot S \cdot \frac{\tau_p}{\tau_n} \cdot W = q \cdot \eta_{int} \cdot g_i \cdot \frac{P_{opt}}{h \cdot \nu} \quad (1.44)$$

Où  $g_i$  est appelé le gain interne du photoconducteur.

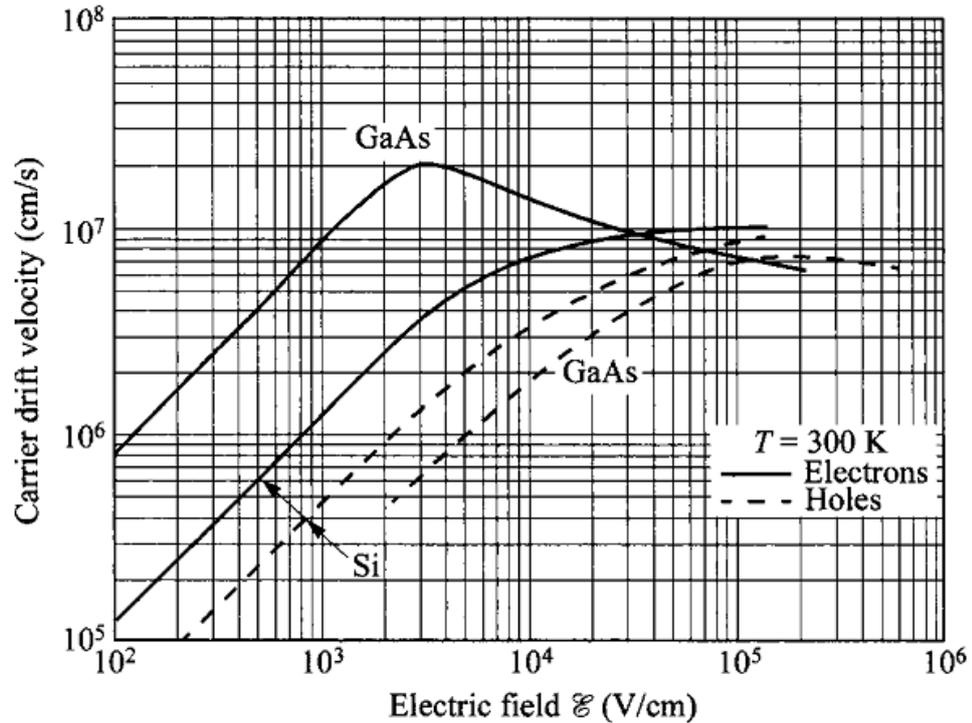


Figure 1.9 : Vitesse de déplacement des porteurs en fonction du champ électrique pour différent semiconducteur [17]

#### 1.4.2. Photodiode PN

Une photodiode PN classique est une simple jonction PN polarisée en inverse, pour obtenir une grande zone de charge d'espace, afin de favoriser la photodétection.

Le fonctionnement de la photodiode PN est illustré dans la figure 1.10. Les porteurs photogénérés dans la zone déplétée dérivent sous l'action du champ électrique vers les zones où ils sont majoritaires. Des paires électrons-trous peuvent aussi être générées dans les zones dopées. Ceux-ci interviennent surtout pour les photodiodes UTC, présentées dans la suite de ce chapitre. Les porteurs minoritaires diffusent vers la zone de charge d'espace, où ils sont accélérés par le champ électrique pour participer au photocourant. Ils peuvent au cours de leur déplacement se recombiner.

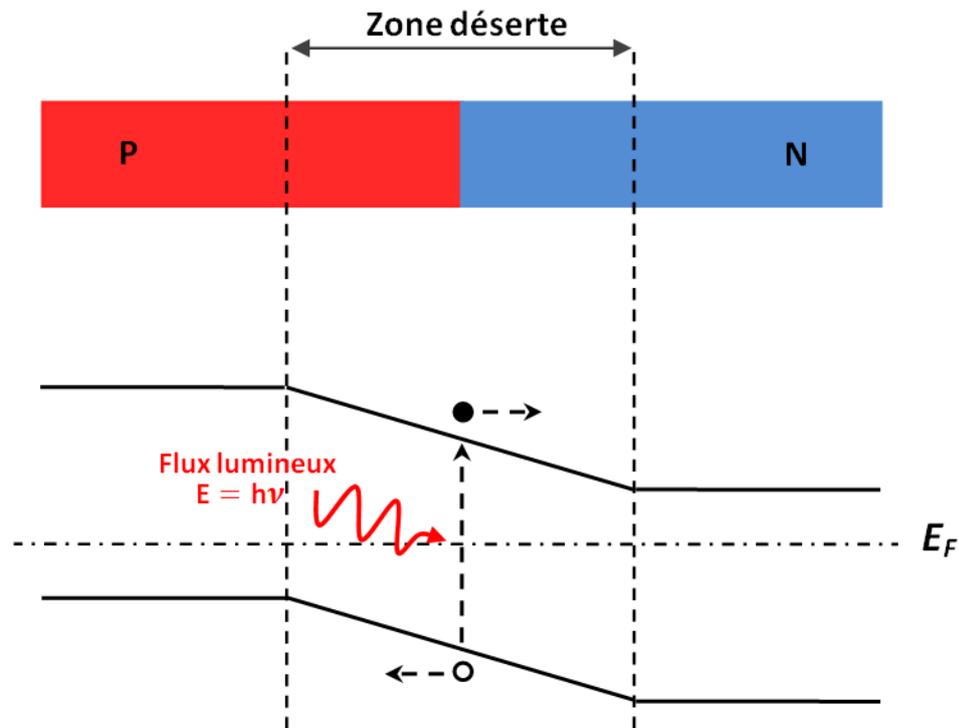


Figure 1.10 : Représentation schématique de la photodiode PN et son diagramme d'énergie à l'équilibre

La première évolution des photodétecteurs au début des années 60, s'est tournée vers l'augmentation de la zone d'absorption à l'aide d'une couche supplémentaire non dopée ou faiblement dopée, pour accroître la sensibilité [2], cette évolution a donné naissance à la photodiode PIN.

#### 1.4.3. Photodiode PIN

La photodiode PIN est basée sur une simple jonction PN au milieu de laquelle a été insérée une couche intrinsèque, absorbante à la longueur d'onde. L'idée de cette structure est d'augmenter artificiellement la zone de charge d'espace et donc la zone d'absorption principale de la photodiode, comme illustré par la figure 1.11. Sous une polarisation inverse suffisante, toute la zone intrinsèque est soumise à un fort champ électrique quasi-uniforme et ainsi les porteurs photogénérés atteignent rapidement la vitesse de saturation. Cette structure de photodiode a très rapidement été utilisée comme démodulateur optique-microonde [18-22].

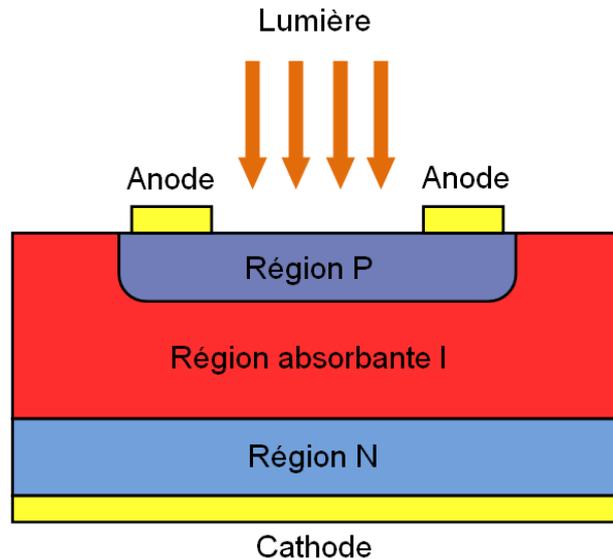


Figure 1.11 : Schéma d'une photodiode PIN classique à éclairage vertical

Dans ce type de composant, des temps de réponse très brefs sont recherchés pour pouvoir permettre des montées en débit pour les communications. On remarque que dans les premières structures PIN, certains porteurs photogénérés étaient soumis au phénomène de diffusion dans certaines zones. Or, la diffusion est un phénomène très lent qui réduit la bande passante donc contraire aux applications optique-microondes [2].

Afin d'améliorer la réponse en fréquence, il est nécessaire de limiter la région d'absorption à la zone intrinsèque pour réduire les temps de transit des porteurs. Les hétérojonctions ainsi que les nouveaux matériaux composés binaires et ternaires ont apporté cette possibilité [23]. L'idée a été d'utiliser un matériau absorbant à la longueur d'onde souhaitée pour la zone intrinsèque et deux autres matériaux fortement dopés et transparents pour les deux autres zones N et P.

La figure 1.12 résume le principe de fonctionnement d'une photodiode PIN à éclairage vertical avec pour zone active, la zone intrinsèque. L'éclairage vertical peut être effectué par dessus ou par dessous suivant les structures et matériaux utilisés. L'éclairage latéral permettra de lever le compromis rapidité/détection.

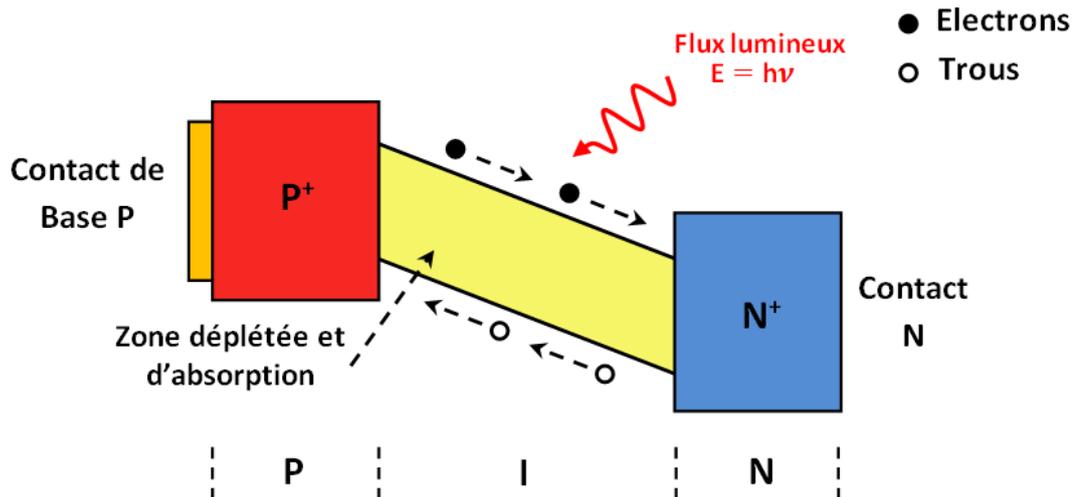


Figure 1.12 : Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN

Les photodiodes PIN présentent comme intérêt :

- Une grande sensibilité, proportionnelle à la largeur et à la profondeur de la zone intrinsèque.
- Élimination des phénomènes de diffusion par l'utilisation d'hétérojonction.
- Diminution du temps de transit des porteurs pour une épaisseur de zone intrinsèque en augmentant la tension de polarisation inverse, dans le cas où la vitesse de saturation n'est pas déjà atteinte.

Pour le dernier point, il faut noter aussi l'effet de l'augmentation du temps de transit avec l'augmentation de la zone intrinsèque. L'augmentation de l'épaisseur de la zone active optique engendre une diminution de la capacité de jonction et donc dans le même temps une diminution de la constante de temps RC.

#### 1.4.4. Photodiode à avalanche

Les photodiodes à avalanche (APD) sont utilisées pour accroître la sensibilité des photodétecteurs, du fait que les signaux optiques arrivant au niveau de récepteur sont souvent faibles et le signal électrique délivré par la photodiode requiert souvent une amplification. L'augmentation de la sensibilité dans une APD est

obtenue grâce à une amplification interne du courant photogénéré, due à un effet d'avalanche. Les premières études sur ces photodétecteurs datent de 1966 par Emmons et Lucovsky [24].

Sa structure est similaire à celle d'une photodiode PIN, dans laquelle il a été ajouté une couche de multiplication non-dopée à grand Gap et des couches de transition à gap intermédiaire (figure 1.13). Les zones d'absorption et de multiplication sont séparées afin d'éviter de forts courants de fuite ou des phénomènes de bruit d'avalanche. Sous cette condition, la photodiode à avalanche peut rester de faible bruit tout en apportant une amplification. L'éclairage se fait usuellement par un faisceau optique injecté verticalement.

Pour obtenir un effet d'avalanche, il faut appliquer une polarisation inverse très élevée, typiquement supérieure à 20 V, aux bornes de la photodiode [2]. Au niveau de la couche de multiplication intrinsèque règne alors un fort champ électrique qui permet de ioniser le matériau, générant électrons et trous, par impact des porteurs photogénérés qui la traverseront. Dans la couche active pour la photodétection, le champ électrique ne permet pas l'ionisation, mais suffit à la dérive des porteurs photogénérés. Il y a donc amplification du courant primaire.

Le paramètre caractéristique particulier à la photodiode à avalanche est son coefficient de multiplication  $M$ . Le facteur de multiplication dépend des coefficients d'ionisation des électrons  $\alpha_n$  et des trous  $\alpha_p$ , il est décrit par l'équation suivante [26] :

$$M = \frac{1 - k_\alpha}{e^{((1 - k_\alpha) \cdot \alpha_n \cdot W) - k_\alpha}} \quad (1.45)$$

Avec le taux d'ionisation,  $k_\alpha = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$ .

Pour obtenir de forts facteurs de multiplication et donc une meilleure sensibilité associée à un faible facteur de bruit, il faut nécessairement que les coefficients

d'ionisation différent l'un de l'autre. Le produit gain-bande se verra ainsi augmenté. Dans le cas où la polarisation est faible, la photodiode se comporte comme une simple photodiode PIN.

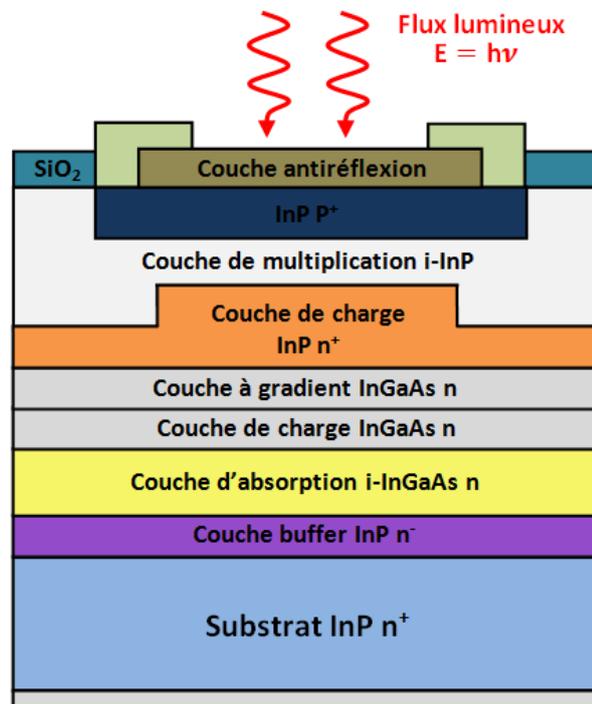


Figure 1.13 : Structure typique d'une photodiode à avalanche ultra-rapide en InGaAs [25]

#### 1.4.5. Photodiode Schottky

La photodiode Schottky est basée sur la jonction entre un semiconducteur faiblement dopé et un métal [27]. Lorsque le rayonnement crée des paires électrons trous dans la zone de charge d'espace du semiconducteur, la diode est le siège d'un photocourant de génération analogue à celui d'une photodiode à jonction p-n. L'avantage de la photodiode Schottky réside dans le fait que la couche métallique, si elle est suffisamment mince pour le passage de la lumière, elle est transparente au rayonnement dans le domaine du proche ultra violet, ce qui n'est pas le cas de la zone frontale des autres types de photodiode. La zone de déplétion est si proche du plan d'incidence, que les photons de grande énergie et de courte

longueur d'onde peuvent y être absorbés. Les porteurs libres ainsi créés sont rapidement balayés par le champ élevé. Ceci permet au dispositif d'avoir, d'une part une grande sensibilité dans le bleu et le violet, et d'autre part une grande vitesse de réponse. L'inconvénient d'une telle structure est dans la réponse aux grandes longueurs d'ondes du rouge et de l'infrarouge qui est par la grande réflectivité de la couche d'or dans cette partie du spectre [28].

La figure 1.14 représente la structure d'une photodiode Schottky réalisée par Monroy et al dans [29], composée d'une couche de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  déposée sur un buffer (couche tampon) en GaN ou AlN, dopé n ou p ou non dopé. L'étude du photocourant a montré que celui-ci augmente linéairement avec la puissance optique dans la gamme étudiée, (de  $10 \text{ mW}\cdot\text{m}^{-2}$  à  $2 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ ). La réceptivité obtenue, quant à elle diminue quand  $x$  augmente : elle est de  $53,4 \text{ mA}\cdot\text{W}^{-1}$  à  $x = 0.19$ ,  $44,9 \text{ mA}\cdot\text{W}^{-1}$  à  $x = 0.27$  et  $29,4 \text{ mA}\cdot\text{W}^{-1}$  à  $x = 0.35$ . Cette diminution est attribuée à l'augmentation de la densité de dislocation associée à l'enrichissement en aluminium de la couche AlGaN. Le temps de réponse de ces photodiodes est de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ .

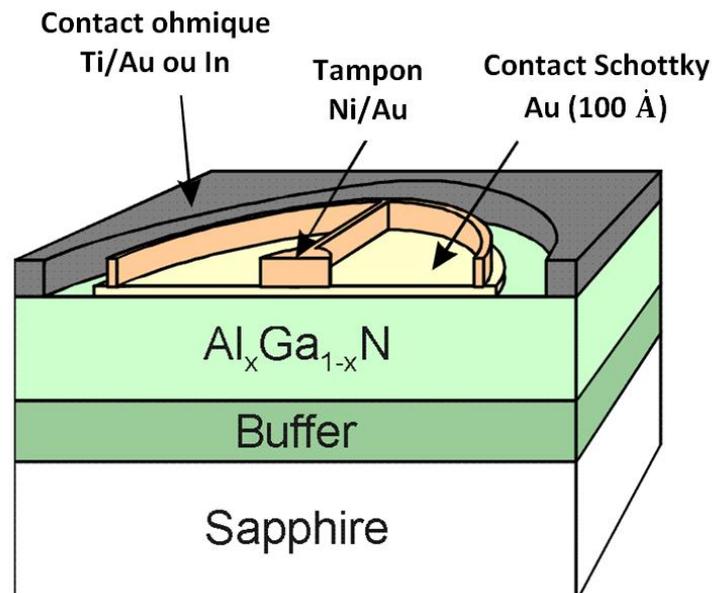


Figure 1.14 : Structure de la photodiode Schottky [29]

#### 1.4.6. Photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Un photodétecteur ou photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM) est réalisé à partir de deux contacts Schottky sur une même face de semiconducteur. Chaque contact métal-semiconducteur se comporte comme une diode Schottky. Le photodétecteur MSM est alors comparable à de deux diodes Schottky en série, placées en inverse l'une par rapport à l'autre, c.à.d. en tête-bêche.

Sous polarisation, l'une des diodes étant forcément en inverse, le courant d'obscurité passant à travers la structure est très faible et, dans la mesure où les deux contacts Schottky sont identiques, la symétrie du composant donne lieu à une caractéristique globale  $I(V)$  symétrique se résumant à la caractéristique de la jonction métal-semiconducteur en inverse. La figure 1.15 montre la caractéristique courant-tension typique d'un photodétecteur MSM.

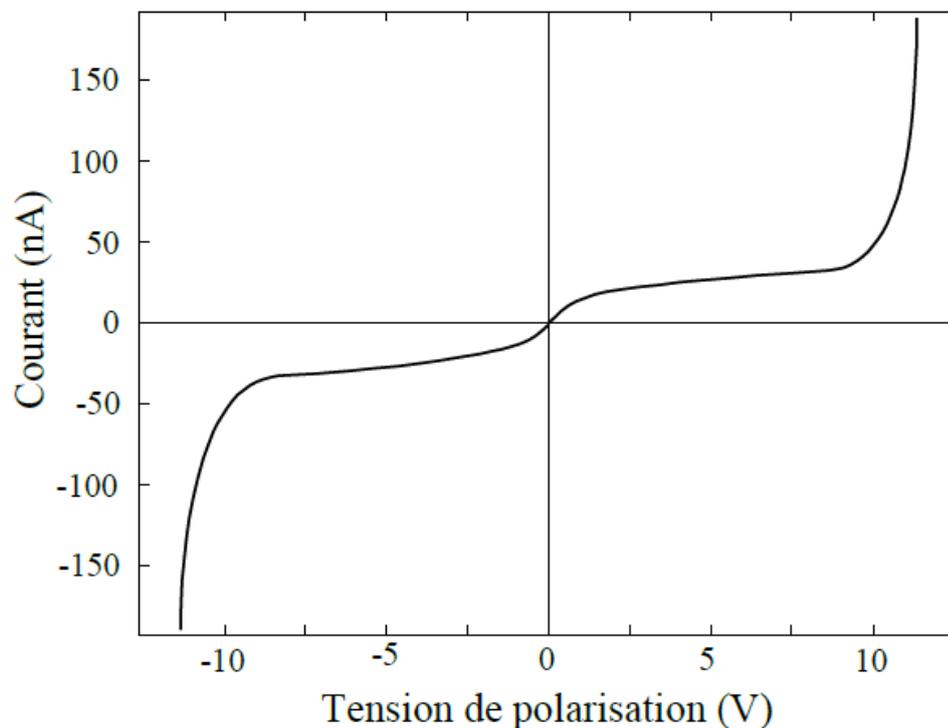


Figure 1.15 : Caractéristique courant-tension typique d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal [15]

Si la tension de polarisation est suffisamment élevée, la zone entre les électrodes est complètement désertée et il y apparaît par conséquent un champ électrique. Sous éclairage, lorsqu'un photon est absorbé par le semiconducteur, une paire électron-trou est créée puis collectée par le champ électrique afin de créer un courant photoélectrique. Ce photocourant dépend essentiellement de la géométrie de la photodiode et de la tension appliquée à ses bornes.

Typiquement, les photodiodes MSM ont une structure interdigitée de manière à conserver un espacement interélectrode faible, afin d'avoir des temps de réponses courts tout en conservant une surface photosensible suffisante (figure 1.16). En effet, en fonctionnement normal, il est nécessaire que la zone entre les électrodes soit totalement dépeuplée afin de favoriser l'absorption des photons d'une part, et avoir d'autre part un champ électrique suffisamment élevé pour obtenir le claquage inverse de la jonction métal-semiconducteur le plus rapidement possible, pour bénéficier de la non-linéarité de la caractéristique en inverse. Le fait de rapprocher les électrodes de contact, permet d'augmenter le champ électrique pour une même tension appliquée, de réduire le temps de transit des porteurs photogénérés entre ces contacts mais diminue fortement la sensibilité de la photodiode à cause de la zone d'ombre introduite par celles-ci. Une étude détaillée du photodétecteur MSM est présentée dans le chapitre 3 de cette thèse.

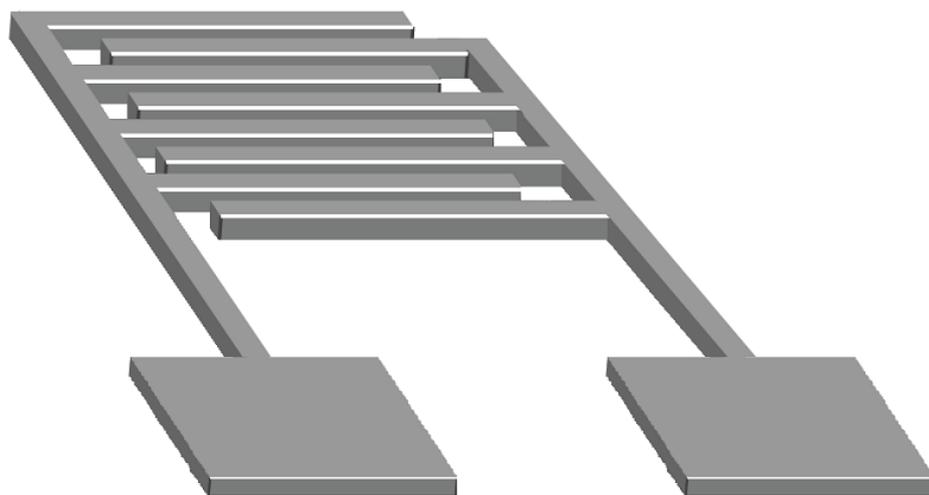


Figure 1.16 : Structure interdigitée de photodétecteur MSM

#### 1.4.7. Photodiode UTC

Comparé aux photodiodes classiques, un moyen pour améliorer à la fois le produit bande passante-rendement et le courant de saturation du composant est d'utiliser seulement les porteurs les plus rapides, les électrons, à leur vitesse dite d'overshoot, afin d'éviter effet de charge d'espace (space-charge effect). L'effet de charge d'espace est un effet qui limite la vitesse des porteurs à fort courant photogénéré [30]. Il en résulte un effet de forte injection qui crée une réduction du champ électrique dans la ZCE, voire un champ électrique contraire, qui ralentit les photoporteurs.

La photodiode UTC (Uni-Travelling Carrier) combat cet effet. Elle a été présentée pour la première fois en 1997 par les chercheurs du laboratoire japonais NTT, Ishibashi et al [31,32]. Des structures similaires avaient été présentées antérieurement pour diminuer le courant d'obscurité [33] et réduire la capacité de jonction [34]. La structure UTC utilise la vitesse élevée des électrons (comparée à celle des trous) et le phénomène d'overshoot dans la couche de collection des porteurs pour retarder l'effet de charge d'espace, ce qui entraîne un meilleur courant de saturation par rapport aux photodiodes PIN conventionnelles [35].

La figure 1.17 résume le fonctionnement d'une photodiode UTC. La structure rappelle celle d'une photodiode PIN dans laquelle on a dissocié la zone d'absorption et la zone de déplétion. En effet, la zone active est la zone fortement dopée P de la photodiode, appelée aussi base. Elle est entourée d'un côté par une barrière de diffusion du côté du contact de base pour empêcher les électrons photogénérés de diffuser dans la mauvaise direction et de l'autre côté d'un semiconducteur à grand gap non-dopé et transparent à la longueur d'onde de fonctionnement. Celui-ci constitue la zone de collection des électrons.

Les paires électrons-trous sont photogénérées dans la base fortement dopée P. Les trous étant fortement en excès sont majoritaires et vont être évacués rapidement vers le contact de base, par effet de relaxation diélectrique. Les électrons, porteurs minoritaires, vont diffuser dans la base jusqu'à la zone

déplétée où ils seront accélérés sous l'effet du champ électrique et dériveront jusqu'à la zone dopée N. Seuls les électrons sont considérés comme porteurs minoritaires se déplaçant dans la zone de charge d'espace et ainsi eux seuls déterminent le temps de transit.

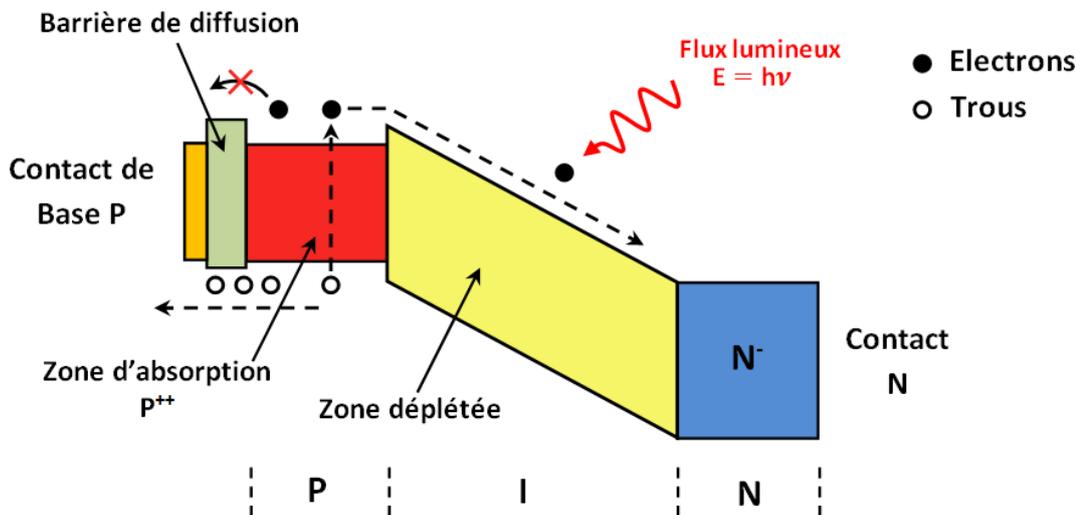


Figure 1.17 : Principe de fonctionnement d'une photodiode UTC

Ces nouvelles structures ont permis de battre des records en terme de bande passante avec 310 GHz à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  pour 30 nm de couche absorbante en InGaAs et une puissance de sortie à près de 13 mW à 100 GHz pour un photocourant de 33 mA, mais une faible sensibilité de 0,07 A/W [36,37].

On peut comparer les performances des photodiodes PIN et UTC, en termes de puissance de sortie en fonction de la fréquence de fonctionnement sur la figure 1.18 ou en termes de bande passante en fonction de l'énergie optique incidente, figure 1.19 de droite. Cette comparaison montre bien l'avantage des photodiodes UTC face aux photodiodes PIN au delà de 20 GHz de bande ou de 70 pJ/pulse d'énergie en impulsionnel.

Toutefois, les photodiodes PIN ne s'inclinent pas dans toutes les situations. Au regard de la figure 1.19 de gauche, on remarque que la réponse des photodiodes UTC varie proportionnellement à l'inverse du carré de l'épaisseur d'absorption  $W$  alors que la photodiode PIN varie en  $1/W$ . Comme la sensibilité est proportionnelle à l'épaisseur d'absorbant, pour des rendements quantiques élevés, c'est à dire au delà d'une certaine épaisseur, la photodiode UTC aura de moins bonnes performances comparées à la photodiode PIN. En conclusion, une photodiode UTC obtient une photo-réponse rapide et un fort courant de saturation au détriment de la sensibilité, du fait de sa limitation en épaisseur d'absorption.

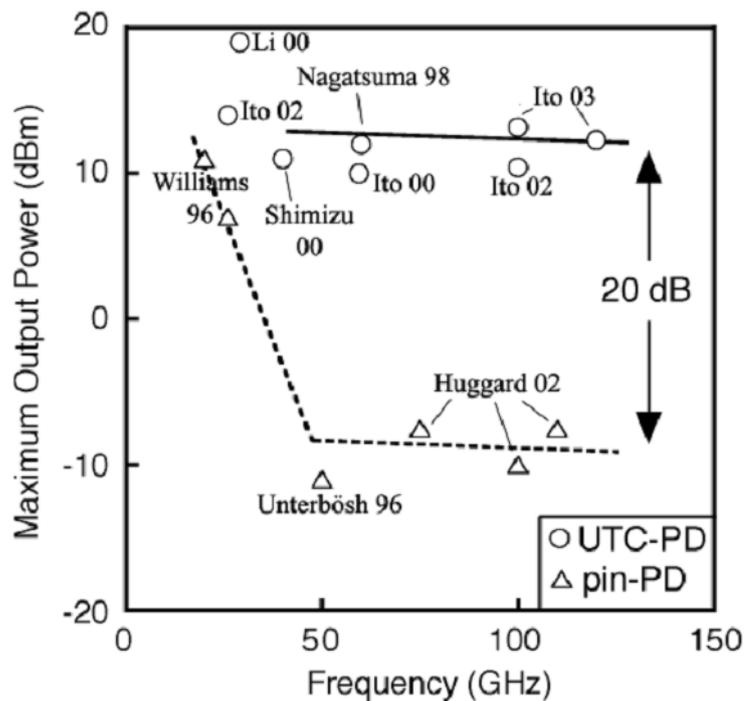


Figure 1.18 : Comparaison des puissances de sortie microondes publiées en fonction de la fréquence de fonctionnement pour les photodiodes PIN et UTC, d'après [38]

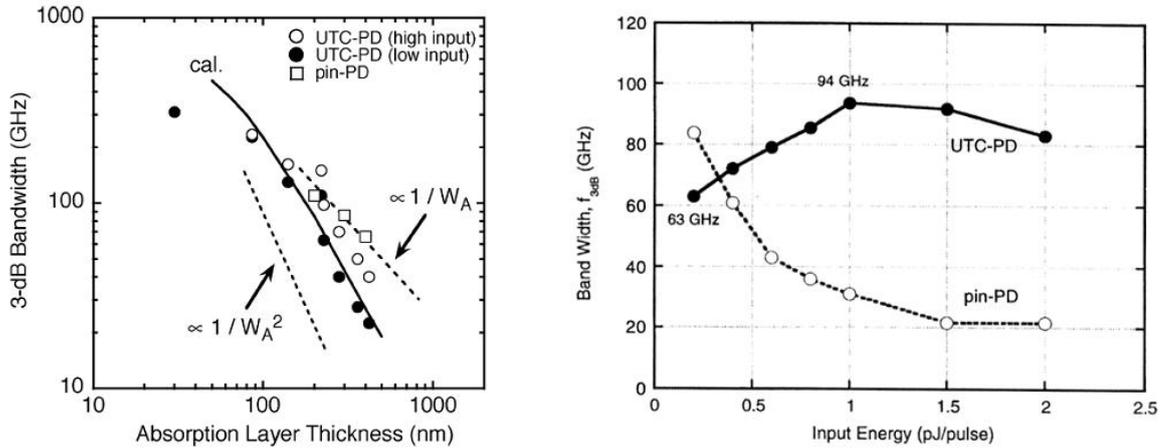


Figure 1.19 : Comparaison des bandes passantes des photodiodes PIN et UTC en fonction de l'épaisseur de la zone d'absorption (gauche) et de l'énergie optique incidente (droite), d'après [39]

#### 1.4.8. Photodiode à guide d'onde et à éclairage latéral

Dans les paragraphes précédents nous avons exploré différents types de photodiodes à éclairage vertical. Nous avons à chaque fois conclu qu'il y avait un compromis entre sensibilité et réponse en fréquence du fait de leur interdépendance avec les caractéristiques de la zone active. Les structures à guide d'onde ou à éclairage latéral permettent un découplage optique-électrique, c.à.d. elles permettent d'augmenter la bande passante tout en gardant une grande sensibilité, par élimination de la dépendance du rendement quantique avec l'épaisseur de la zone d'absorption.

En 1986, les premiers résultats d'une structure à guide d'onde ont été démontrés avec une bande passante de 28 GHz et un rendement de 25% [40]. Le principal inconvénient de ces premières structures résidait dans leur couplage optique. Le fait est que le diamètre d'un spot lumineux à la sortie d'une fibre même lentillée est au minimum de 5  $\mu\text{m}$  à 850 nm alors que l'épaisseur des zones absorbantes des photodiodes rapides est inférieure au micromètre. Pour améliorer le couplage optique, il faut augmenter la distribution du champ optique dans la photodiode, sans toucher à l'épaisseur de la zone absorbante.

C'est en 1991, que des premières structures à guide d'onde multimode à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  furent publiés [41,42]. Des fréquences de coupure, respectivement, de 40 GHz et 50 GHz et des sensibilités de 0.55 A/W et de 0.5 A/W, soit des rendements quantiques de 44% et 40%, ont été atteints.

La figure 1.20 montre un exemple d'une photodiode PIN à guide d'onde multimode réalisée sur substrat de InP. Ces structures sont aussi utilisées avec d'autres types de photodiodes telles que la photodiode à avalanche, ou la photodiode UTC. La lumière pénètre latéralement le photodétecteur, se propage dans un guide d'onde formé par la couche absorbante i-InGaAs entourée de deux couches en InGaAsP dopées N et P afin d'améliorer le couplage et le confinement optique et donc augmenter le rendement quantique externe, en optimisant l'épaisseur des couches en InGaAsP. Ces deux couches à bande interdite intermédiaire entre InGaAs et InP ont une longueur d'onde de coupure à  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  et sont donc transparentes à la longueur d'onde de fonctionnement  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Il en résulte que les paires électrons-trous photogénérées ne transitent que dans la couche déplétée en InGaAs.

Du fait que l'onde lumineuse arrive perpendiculairement au déplacement des porteurs, il n'y a plus de dépendance entre le rendement quantique et la bande passante de la photodiode. Le rendement quantique dépendra du confinement optique et surtout de la longueur de la couche active, ici en InGaAs. La bande passante sera, elle, limitée par le temps de transit à travers l'épaisseur de la couche active ainsi que la capacité de la jonction.

Certes, la longueur de la zone active influe sur la sensibilité mais aussi sur l'aire de la photodiode et donc la capacité. Il subsiste alors un paramètre commun aux deux caractéristiques. Une possibilité pour diminuer alors le temps RC, est d'utiliser une structure dite mushroom (champignon) où la couche absorbante est moins large que les couches dopées [44], comme le présente la figure 1.20. Cette structure sur InP permet d'obtenir une bande passante de 110 GHz et une sensibilité de 0,63 A/W, soit un rendement quantique de 50% pour  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

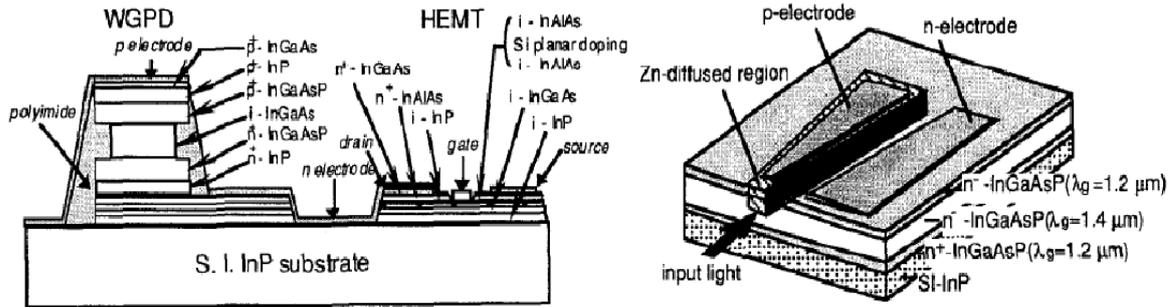


Figure 1.20 : Structure d'une photodiode PIN à guide d'onde couplé à un amplificateur HEMT, d'après [43]

L'inconvénient de ces structures à guide d'onde réside dans l'alignement fibre optique-composant. Afin d'améliorer ces problèmes de couplage, une structure a été déclinée à partir de celle précédente en séparant le guide d'onde de la couche d'absorption. Cette structure appelée photodiode à couplage évanescent (figure 1.21) a été présentée théoriquement par Déri en 1992 [45] et 1993 [46]. La première réalisation a été obtenue en 1996 par Umbach [47] et a fait l'objet de la thèse de Stéphane Demiguel [48]. Les premiers résultats ont présenté des sensibilités inférieures à 0,3 A/W pour une bande passante de 45 GHz avec un guide monomode à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ . L'évolution vers des guides multimodes ont permis d'améliorer la sensibilité jusqu'à 0,96 A/W pour une bande passante de 40 GHz à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  [49].

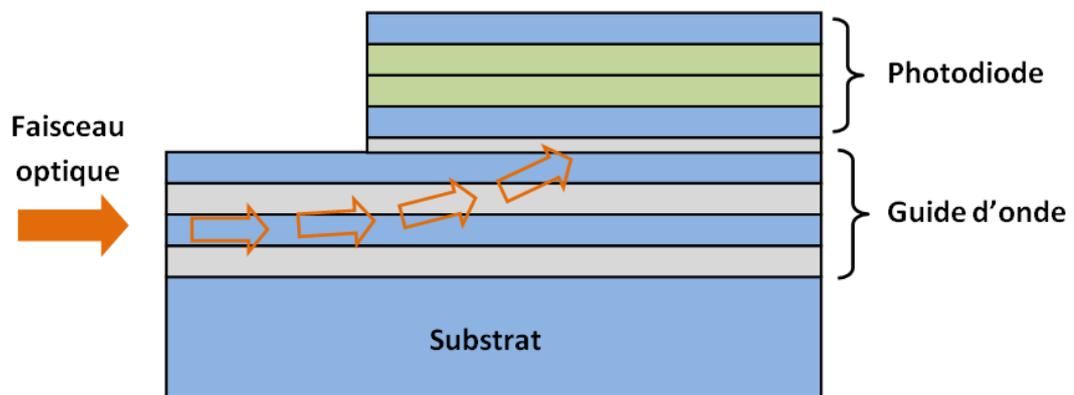


Figure 1.21 : Structure de photodiode à couplage évanescent

#### 1.4.9. Phototransistor bipolaire

Un phototransistor bipolaire est un transistor bipolaire, dont la jonction base-collecteur polarisée en inverse est utilisée comme une photodiode. Le courant photogénéré est amplifié par l'effet transistor. Le phototransistor obtient ainsi une meilleure responsivité comparée à celle des photodiodes PIN.

L'idée du phototransistor remonte en 1951 à William Shockley [50]. Il proposa une structure de transistor bipolaire polarisé par un courant de base généré par une onde lumineuse. Le premier phototransistor a été réalisé en 1953 sur Germanium par John Northrup Shive du Laboratoire Bell Telephone [51]. Les premiers phototransistors ont été principalement réalisés sur Germanium et Silicium pour des détections dans le visible jusqu'à l'infrarouge, avant que les matériaux III-V comme l'Arséniure de Gallium (GaAs) ou le Phosphore d'Indium (InP) apparaissent avec des performances dynamiques supérieures et des longueurs d'onde de détection jusqu'à 1,55  $\mu\text{m}$ .

La structure de phototransistor bipolaire est représentée sur la figure 1.22, ce dispositif possède à la fois la fonction de photodétection et celle d'amplification, qui sont intégrées de façon monolithique [52]. Deux modes opératoires peuvent toutefois être mis en évidence : mode diode, obtenu en court-circuitant la base et l'émetteur, et le mode transistor obtenu en appliquant à ce dernier une polarisation collecteur-émetteur en direct, et un courant de polarisation est injecté dans la base [53].

Lorsque la base n'est pas éclairée, le transistor est parcouru par un courant de fuite  $I_{CE0}$ . L'éclairement de la base conduit à un photocourant  $I_{ph}$  que l'on peut nommer courant de commande du transistor. Celui ci apparaît dans la jonction collecteur-base sous la forme suivante :

$$I_C = I_{ph} \cdot \beta + I_{CE0} \quad (1.46)$$

Le courant d'éclairement du phototransistor est donc le photocourant de la photodiode collecteur-base multiplié par le gain  $\beta$  du transistor. Sa réaction

photosensible est donc nettement plus élevée que celle d'une photodiode. Par contre le courant d'obscurité est plus important.

Le gain optique  $G_{opt}$  du phototransistor représenté sur la figure 1.23, est obtenu en calculant la différence de gain entre les deux modes opératoires (photodiode et transistor). La fréquence de coupure optique  $F_c$  (équivalente à la fréquence de coupure  $F_t$  du transistor) est déterminée par l'extrapolation des deux modes. Les phototransistors offrent ainsi un courant électrique de sortie élevé amplifié par l'effet de transistor [54].

L'avantage du phototransistor est donc lié, d'une part à la possibilité d'intégration, et d'autre part, à la fonction du mélangeur opto-électrique [55,56]. Cela explique ses principales applications dans des réseaux radio sur fibre [57,58].

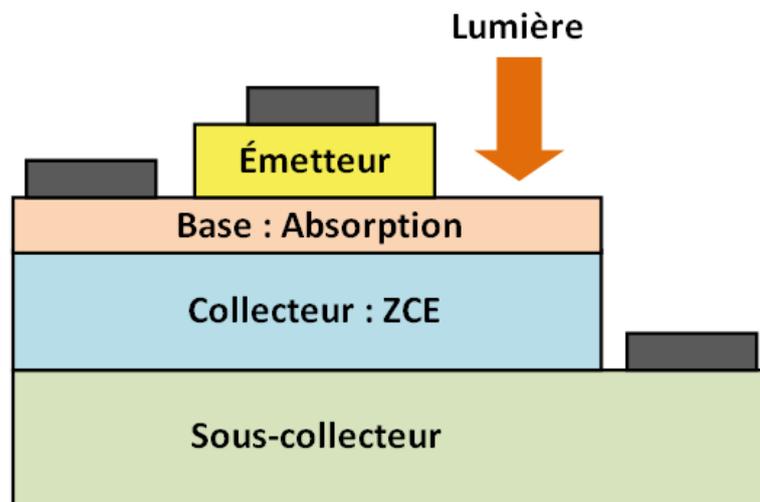


Figure 1.22 : Structure de phototransistor bipolaire

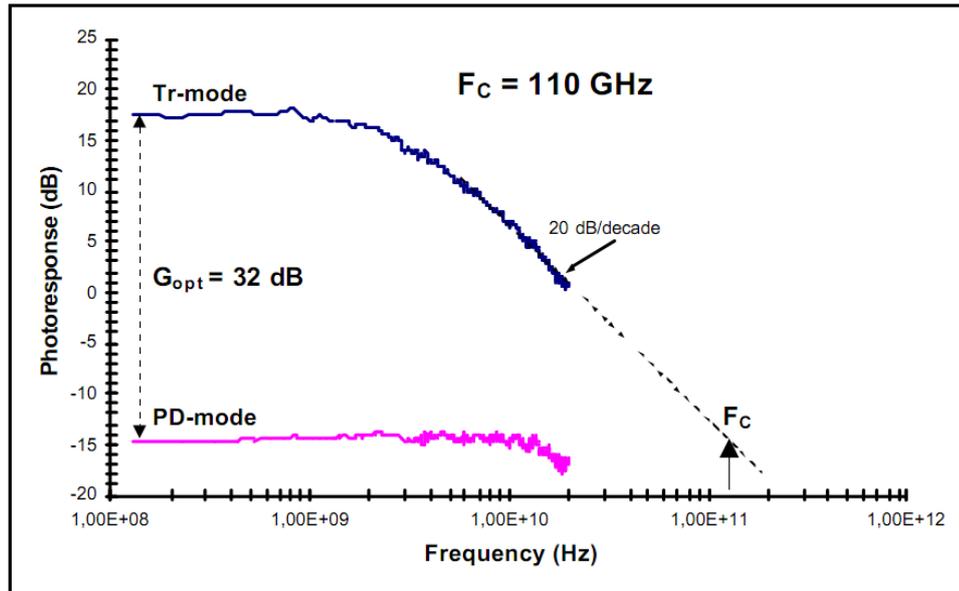


Figure 1.23 : Photo-réponse de phototransistor bipolaire, d'après [55]

#### 1.4.10. Exigences et qualités principales des photodétecteurs

Les performances d'un système de communication à liaison optique de type numérique ou de type optique/radiofréquence, dépendent en partie de celles du photodétecteur utilisé. Ce composant constitue un élément clé, il intervient grâce à la puissance de seuil qu'il peut détecter et au bruit qu'il introduit. Pour cela, la conception d'un tel composant est soumise à des contraintes sévères. Les principaux critères dont il faut tenir compte sont :

- Bon coefficient de réponse à la longueur d'onde de fonctionnement (autour de 0.85, 1.3 et 1.55  $\mu\text{m}$ ) : il s'agit de concevoir des photodétecteurs qui puissent fournir un fort courant électrique pour une puissance optique donnée. Cela signifie que le rendement quantique, donc la sensibilité, doit être élevée.
- Bande passante convenable : pour pouvoir augmenter le débit des informations, il est indispensable de réaliser des composants larges bandes, avec des temps de réponse très réduits.
- Un bruit minimum : le bruit introduit par le photodétecteur doit être faible. Le courant d'obscurité doit être négligeable par rapport au photocourant.

- Reconstruire le signal original avec la plus grande fidélité : si on injecte dans le composant de fortes puissances optiques, les charges photocrées s'accumulent et saturent le photodétecteur. Afin de garder un comportement linéaire, ce problème doit être pris en compte.
- Offrir un bon couplage avec la fibre : à très haut débit, les photodétecteurs ont des tailles très réduites par rapport à la taille du mode de la fibre. Ainsi se pose le problème de couplage fibre-composant. En effet, il devient de plus en plus difficile d'assurer une bonne mise en boîtier.
- Stabilité des performances et fiabilité : les performances du photodétecteur doivent rester stables au cours du temps et stable en température. Il doit pouvoir fonctionner durant plusieurs années.
- Mise en œuvre et coût : le photodétecteur doit être facile à mettre en œuvre et les coûts de l'ensemble du photorécepteur, pas seulement de la photodiode, doivent être faibles, principalement dans le cas des systèmes à grande échelle ou d'applications grand public.

#### 1.4.11. Comparaison entre structures photoconductrices

Après avoir exposé les différents types de photodétecteurs et les caractéristiques déterminant leurs performances, il est intéressant de faire une comparaison entre ces derniers. Nous avons déjà présenté dans la section 1.4.7 une comparaison entre la photodiode PIN et la photodiode UTC, en ce qui concerne les autres types de photodétecteurs, la table 1.3 complète cette comparaison. Par conséquent, on peut dire que le photodétecteur APD possède une bonne sensibilité, cependant il est difficile de fabriquer un dispositif de qualité à cause de sa structure compliquée. Les photodiodes PIN et APD ont un avantage en termes de coefficient de réponse et sont largement utilisées dans les systèmes courant ce qui n'est pas vrai pour les photodétecteurs MSM bien qu'ils aient une structure plus simple et sont plus facile à fabriquer. La capacité est un facteur limitant la bande passante des photodétecteurs à travers la constante de temps RC. La faible capacité du photodétecteur MSM reste particulièrement attractive pour les applications ultra-rapides [59].

Type de photodétecteur	Photoconducteur	PIN	Photodiode à avalanche	MSM
Facilité de fabrication	• • •	• • •	•	• •
Facilité d'intégration	• • •	• •	•	• • •
Bruit à faible débit (<1Gb/s)	• • • •	• • •	• •	• •
Bruit à fort débit (>1Gb/s)	• •	• • •	• • • •	• • •
Rapidité	• •	• • • •	• • •	• • •
Fiabilité	• • •	• • • •	• • •	• • •
Courant d'obscurité	•	• • • •	• •	• • • •
Capacité de jonction	• • •	• •	• •	• • • •
Coût potentiel	• • •	• • •	•	• • •
Maturité technologique	•	• • • •	• •	• •

• • • • : Très bon, • • • : Bon, • • : Moyen, • : Médiocre

Table 1.3 : Tableau comparatif entre différents photodétecteurs [60]

### 1.5. Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons présenté les principes de bases concernant la photodétection, ainsi que les différentes caractéristiques optiques et électriques des semiconducteurs, qui sont principalement la largeur, et la nature de la bande interdite, qu'on appelle le gap de semiconducteur, la condition pour qu'il y ait génération d'une paire électron-trou, est que les photons incidents doivent véhiculer une énergie qui soit supérieure à ce gap, ainsi, pour chaque semiconducteur on peut définir une longueur d'onde maximale qu'il pourra absorber, qu'on appelle aussi longueur d'onde de coupure. Nous avons également vu qu'il existe plusieurs types de photodétecteurs, parmi lesquels on peut rappeler le photoconducteur, les photodiodes PN et PIN, la photodiode à avalanche, la photodiode MSM, la photodiode UTC, et le phototransistor bipolaire. Chaque type de ces photodétecteurs possède ces propres avantages et inconvénients, ce qui le rend bien adapté à une application particulière plus qu'une autre. Pour conclure, nous avons présenté une brève comparaison dans le but de mettre ce dernier point en évidence.

## REFERENCES

1. Maury, J.P., and Maury-Kaufmann, M., *Une histoire de la physique sans les équations*. Culture scientifique, 2000 : Vuibert.
2. Moutier, F., *Modélisation et évaluation des performances des phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications optique-microondes courtes distances*. Thèse de Doctorat, 2006, Université de Marne-la-Vallée.
3. Mathieu, H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. 5ème édition. Sciences sup., 2001 : Dunod.
4. Sidi Ali Mebarek, Z., *Télécommunications Optiques, Sources, Fibres et Détecteurs*. Office des Publications Universitaire (O.P.U), 2001, Algérie.
5. Dosunmu, O.I., Cannon, D., Emsley, M.K., Ghyselen, B., Liu, J., Kimerling, L.C., and Unlu. M.S., *Resonant cavity enhanced Ge photodetectors for 1550 nm operation on reflecting substrates*. IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics, 2004, 10(4): p. 694-701.
6. Gouy, J.P., *Modélisation et évaluation des performances des phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications optique-microondes courtes distances*. Thèse de Doctorat, 1989, Université des Sciences et Technologies de Lille.
7. Verneuil, J.L., *Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s*. Thèse de Doctorat, 2003, Université de Limoges.
8. Dentan, M., *Photodiode p-i-n en grands signaux hyperfréquences : modélisation, réalisation et caractérisation*. Thèse de Doctorat, 1989, Université de Paris-Sud.
9. Dentan, M., and de Cremoux. B., *Numerical simulation of the nonlinear response of a p-i-n photodiode under high illumination*. Journal of Lightwave Technology, 1990, 8(8).

10. Boumédiène Zebentout A.D., *Contribution A L'étude De Photorécepteurs Rapides. Cas Du Photodétecteur Métal Semiconducteur Métal Sur Matériau III-V*. Thèse de Doctorat, 2012, Université Djillali Liabes De Sidi Bel Abbès.
11. Michel, N., *Etude et réalisation de photodiodes-guides mil limétriques de puissance à 1,5 micron*. Thèse de Doctorat, 2004, Université des Sciences et Technologies de Lille.
12. Kato, K., Hata, S., Kawano, K., and Kozen. A., *High sensitivity p-i-n photodetectors*. IEICE Trans. Electron., 1993, E76-C(2) : p. 214-221.
13. Brahim, H., *Etude en bruit de systèmes optiques hyperfréquences modélisation, caractérisation et application à la métrologie en bruit de phase et à la génération de fréquence*. Thèse de Doctorat, 2010, Université Paul Sabatier – Toulouse III.
14. Rubiola, E., Salik, E., Yu, N., and Maleki. L., *Flicker noise in high-speed p-i-n photodiodes*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2006, 54(2) : p. 816-820.
15. Decoster, D., and Harari, J., *Détecteurs optoélectroniques*. Hermès Sciences, Lavoisier, 2002, Paris.
16. Moutaye, E., *Intégration de mélangeurs optoélectroniques en technologie cmos pour la télémétrie laser embarquée haute résolution*. Thèse de Doctorat, 2010, Université de Toulouse – Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse).
17. Sze, S.M. and Ng, K. K., *Physics of semiconductor devices*. Third Edition, A John Wiley and Sons, Inc., 2007, New Jersey.
18. Lucovsky, G., Lasser, M.E., and Emmons. R.B., *Coherent light detection utilizing solid state photodiodes*. Electro-chemical Society Spring Meeting, Electronics Div Abstract, 1962, p. 284-285.
19. Inaba H., and Siegman, A.E., *Microwave photomixing of optical maser outputs with a PIN junction photodiode*. Proc. IRE, 1962, p. 1823-1824.

20. Kibler, L.U., *A high-speed point contact photodiode*. Proc. IRE, 1962, p. 1834-1835.
21. Riesz, R.P., *High-speed semiconductor photodiodes*. Rev. Sci. Instr., 1962, p. 994-998.
22. Anderson, L.K., *The PIN junction photodiode as a detector of light modulated a tmicro-wave frequencies*. International Solid-State Circuits Conf. Digest Technical Paper, 1963, Philadelphia, USA, p. 114-115.
23. Pearsall, T.P., *Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As: A ternary semiconductor for photodetector applications*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1980, 16(7) : p. 709-720.
24. Emmons, R.B., and Lucovsky, G., *The frequency response of avalanching photodiodes*. IEEE Transactions on Electron Devices, 1966, 13(3): p. 297-305.
25. Malyshev, S., and Chizh, A., *State of the art high-speed photodetectors for microwave photonics application*. 15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, 2004, Mikon, 3 : p. 765-775.
26. Saleh, B.E.A., and Teich, M.C., *Fundamentals of Photonics*. Wiley-Interscience Publication, 2003.
27. Beck, A., *Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz*, Thèse de Doctorat, 2008, Spécialité : Microondes et Microtechnologies, Université des Sciences et Technologies de Lille.
28. Abcelectronique. Photodiode schottky, 2000. <http://www.abcelectronique.com/divers/dossiers/photodetecteurs/chap6.phtml>.
29. Munoz, E., Monroy, E., Pau, J.L., Calle, F., Ommès, F., And Gibart, P., *III nitrides and UV detection*, J. Phys. Condens. Matter, 2001, 13: p. 7115-7137.
30. Kato, K., *Ultra wide-band/high-frequency photodetectors*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1999, 47(7): p. 1265-1281.

31. Ishibashi, T., Shimizu, N., Kodama, S., Ito, H., Nagatsuma, T., and Furuta, T., *Uni-traveling-carrier photodiodes*. Technical Digest on Ultrafast Electronics and Optoelectronics, OSA TOPS, 1997, 13: p. 83-87.
32. Shimizu, N., Watanabe, N., Furuta, T., and Ishibashi, T., *High-speed InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes with 3-dB bandwidth over 150 GHz*. 55th Annual Device Research Conference Digest, 1997, p. 164–165.
33. Pearsall, T., Piskorski, M., Brochet, A., and Chevrier, J., *A Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As/InP hetero photodiode with reduced dark current*, IEEE Journal of Quantum Electronics, 1981, 17(2): p. 255–259.
34. Davis, G.A., Weiss, R.E., La Rue, R.A., Williams, K.J., and Esman, R.D., *A 920-1650nm high-current photodiode*. IEEE Photonic Technology Letters, 1996, 8(10): p. 1373-1375.
35. Shimizu, N., Watanabe, N., Furuta, T., and Ishibashi, T., *InP-InGaAs uni-traveling-carrier photodiode with improved 3-dB bandwidth of over 150GHz*. IEEE Photonic Technology Letters, 1998, 10(3): p. 412-414.
36. Ito, H., Furuta, T., Kodama, S., and Ishibashi, T., *InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with 310GHz bandwidth*. Electronics Letters, 2000, 36(21): p. 1809-1810.
37. Ito, H., Hirota, Y., Hirata, A., Nagatsuma, T., and Ishibashi, T., *11dBm photonic millimeter-wave generation at 100GHz using uni-travelling-carrier photodiodes*. Electronics Letters, 2001, 37(20): p. 1225–1226.
38. Ito, H., Kodama, S., Muramoto, Y., Furuta, T., Nagatsuma, T., and Ishibashi, T., *High-speed and high-output InP-InGaAs unitraveling-carrier photodiodes*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2004, 10(4): p. 709-727.
39. Ishibashi, T., Furuta, T., Fushimi, H., Kodama, S., Ito, H., Nagatsuma, T., Shimizu, N., and Miyamoto, Y., *InP-InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes*. IEICE Trans Electron, 2000, E83-C(6): p.938-949.

40. Bowers, J.E., and Burrus. C.A., *High-speed zero-bias waveguide photodetectors*. Electronics Letters, 1986, 22(17): p. 905-906.
41. Kato, K., Hata, S., Kozen, A., Yoshida, J.I., and Kawano. K., *High-efficiency waveguide InGaAs PIN photodiode with bandwidth of over 40GHz*. IEEE Photonics Technology Letters, 1991, 3(5): p. 473-474.
42. Wake, D., Spooner, T.P., Perrin, S.D., and Henning. I.D., *50GHz InGaAs edge-coupled PIN photodetector*. Electronics Letters, 1991, 27(12): p. 1073-1075.
43. Kato, K., *Waveguide photodiode*. Conference Proceedings of the 10th Annual Meeting Lasers and Electro-Optics Society, LEOS'97, 1997, San Francisco, USA, 1: p. 158-159.
44. Kato, K., Kozen, A., Muramoto, Y., Itaya, Y., Nagatsuma, T., and Yaita, M., *110GHz, 50% efficiency mushroom-mesa waveguide p-i-n photodiode for a 1.55 $\mu$ m wavelength*. IEEE Photonics Technology Letters, 1994, 6(6): p. 719-721.
45. Deri, R.J., *Quenching of resonantly enhanced absorption by multimode interference in vertically coupled waveguide photodetector*. Optics Letters, 1992, 17(9): p. 667-669.
46. Deri. R.J., *Monolithic integration of optical waveguide circuitry with III-V photodetectors for advanced lightwave receivers*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1993, 11(8): p. 1296-1313.
47. Umbach, A., Trommer, D., Mekonnen, G.G., Ebert, W., and Unterborsch. G., *Waveguide integrated 1.55  $\mu$ m photodetector with 45GHz bandwidth*. IEEE Electronics Letters, 1996, 32(23): p. 2143-2145.
48. Demiguel, S., *Photodiodes rapides à adaptateur de mode intégré pour les liaisons optique/radiofréquences à 60Ghz et les transmissions numériques à 40Gb/s*. Thèse de Doctorat, 2001, Université de Rouen.

49. Takeuchi, T., Nakata, T., Makita, K., and Yamaguchi, M., *High-speed, high-power and high-efficiency photodiodes with evanescently coupled graded-index waveguide*. Electronics Letters, 2000, 36(11): p. 972-973.
50. Shockley, W., Sparks, M., and Teal, G.K., *p-n junctions' transistors*. Physical Review, 1951, 83:151.
51. Shive, J.N., *The properties of germanium phototransistors*. Journal of Optical Society American, 1953, 43:239.
52. Campbell, J.C., and Ogawa, K., *Heterojunction phototransistors for long-wavelength optical receivers*. Journal of Applied Physics, 1982, 53(2): p. 1203-1208.
53. Withitsoonthorn, S., *Photodiode utc et oscillateur différentiel commande en tension a base de TBdH InP pour récupération d'horloge dans un reseau de transmission optique a très haut débit*. Thèse de Doctorat, 2004, Université Paris 6.
54. Kamitsuna, H., Matsuoka, Y., Yamahata, S., and Shigekawa, N., *Ultrahigh-speed InP/InGaAs DHPTs for OEMMICs*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2001, 49(10): p. 1921-1925.
55. Muller, M., Riet, M., Fortin, C., Withitsoonthorn, S., Orgeval, J., and Gonzalez, C., *Millimetre-wave InP/InGaAs photo-HBT and its application to a double-stage cas-code optoelectronic mixer*. International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2002, MWP 02: p. 345-348.
56. Betser, Y., Lasri, J., Sidorov, V., Cohen, S., Ritter, D., Orentstein, M., Eisentstein, G., Seeds, A.J., and Madjar, A., *An integrated heterojunction bipolar transistor cascade optoelectronic mixer*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1999, 47(7): p. 1358-1364.
57. Muller, M., Withitsoonthorn, S., Riet, M., Benchimol, J.L., and Gonzalez, C., *Millimeter-wave InP/InGaAs photo-HBT and its application to optoelectronic integrated circuits*. IEICE Transactions on Electronics, 2003, E86-C(7): p. 1299-1310.

58. Gonzalez, C., Muller, M., Benchimol, J.L., Riet, M., Jaffre, P., and Legaud, P., *HBT phototransistor for remote up conversion in hybrid fibre radio distribution systems*. European Conference on Optical Communication, ECOC'00, 2000, p. 103-104.
59. Kim, J., *High-performance MSM photodetectors and optical receiver for optical communication*. Thèse de Doctorat, 2001, Université de Maryland.
60. Rabi, O., *Etude de photodétecteurs PIN-Guide et MSM intégré à un guide optique pour des applications en ondes millimétriques*. Thèse de Doctorat, 1995, Université des Sciences et Technologies de Lille.

## CHAPITRE 2 :

### OPTIMISATION DE LA REPONSE EN FREQUENCE DES PHOTODIODES PIN PAR L'INTRODUCTION DES ZONES DESERTES MIXTES

#### 2.1. Introduction

En présence d'un champ électrique extérieur, les porteurs photogénérés dans la photodiode PIN suite à l'absorption d'un flux lumineux, sont accélérés et doivent traverser le reste de la couche absorbante, avant d'être collectés dans le circuit. L'utilisation d'une zone déserte assez mince est bien adaptée afin de réduire le temps de transit des porteurs, cependant une réduction de l'épaisseur de la couche absorbante entraîne une augmentation de la capacité dans le composant, ce qui limite considérablement la réponse en fréquence globale de la photodiode.

Dans ce chapitre nous présentons l'optimisation de la réponse en fréquence des photodiodes PIN par l'utilisation des zones désertes mixtes, au lieu des zones désertes complètement absorbantes. On calcul d'abord la réponse en transit impulsionnelle et fréquentielle de la photodiode, par l'emploi de la méthode impulsionnelle, pour cela, on établit l'équation bilan qui relie la répartition locale des porteurs dans la zone déserte et le courant total qui circule dans la charge de la photodiode, on développe alors la méthode impulsionnelle, et on illustre l'intérêt des zones désertes mixtes par des exemples en les comparant aux zones désertes entièrement absorbantes. Les formules de cette première partie serviront de base pour la suite, afin d'optimiser la réponse en fréquence globale d'une photodiode PIN à base de InGaAs/InP, adaptée pour la photodétection à la longueur d'onde 1.55  $\mu\text{m}$ . Les abaques fournis dans la fin de ce chapitre permettent de trouver sans effort la meilleure structure de zone déserte.

## 2.2. Réponse en transit

Le calcul analytique de la réponse en transit des photodiodes dont la zone déserte est complètement absorbante (figure 2.1(a)) a été présenté dans de nombreuses études [1-4]. Un modèle pour les zones désertes mixtes introduisant une seule couche transparente sous champs placée du côté n de la photodiode est également proposé dans [5] (figure 2.1(b)). Une autre étude analytique de la réponse en fréquence des photodiodes PIN est également présentée dans [6], dans laquelle une formulation de transport des porteurs dans les photodiodes PIN verticales est présentée dans l'espace de Fourier, en tenant compte des effets de diffusion des porteurs hors de la région intrinsèque, la réponse en fréquence élevée des photodiodes est étudiée en utilisant un modèle. Une autre étude théorique complète de la réponse en fréquence est développée dans [7], afin de caractériser les photodiodes PIN à grande vitesse et grande surface, le modèle fournit décrit avec précision les effets de transit et de diffusion, ainsi que les effets parasites. Une autre analyse de la réponse en fréquence des photodiodes est également établie dans [8,9], elle concerne l'effet de la largeur de la couche d'absorption, la tension de polarisation, la température, la longueur d'onde, et la direction de la lumière incidente sur le temps de transit, ainsi que la réponse en fréquence des photodiodes. Les photodiodes PIN à grande vitesse, à base de InGaAs, matériau retenu dans notre étude, sont également étudiés théoriquement et expérimentalement dans plusieurs travaux de recherche [10-17].

### 2.2.1. Méthode impulsionnelle

Afin de calculer la réponse en transit pur des photodiodes PIN nous utilisons la méthode impulsionnelle, dite aussi méthode temporelle [1,18], cette dernière consiste à calculer la distribution des porteurs dans la zone déserte en fonction du temps, suite à une impulsion optique très brève. Elle fournit directement la réponse impulsionnelle de la photodiode, la transformée de Fourier est utilisée pour trouver la réponse fréquentielle. Elle illustre bien le mouvement des porteurs dans les zones désertes entièrement absorbantes qu'en zones désertes mixtes. Elle tient compte d'une génération optique non uniforme dans la section de la photodiode, par le biais d'un paramètre  $\alpha$ , qui est une constante caractéristique

d'atténuation dans la direction perpendiculaire aux couches épitaxiales de la photodiode. Dans le cas d'une illumination par la surface du côté p, le paramètre  $\alpha$  est égale au coefficient d'absorption optique du matériau absorbant.

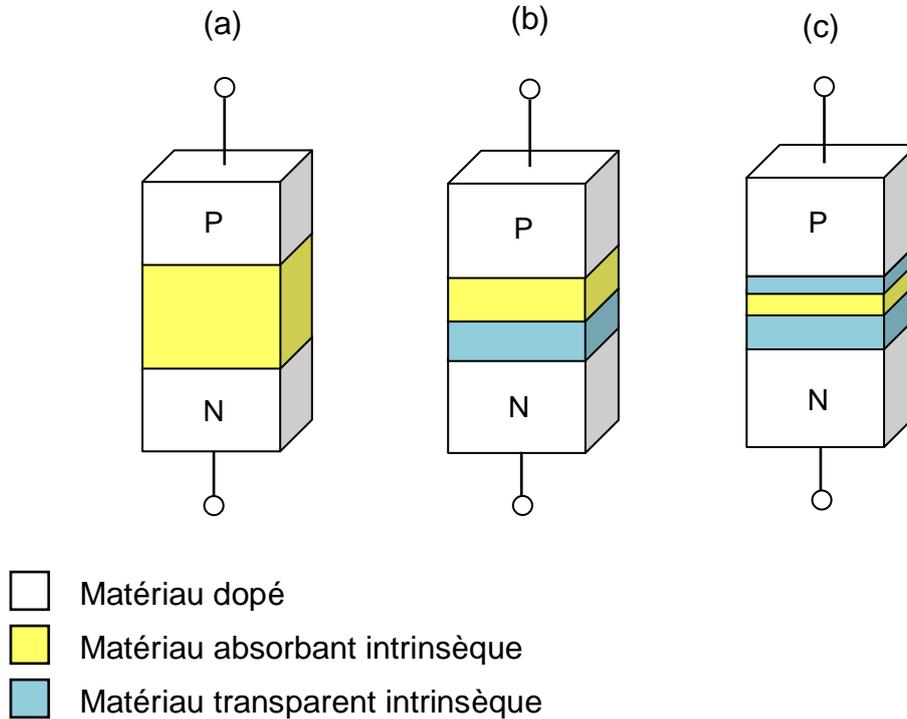


Figure 2.1 : (a) photodiode à zone déserte complètement absorbante, (b) photodiode à zone déserte mixte avec une seule couche transparente, (c) photodiode à zone déserte mixte avec deux couches transparentes

#### 2.2.1.1. Equation de Bilan

Le passage de la densité de courant de conduction en zone déserte  $j_c(x,t)$  au courant total  $i(t)$  repose sur deux hypothèses. Premièrement, toutes les grandeurs sont uniformes dans le plan parallèle au substrat et normalisées pour une surface de jonction  $S$ . Deuxièmement, la tension  $V_d$  aux bornes de la photodiode est reportée sur la seule zone déserte d'épaisseur  $d$ , tandis que la charge est une résistance  $R_c$ . La loi de Kirchhoff du circuit s'écrit donc comme suit :

$$\frac{d}{dt}V_d = -R_c \frac{d}{dt}i(t) \quad (2.1)$$

Sachant que le courant total se compose du courant de conduction et du courant de déplacement (équation (2.2)),  $j(x,t)$  est constant dans tout le circuit et vaut  $i(t)/S$ , dans un problème unidimensionnel, une moyenne spatiale sur (2.2) laisse  $j(x,t)$  inchangé :

$$j(x,t) = j_c(x,t) + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{d}{dt} E(x,t) \quad (2.2)$$

$$\frac{i(t)}{S} = \frac{1}{d} \int_0^d j_c(x,t) dx + \frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{d}{dt} E(x,t) dx \quad (2.3)$$

Le deuxième intégrale dans le nombre de droite représente la dérivée de  $V_d$  par rapport au temps contenue dans (2.1), on obtient donc une équation différentielle sur  $i(t)$  :

$$i(t) + R_c C_j \frac{d}{dt} i(t) = \frac{S}{d} \int_0^d j_c(x,t) dx \quad (2.4)$$

On ignore la capacité  $C_j = \varepsilon_0 \varepsilon_r S / d$  dans cette première partie qui ne traite que du transit. On la prendra en compte dans la deuxième partie consacrée aux optimisations des fréquences de coupures à -3dB. Si on ajoute que les vitesses des porteurs sont saturées ( $v_p$  vitesse de saturation des trous, et  $v_n$  vitesse de saturation des électrons) nous obtenons la formule qui donne le courant total dans la photodiode [1,18] :

$$i(t) = \frac{q}{d} \cdot [v_p P(t) + v_n N(t)] \quad (2.5)$$

Avec  $P(t)$  et  $N(t)$  représentent respectivement le nombre total des trous et d'électrons dans la zone déserte. Un simple comptage des porteurs présents dans la jonction permet de déterminer le courant.

### 2.2.1.2. Modèle impulsionnel

Une impulsion optique génère des porteurs dans la zone absorbante, avec un profil exponentiel de constante  $\alpha$  positive pour une illumination verticale du côté p (figure 2.2). Les électrons et les trous parcourent une distance négligeable dans les premiers instants ( $t = 0$ ), leurs profils de densité initiaux sont confondus, celui des trous est donné par :

$$p(x, t = 0) = p_0 \cdot e^{\left(\alpha(x - d_{tr}^n - d_{abs})\right)} \quad \text{si} \quad d_{tr}^n < x < d_{tr}^n + d_{abs} \quad (2.6)$$

$$p(x, t = 0) = 0 \quad \text{sinon}$$

Où  $p_0$  représente la densité maximale des porteurs, elle dépend du nombre  $N_{opt}$  de photons contenus dans l'impulsion optique initiale puis absorbés.

$$p_0 = \frac{\alpha \cdot N_{opt}}{S \cdot [1 - e^{(-\alpha \cdot d_{abs})}]} \quad (2.7)$$

Les porteurs transitent ensuite depuis la zone absorbante vers les zones dopées, le signal atteint sa valeur maximale dès les premiers instants (figure 2.2(a) et 2.3(a)), la contribution des trous dans le courant total est donnée par :

$$i_p(t) = \frac{q \cdot v_p \cdot p_0 \cdot S}{\alpha \cdot d} \cdot \left(1 - e^{(-\alpha \cdot d_{abs})}\right) \quad \text{si} \quad 0 < t < \tau_{tr}^p \quad (2.8)$$

A partir de l'instant  $\tau_{tr}^p = d_{tr}^p / v_p$  le courant  $i_p(t)$  commence à diminuer car les trous commencent à quitter la zone déserte (figure 2.2(b) et 2.3(b)) :

$$i_p(t) = \frac{q \cdot v_p \cdot p_0 \cdot S}{\alpha \cdot d} \cdot \left( e^{(-\alpha \cdot v_p \cdot (t - \tau_{tr}^p))} - e^{(-\alpha \cdot d_{abs})} \right) \quad \text{si} \quad \tau_{tr}^p < t < \tau_{tr}^p + \tau_{abs}^p \quad (2.9)$$

La phase de sortie des trous prend un temps  $\tau_{abs}^p = d_{abs} / v_p$  qui est d'autant plus court que la zone absorbante est mince. La réponse des trous est terminée après le temps  $\tau_{tr}^p + \tau_{abs}^p$ . La contribution des électrons suit des lois similaires :

$$i_n(t) = \frac{q \cdot v_n \cdot n_0 \cdot S}{\alpha \cdot d} \cdot \left(1 - e^{(-\alpha \cdot d_{abs})}\right) \quad \text{si} \quad 0 < t < \tau_{tr}^n \quad (2.10)$$

$$i_n(t) = \frac{q \cdot v_n \cdot n_0 \cdot S}{\alpha \cdot d} \cdot \left( 1 - e^{-\alpha \cdot v_n \cdot (t - \tau_{tr}^n)} \right) \cdot e^{-\alpha \cdot d_{abs}} \quad \text{si } \tau_{tr}^n < t < \tau_{tr}^n + \tau_{abs}^n \quad (2.11)$$

La réponse impulsionnelle de la photodiode limitée par le seul temps de transit  $h_{tr}(t)$  est égale au photocourant normalisé, de telle sorte que la charge totale délivrée suite à l'impulsion optique soit unitaire, elle se mesure en  $[s^{-1}]$  (figure 2.3).

$$h_{tr}(t) = \frac{i_p(t) + i_n(t)}{q \cdot N_{opt}} \quad (2.12)$$

La réponse fréquentielle limitée par le seul temps de transit  $H_{tr}(\omega)$  est obtenue par transformée de Fourier, elle est la somme des contributions  $H_{tr}^p(\omega)$  et  $H_{tr}^n(\omega)$  des trous et des électrons respectivement, qui après tous calculs sont données par [19] :

$$H_{tr}^p = \frac{v_p}{j \cdot d \cdot \omega} \cdot \left( 1 - A \cdot e^{-\left( \frac{j \cdot \omega}{v_p} \cdot \left( \frac{d_{abs}}{2} + d_{tr}^p \right) \right)} \cdot \text{sinc} \left( \frac{d_{abs}}{2} \cdot \left( \frac{\omega}{v_p} - j \cdot \alpha \right) \right) \right) \quad (2.13)$$

$$H_{tr}^n = \frac{v_n}{j \cdot d \cdot \omega} \cdot \left( 1 - A \cdot e^{-\left( \frac{j \cdot \omega}{v_n} \cdot \left( \frac{d_{abs}}{2} + d_{tr}^n \right) \right)} \cdot \text{sinc} \left( \frac{d_{abs}}{2} \cdot \left( \frac{\omega}{v_n} + j \cdot \alpha \right) \right) \right) \quad (2.14)$$

Avec  $A = \frac{\alpha \cdot d_{abs}}{2} / \text{sh} \left( \frac{\alpha \cdot d_{abs}}{2} \right)$ ,  $\alpha > 0$  pour un éclairage coté p et  $\alpha < 0$  pour un éclairage coté n.

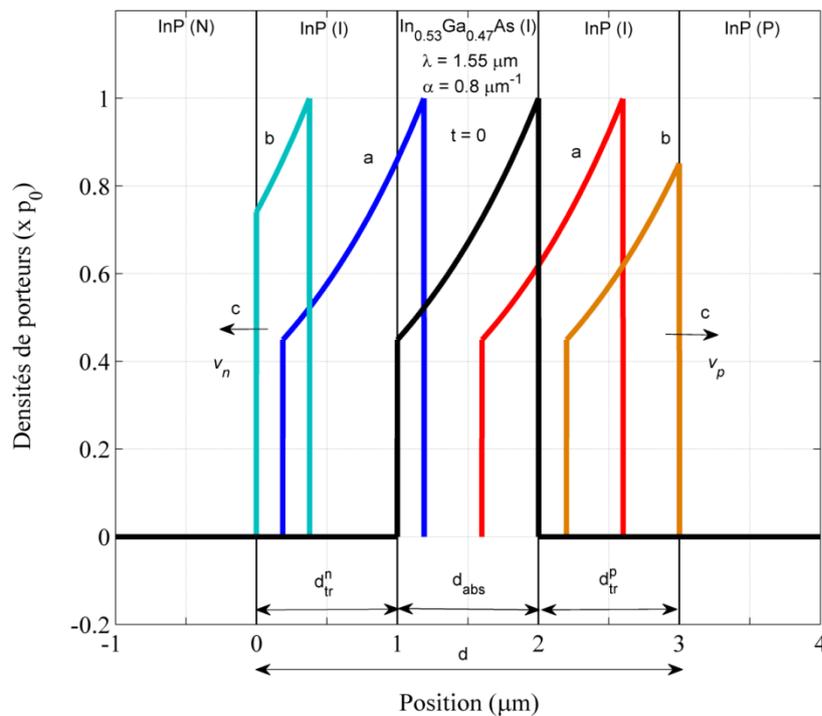


Figure 2.2 : Transport dans la jonction, à  $t = 0$  profil de génération optique, (a) phase initiale, (b) phase de sortie, (c) relaxation diélectrique

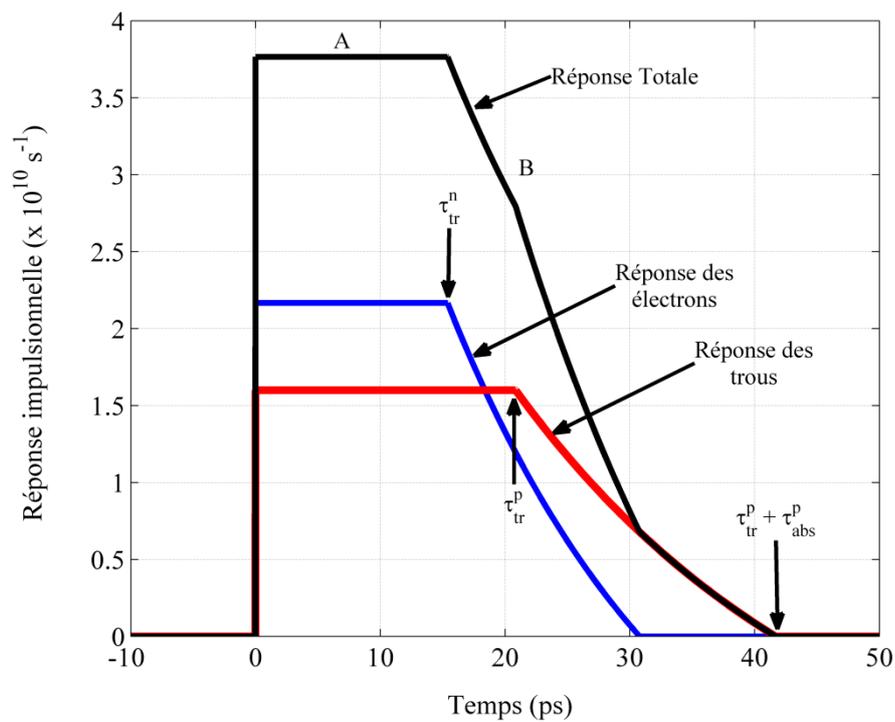


Figure 2.3 : Exemple de la réponse impulsionnelle pour une zone déserte mixte, (a) phase initiale, (b) phase de sortie des porteurs

### 2.3. Intérêt des zones désertes mixtes

Afin d'illustrer l'intérêt des zones désertes mixtes, on compare la réponse en transit des zones désertes mixtes et des zones désertes entièrement absorbantes en étudiant trois structures de même épaisseur, dont les caractéristiques sont récapitulées dans la table 2.1. Les photodiodes PIN en question (figure 2.4), sont constituées d'une couche absorbante à base de  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , matériau de choix pour la photodétection à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ , les couches transparentes coté n et coté p (intrinsèques), ainsi que les couches dopées n et p sont faites à base de  $\text{InP}$ , ce dernier matériau est bien approprié car il est totalement transparent à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$  ( $E_g = 1.35 \text{ eV}$ ), et parce qu'il possède le même paramètre de maille que celui de matériau absorbant, à savoir le  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ .

Afin de réaliser les simulations, quelques hypothèses sont également prises en considération. On suppose que les éléments parasites du circuit sont négligeables, et que les contacts ohmiques de la photodiode sont parfaitement conducteurs. Les semiconducteurs dopés ne produisent pas de résistance significative, et leur temps de relaxation diélectrique est largement plus court que la période des signaux hyperfréquence considérés [20]. Les vitesses des porteurs sont uniformes, et sont égales à leurs valeurs de saturation ( $v_n = 6.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  et  $v_p = 4.8 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  [21,22]), les vitesses des porteurs atteignent la saturation lorsque le champ électrique dépasse  $50 \text{ kV/cm}$  [23]. Les temps de recombinaison par les mécanismes de Shockly-Read-Hall, radiatif, et Auger [24,25], sont beaucoup plus longs par rapport au temps de transit des porteurs dans le cas d'une couche absorbante d'épaisseur ne dépassant pas  $1 \mu\text{m}$  [19]. Le piégeage des porteurs aux interfaces avec les zones transparentes peut également être négligé, leurs temps d'échappement est très court, en plus, la valeur de champ électrique dépassant  $50 \text{ kV/cm}$  favorise l'échappement par effet tunnel des porteurs [24,26].

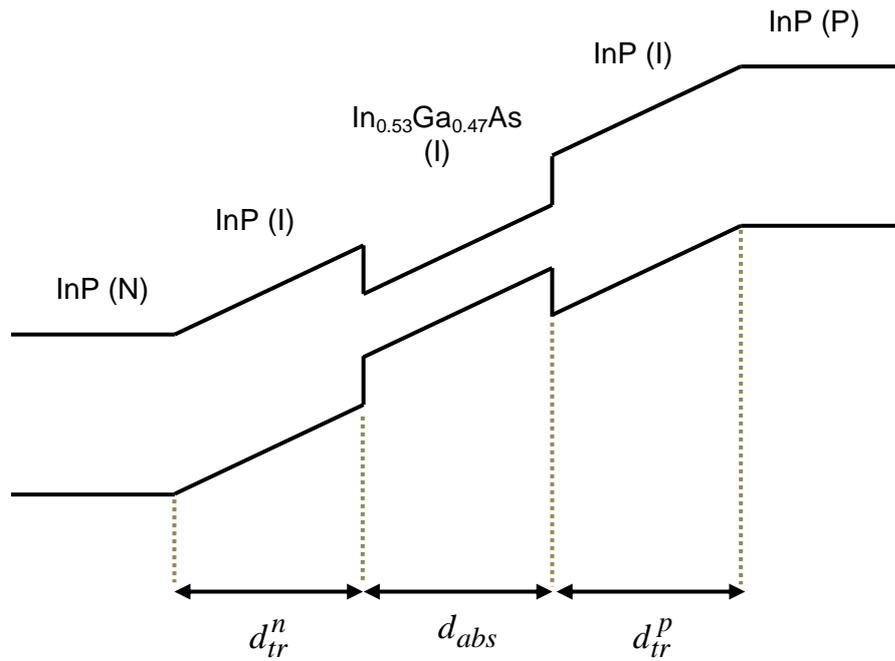


Figure 2.4 : Exemple de la photodiode PIN à base de InGaAs/InP introduisant une zone déserte mixte, avec  $d_{abs}$  : épaisseur de la zone absorbante,  $d_{tr}^p$  et  $d_{tr}^n$  : épaisseurs des deux zones transparentes coté p et n respectivement

	$d (\mu m)$	$d_{tr}^p (\mu m)$	$d_{abs} (\mu m)$	$d_{tr}^n (\mu m)$
Structure 1	0.5	0	0.5	0
Structure 2	0.5	0	0.37	0.13
Structure 3	0.5	0.21	$\approx 0$	0.29

Table 2.1 : Structures des photodiodes comparées

La première structure est entièrement absorbante. Les premiers porteurs quittent la zone déserte immédiatement après l'impulsion optique initiale (figure 2.5(a)), la réponse impulsionnelle est la somme des deux triangles. Les électrons quittent la zone déserte au bout d'un temps  $\tau_n = d_{abs} / v_n$  de 7.69 ps. Les trous transitent plus longtemps et retardent la réponse impulsionnelle jusqu'au dernier instant

$\tau_p = d_{abs} / v_p$  qui vaut 10.42 ps. La fréquence de coupure en transit pur, mesurée à -3 dB est donnée sur la figure 2.5(b), elle vaut 61 GHz.

La deuxième structure est une zone déserte mixte avec une seule couche transparente du côté n. La phase de sortie des trous commence immédiatement après l'impulsion optique initiale jusqu'au moment  $\tau_p = d_{abs} / v_p$  (figure 2.6(a)). La réponse des électrons est constante dans un premier intervalle de durée  $\tau_{tr}^n = d_{tr}^n / v_n$ , puis décroît linéairement pendant un second intervalle de durée  $\tau_{abs}^n = d_{abs} / v_n$ . On ajoute une zone transparente sous champs du côté n pour que la réponse des électrons dure le même temps que celle des trous, soit 7.69 ps. La fréquence de coupure en transit est meilleure puisque les trous ne retardent plus la réponse, elle atteint 73.2 GHz pour la même épaisseur de la zone déserte (figure 2.6(b)).

La troisième structure est une zone déserte mixte avec un absorbant mince et deux zones transparentes. Les phases de sortie sont abruptes, car tous les porteurs sont générés au même endroit (figure 2.7(a)). On ajuste les épaisseurs pour que les réponses respectives  $\tau_{tr}^p = d_{tr}^p / v_n$  et  $\tau_{tr}^n = d_{tr}^n / v_n$  des trous et des électrons aient la même durée. Le délai est réduit à 4.42 ps. La fréquence de coupure en transit pur atteint 100 GHz (figure 2.7(b)).

D'après les résultats obtenus, on peut affirmer que les photodiodes à zones désertes mixtes sont plus rapides que les photodiodes dont la zone déserte est entièrement absorbante pour la même épaisseur totale [27]. La structure numéro 2 permet un gain de 20% sur la fréquence de coupure en transit pur par rapport à la structure numéro 1. Le gain atteint 64% pour la structure numéro 3.

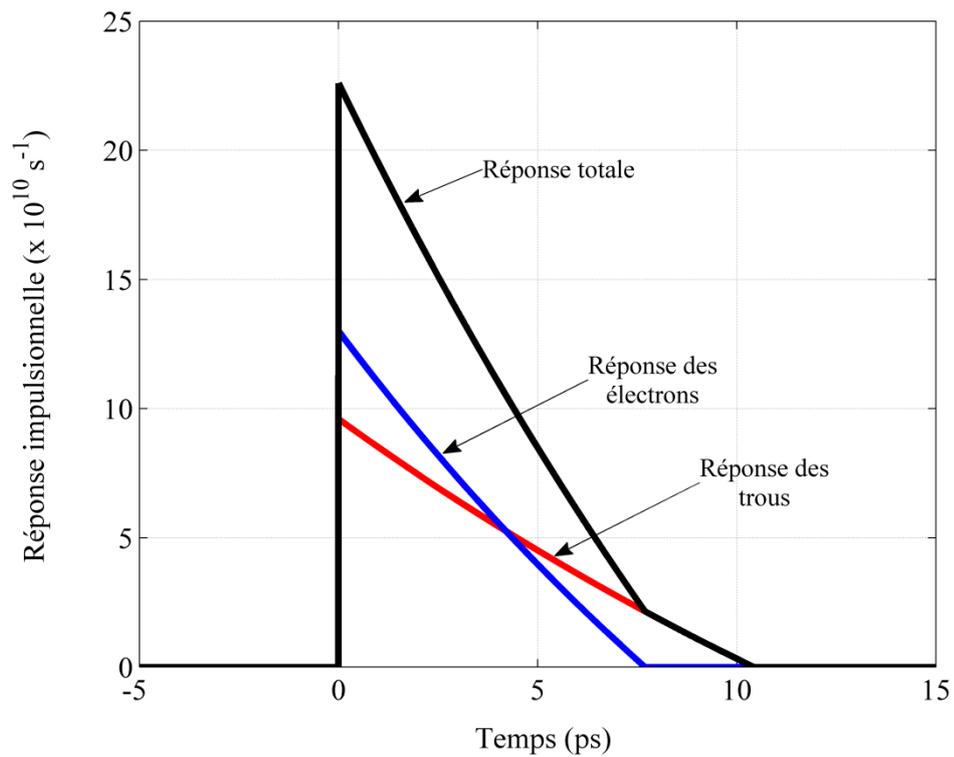


Figure 2.5(a) : Réponse impulsionnelle de la photodiode numéro 1

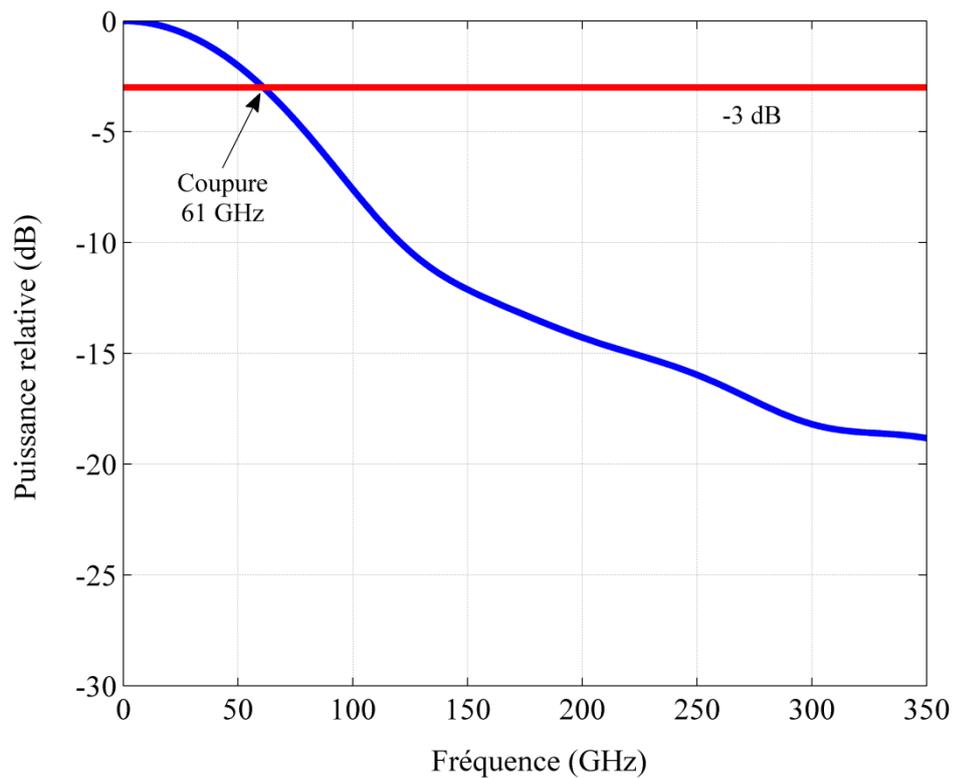


Figure 2.5(b) : Réponse fréquentielle de la photodiode numéro 1

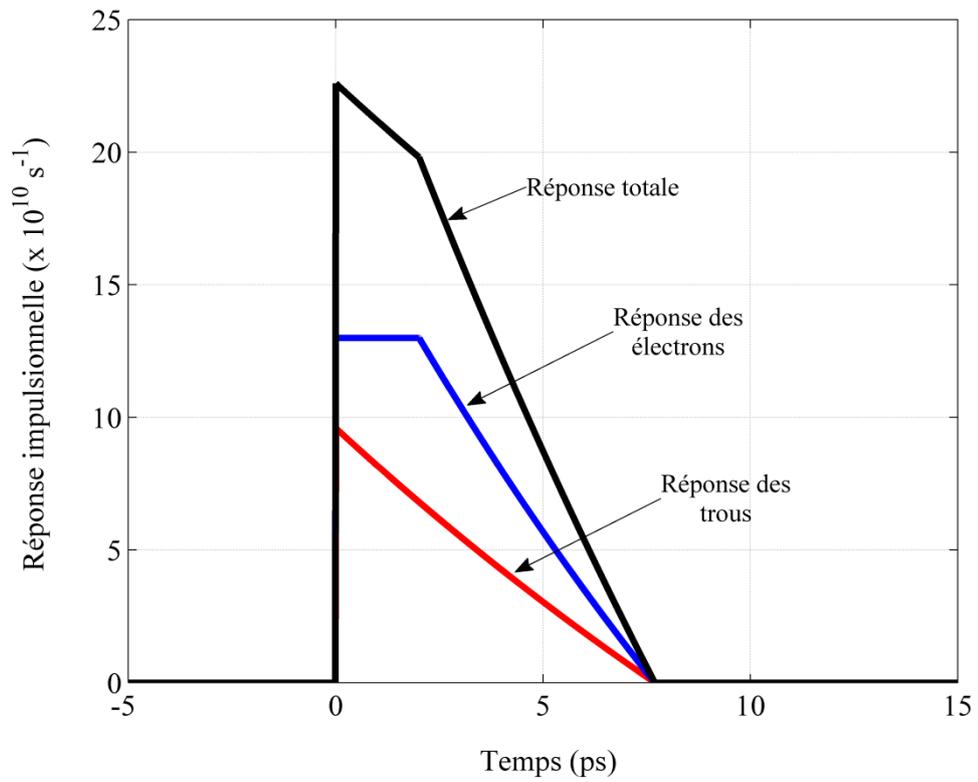


Figure 2.6(a) : Réponse impulsionnelle de la photodiode numéro 2

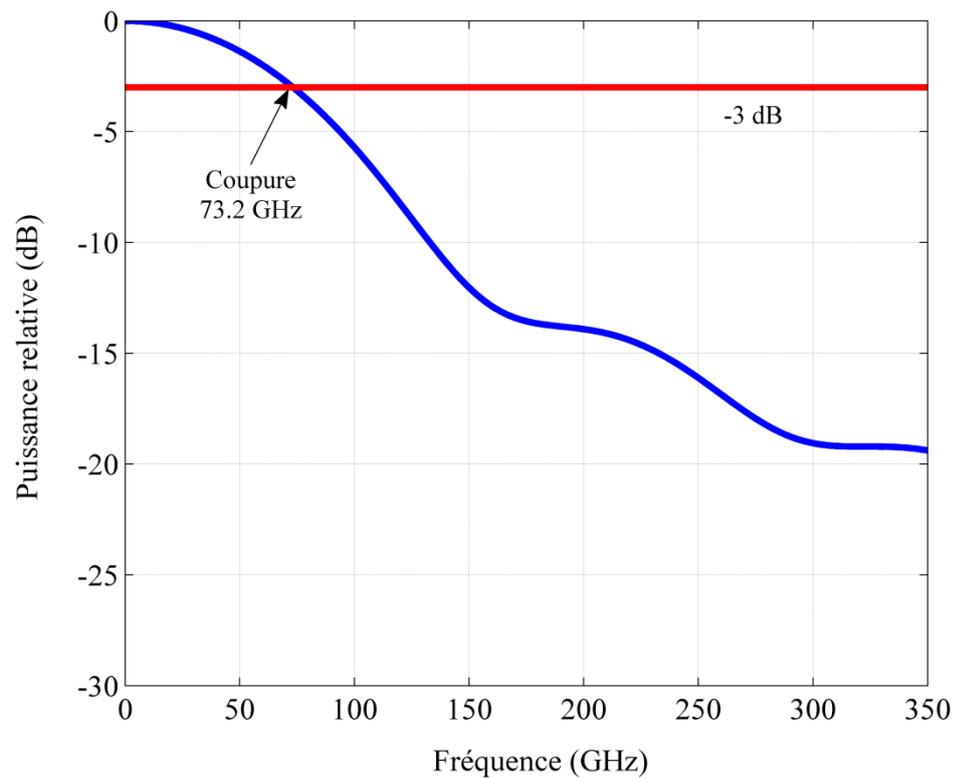


Figure 2.6(b) : Réponse fréquentielle de la photodiode numéro 2

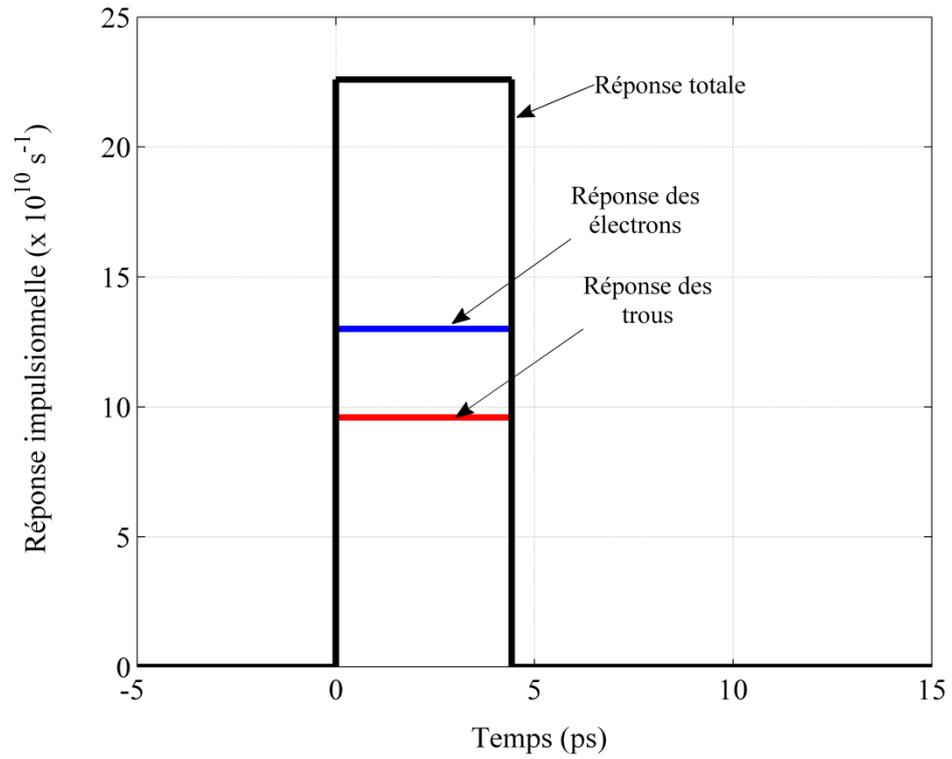


Figure 2.7(a) : Réponse impulsionnelle de la photodiode numéro 3

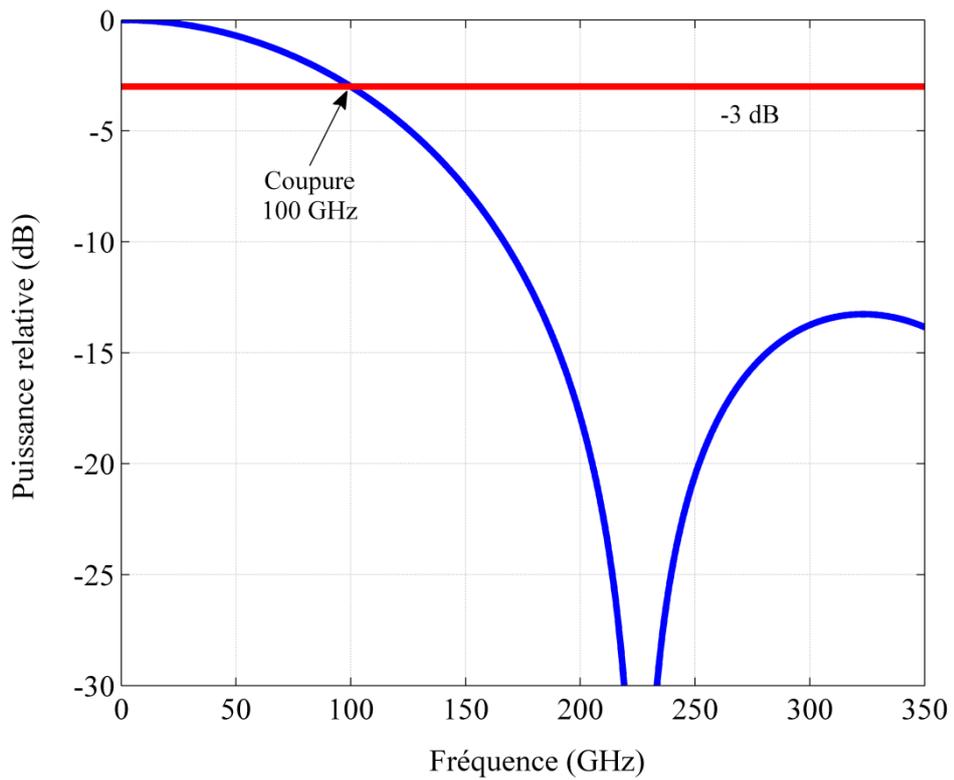


Figure 2.7(b) : Réponse fréquentielle de la photodiode numéro 3

#### 2.4. Optimisation des photodiodes à zones désertes mixtes

La réponse en transit des photodiodes dont la zone déserte est entièrement absorbante dépend de deux phases  $\omega \cdot d/v_p$  et  $\omega \cdot d/v_n$  [1], leur fréquence de coupure en transit pur  $f_{tr}^0$  est donnée par :

$$f_{tr}^0 = \frac{K_0}{d} \quad (2.15)$$

Où  $K_0$  est une constante de transit introduite dans [3],  $K_0 = 2.98 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . La réponse en transit des photodiodes à zone déserte mixtes dépend des mêmes phases mais aussi des épaisseurs relatives des trois couches de la zone déserte :  $x = d_{tr}^p/d$ ,  $y = d_{tr}^n/d$  et  $z = d_{abs}/d$  par les équations (2.13) et (2.14). Leur fréquence de coupure en transit pur prend la forme plus générale suivante :

$$f_{tr} = F(x, y, z) \frac{K_0}{d} \quad (2.16)$$

Le but est de chercher la position de la zone absorbante d'épaisseur  $d_{abs}$ , qui maximise la fréquence de coupure en transit de la photodiode, pour une épaisseur de zone déserte totale  $d$  donnée. Cela revient donc à chercher pour la valeur de  $z = d_{abs}/d$  fixée, les valeurs de  $x$  et  $y$  qui maximisent  $F(x, y, z)$ .

Les pertes hyperfréquences sont proportionnelles au module carré de  $H_{tr}(\omega)$  et sont minimales lorsque la condition suivante est remplie :

$$\frac{d}{dx} |H_{tr}(\omega)|^2 = \frac{d}{dy} |H_{tr}(\omega)|^2 = 0 \quad (2.17)$$

Cette condition est mathématiquement remplie lorsque les temps de transit respectifs des trous et des électrons sont égaux soit :  $\tau_p = \tau_n$ . Où  $\tau_p$  et  $\tau_n$  sont donnés par les formules suivantes :

$$\tau_p = \frac{d_{abs}}{v_p} + \frac{d_{tr}^p}{v_p} \quad (2.18)$$

$$\tau_n = \frac{d_{abs}}{v_n} + \frac{d_{tr}^n}{v_n} \quad (2.19)$$

La zone déserte optimale est alors pourvue de deux zones transparentes autour de l'absorbant (figure 2.8(b)) dont les proportions respectives sont données par :

$$x^*(z) = \frac{v_p}{v_p + v_n} - \frac{v_n}{v_p + v_n} \cdot z \quad (2.20)$$

$$y^*(z) = \frac{v_n}{v_p + v_n} - \frac{v_p}{v_p + v_n} \cdot z \quad (2.21)$$

Lorsque  $z \approx 0$  la zone absorbante est très mince, les équations (2.13) et (2.14) prennent la forme donnée par l'équation (2.22), les proportions optimales apparaissent sur la figure 2.8(c).

$$H_{tr}(\omega) = \frac{v_p}{jd\omega} \left( 1 - e^{\left( -\frac{jd\omega}{v_p} x \right)} \right) + \frac{v_n}{jd\omega} \left( 1 - e^{\left( -\frac{jd\omega}{v_n} y \right)} \right) \quad (2.22)$$

Lorsque  $z = 1$ , la zone déserte est entièrement absorbante, on a donc  $x = 0$  et  $y = 0$ , dans ce cas, l'équilibre est impossible. Si  $z$  est proche de 1, le problème persiste, la meilleure solution consiste à coller la zone absorbante du côté p pour limiter au maximum le déséquilibre (figure 2.8(a)). Les proportions optimales  $x^*$  et  $y^*$  sont alors données par :

$$x^*(z) = 0 \quad (2.23)$$

$$y^*(z) = 1 - z \quad (2.24)$$

Le taux d'absorption critique pour lequel l'équilibre devient impossible est donnée par (2.25), il vaut 0.74 dans le cas de notre photodiode.

$$z_c = \frac{v_p}{v_n} = 0,74 \quad (2.25)$$

Une zone déserte mixte optimisée suivant ces principes est toujours plus rapide qu'une zone déserte entièrement absorbante de même épaisseur.  $F^*(z)$  représente par combien de fois la fréquence de coupure en transit pur est multipliée, quand on passe de l'une à l'autre (2.26). La figure 2.9 représente  $F^*(z)$  et aussi la fonction  $z.F^*(z)^2$  qui sera utilisée par la suite dans le calcul du volume maximal.

$$f_{tr} = F^*(z) \frac{K_0}{d} \quad (2.26)$$

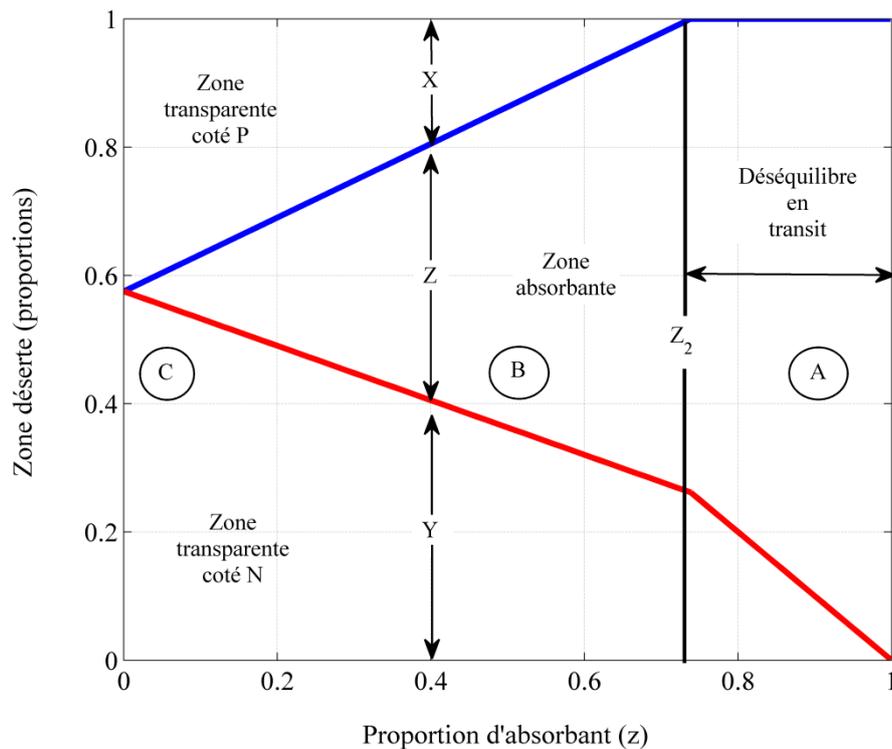


Figure 2.8 : Proportions optimales par la règle d'équilibre des temps de transit

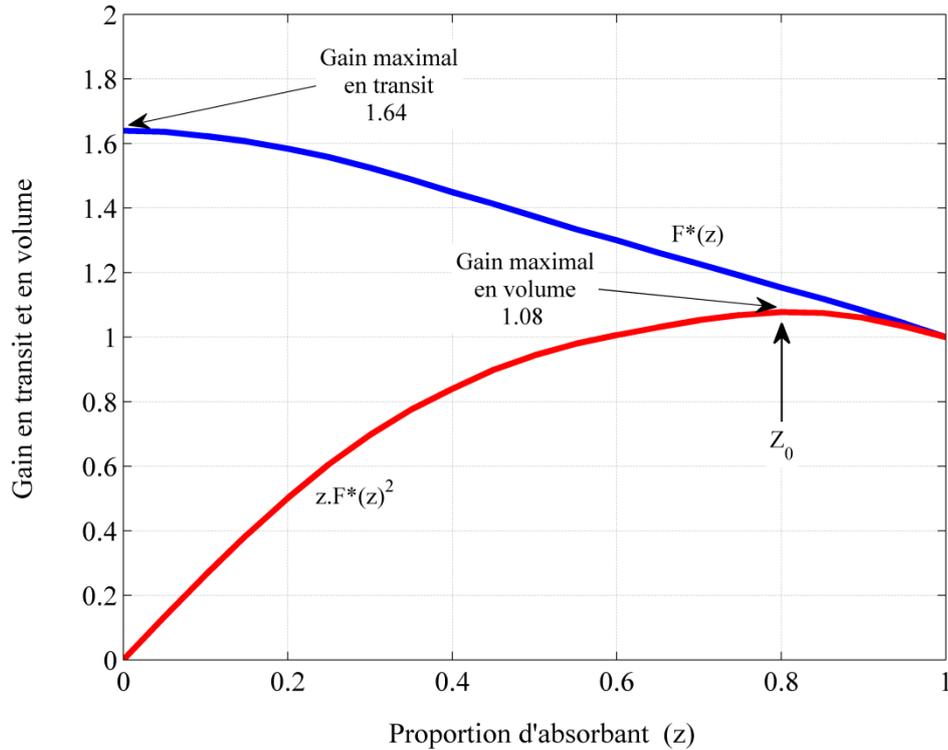


Figure 2.9 : Fonctions de gain en transit et en volume pour les zones désertes mixtes optimisées

## 2.5. Surface maximale et volume maximal

La fréquence de coupure globale ( $f_{-3dB}$ ) des photodiodes dépend à la fois de la fréquence de coupure en transit pur ( $f_{tr}$ ), et de la fréquence de coupure capacitive ( $f_{RC}$ ) par la relation suivante [28] :

$$f_{-3dB} = \frac{f_{tr} \cdot f_{RC}}{\sqrt{f_{tr}^2 + f_{RC}^2}} \quad (2.27)$$

Cette formule est également valable dans le cas des zones désertes mixtes. La fréquence de coupure capacitive est donnée par la formule suivante :

$$f_{RC} = \frac{d}{2 \cdot \pi \cdot R_C \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S} \quad (2.28)$$

Où  $R_c$  représente la résistance de charge,  $\varepsilon_0$  et  $\varepsilon_r$  représentent respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative, et  $S$  représente la surface de jonction. Pour étudier la surface maximale, il est intéressant d'écrire la relation (2.27) en introduisant la fonction  $g_1(x) = x/(x^2 + 1)$  comme ceci :

$$f_{-3dB}^2 = f_{tr} \cdot f_{RC} \cdot g_1\left(\frac{f_{RC}}{f_{tr}}\right) \quad (2.29)$$

Quand on calcul le produit de (2.26) et (2.28), on remarque que  $f_{tr} \cdot f_{RC}$  ne dépend que de la surface de jonction  $S$  et de  $F^*(z)$ .  $g_1(x)$  atteint une valeur maximale de  $1/2$  lorsque  $x=1$ ,  $S$  est donc majorée, en fonction du carré de la fréquence par :

$$S \cdot f_{-3dB}^2 \leq \frac{F^*(z) \cdot K_0}{4 \cdot \pi \cdot R_c \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \quad (2.30)$$

L'équation (2.30) donne la surface maximale d'une zone déserte mixte.  $F^*(z)$  est maximale pour  $z=0$  (figure 2.9) la surface maximale est donc 1.64 fois plus élevée pour une zone déserte mixte que pour une zone déserte entièrement absorbante. L'épaisseur de la zone déserte qui maximise la surface varie comme l'inverse de  $f_{-3dB}$  :

$$d = \frac{F^*(z) \cdot K_0}{\sqrt{2} \cdot f_{-3dB}} \quad (2.31)$$

En ce qui concerne le volume maximal, il est intéressant de récrire l'équation (2.27) en introduisant la fonction  $g_2(x) = x^2/(x^2 + 1)^{3/2}$  comme ceci :

$$f_{-3dB}^3 = f_{tr}^2 \cdot f_{RC} \cdot g_2\left(\frac{f_{RC}}{f_{tr}}\right) \quad (2.32)$$

Quand on multiplie (2.26) au carré par (2.28), on voit que  $f_{tr}^2 \cdot f_{RC}$  ne dépend que du volume absorbant  $V_{abs} = z \cdot d \cdot S$  et de  $z \cdot F^*(z)^2$ .  $g_2(x)$  atteint une valeur

maximale de  $2/(3 \cdot \sqrt{3})$  lorsque  $x = \sqrt{2}$ ,  $V_{abs}$  est donc majoré en fonction du cube de  $f_{-3dB}$  :

$$V_{abs} \cdot f_{-3dB}^3 \leq \frac{z \cdot F^*(z)^2 \cdot K_0^2}{3 \cdot \sqrt{3} \cdot \pi \cdot R_c \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (2.33)$$

L'équation (2.33) donne le volume maximal d'une zone déserte mixte.  $z \cdot F^*(z)^2$  est maximale pour  $z_0 = 0.8$  (figure 2.9) le volume absorbant maximal est donc 1.08 fois plus élevé pour une zone déserte mixte qu'une zone déserte entièrement absorbante. Les dimensions de la photodiode qui maximisent le volume sont donnée par (2.34) et (2.35) :

$$d = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{F^*(z) \cdot K_0}{f_{-3dB}} \quad (2.34)$$

$$S = \frac{F^*(z) \cdot K_0}{3\sqrt{2} \cdot \pi \cdot R_c \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot f_{-3dB}^2} \quad (2.35)$$

## 2.6. Optimisation sous contraintes d'absorbant et de surface

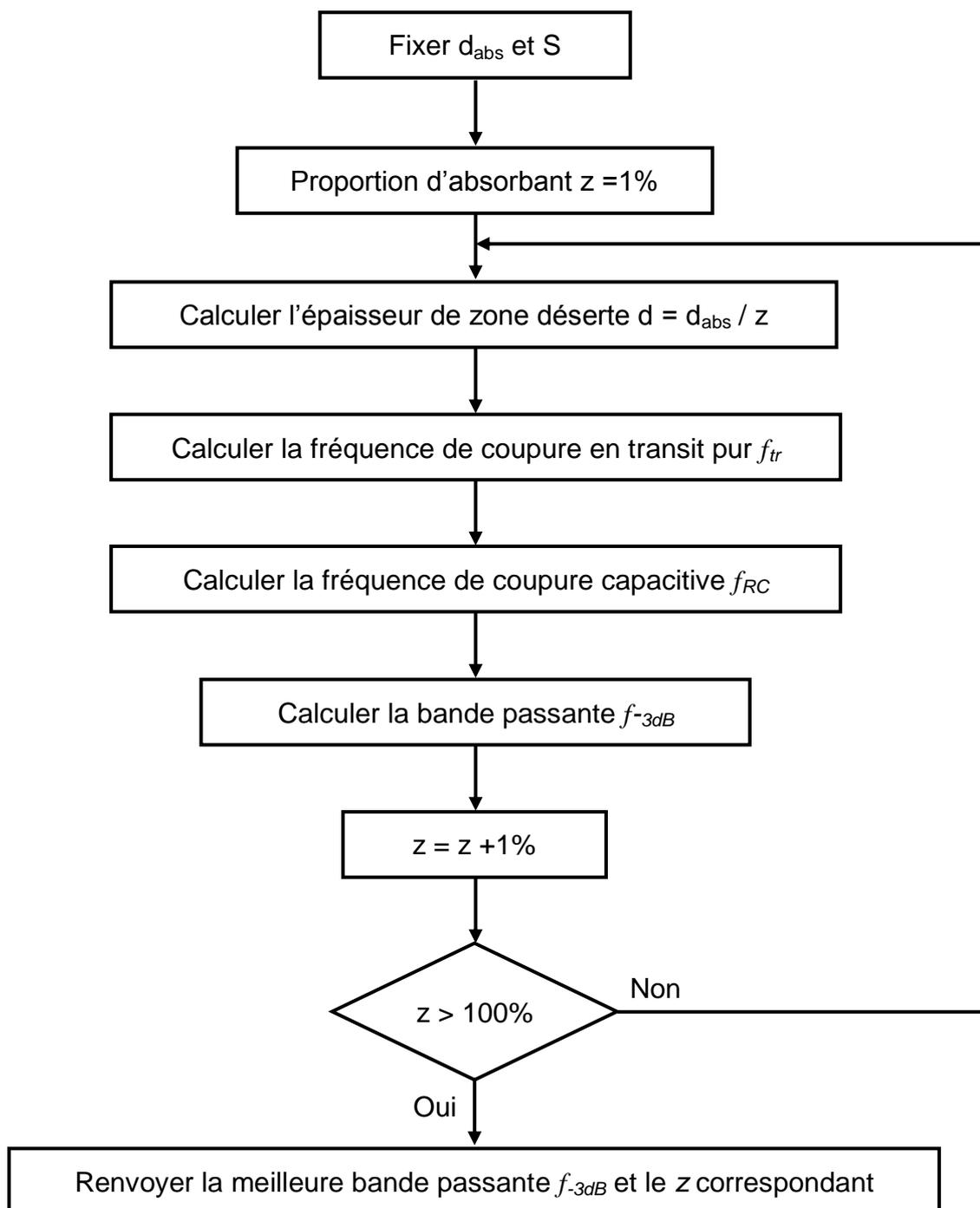
Les zones désertes mixtes atteignent une surface et un volume absorbant plus élevés, que les zones désertes entièrement absorbantes pour la même fréquence d'utilisation. Les dispositifs réels peuvent toutefois différer des géométries optimales du paragraphe précédent, lorsque l'épaisseur d'absorbant ou bien la surface sont imposés par des contraintes optiques ou technologiques. Un absorbant épais est par exemple nécessaire dans les photodiodes éclairées pas la surface afin d'avoir un bon rendement quantique ; leur surface doit être assez grande pour recouvrir la totalité de faisceau incident. On établie des abaqués numériquement pour trouver sans effort la meilleure structure de zone déserte. Les abaqués doivent donc indiqués si une ou deux couches transparentes sous champs peuvent améliorer la bande passante, sachant que la zone déserte d'épaisseur inconnue  $d$  utilise une épaisseur absorbante  $d_{abs}$  et une surface  $S$  imposées. La seule inconnue réellement importante pour trouver la structure optimale est donc le taux d'absorption  $z = d_{abs} / d$ .

On attend deux choses des abaques :

Premièrement : les abaques doivent donner le taux d'absorbant  $z$  qui, étant donné nos contraintes extérieurs qui fixent  $d_{abs}$  et  $S$ , est la seule inconnue manquante pour déterminer le composant dont la bande passante est maximale.

Deuxièmement : les abaques doivent indiquer quelle est la bande passante  $f_{-3dB}$  atteinte par le dispositif dont nous connaissons désormais les proportions avec les abaques en  $z$ .

On illustre dans un premier temps la construction des abaques, en utilisant une seule surface de  $60 \mu\text{m}^2$  (figure 2.10). La photodiode est limitée en transit lorsque l'épaisseur de la zone absorbante dépasse environ  $0,5 \mu\text{m}$ . La portion (A) des courbes de la figure 2.10 est pratiquement superposée à la fréquence de coupure en transit pur  $f_{tr}^0$ . La capacité des zones désertes entièrement absorbantes augmente quand leur épaisseur diminue de sorte que leur bande passante vaut pratiquement zéro pour les absorbant minces (figure 2.10 : (D)). On évite ce problème en ajoutant deux zones transparentes dans la zone déserte. Elles doivent être assez épaisses pour diminuer efficacement la capacité de jonction, sans toutefois trop allonger le temps de transit. La solution de ce problème ne peut être obtenue analytiquement, comme dans la section précédente, car l'épaisseur  $d_{abs}$  de la zone absorbante et la surface  $S$  de la jonction sont imposées par des contraintes extérieures. On utilise alors la méthode numérique représentée par l'organigramme suivant :



La bande passante des zones désertes mixtes obtenue numériquement, augmente constamment quand  $d_{abs}$  diminue, elle est maximale avec un absorbant mince (figure 2.10 : (E)). Le produit  $S \cdot f_{3dB}^2$  dépasse alors de 64% la valeur permise avec les zones désertes entièrement absorbantes, conformément aux calculs de la section précédente. Les zones désertes mixtes sont inutiles, lorsque la fréquence de coupure en transit pur est petite devant la fréquence de coupure capacitive pure. Leur rapport doit dépasser  $2/3$  pour que les courbes caractéristiques des deux dispositifs se distinguent. On donne le critère d'utilité des zones désertes mixtes :

$$2 \cdot \pi \cdot R_c \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot K_0 \cdot \left( \frac{S}{d_{abs}^2} \right) > \frac{2}{3} \quad (2.36)$$

Ce point de séparation est représenté sur la figure 2.10 (B). Le maximum de surface des zones désertes entièrement absorbantes (figure 2.10 : (C)), pour lequel  $f_{RC} = f_{tr}$  vérifie la condition d'amélioration par le passage aux zones désertes mixtes.

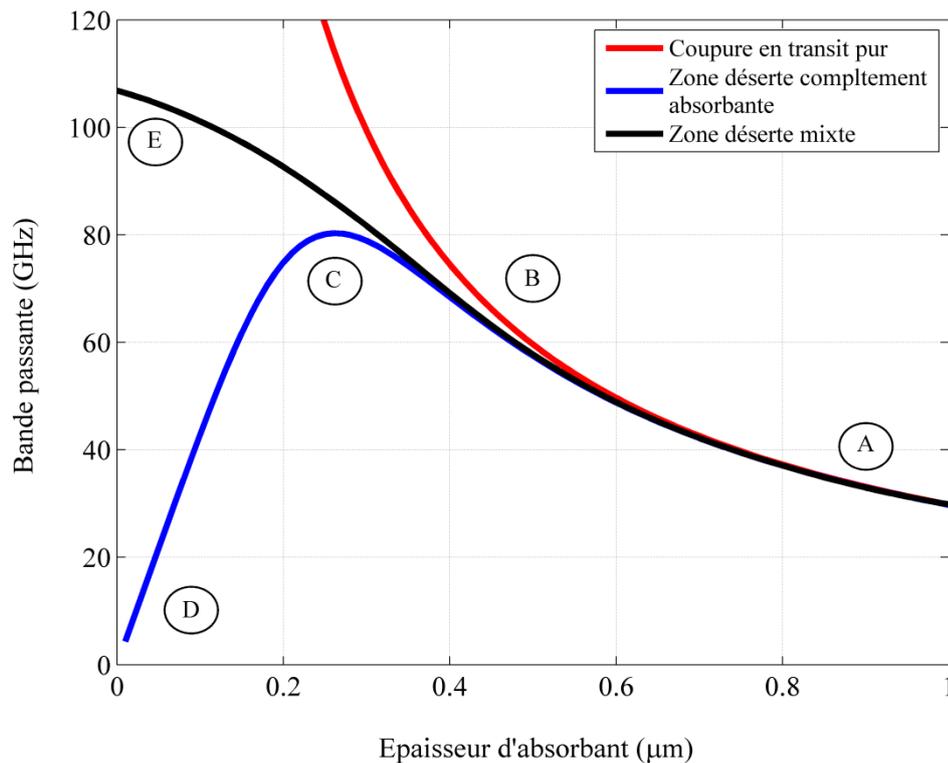


Figure 2.10 : Bandes passantes maximales pour une surface de  $60 \mu\text{m}^2$

On donne également les abaques pour plusieurs surfaces comprises entre 40 et 500  $\mu\text{m}^2$ . La bande passante des photodiodes à zones désertes mixtes (figure 2.11) est représentée séparément de celle des photodiodes à zones désertes entièrement absorbantes (figure 2.13). Les proportions optimales sont données sur la figure 2.12. Les abaques indexés en volume sont également données pour des zones désertes mixtes optimisées (figure 2.14) et pour les zones désertes entièrement absorbantes (figure 2.15). La proportion en absorbant optimale  $z = 0.8$  est utilisée pour les zones mixtes, conformément aux calculs de la section précédente.

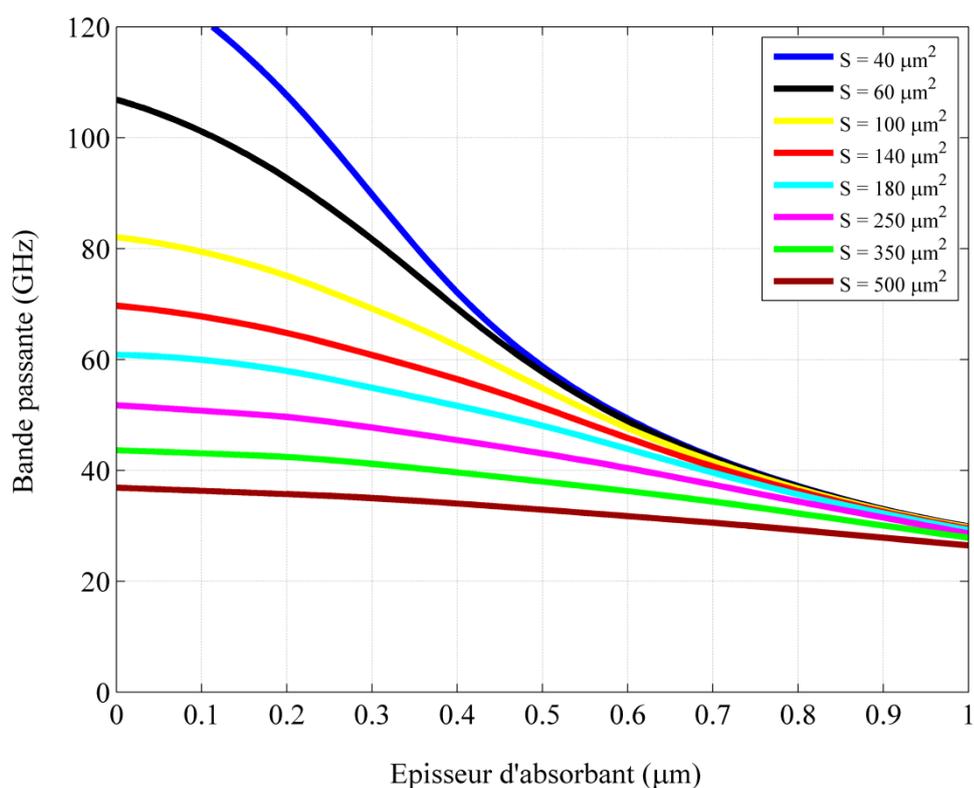


Figure 2.11 : Bande passante optimale en zone déserte mixte

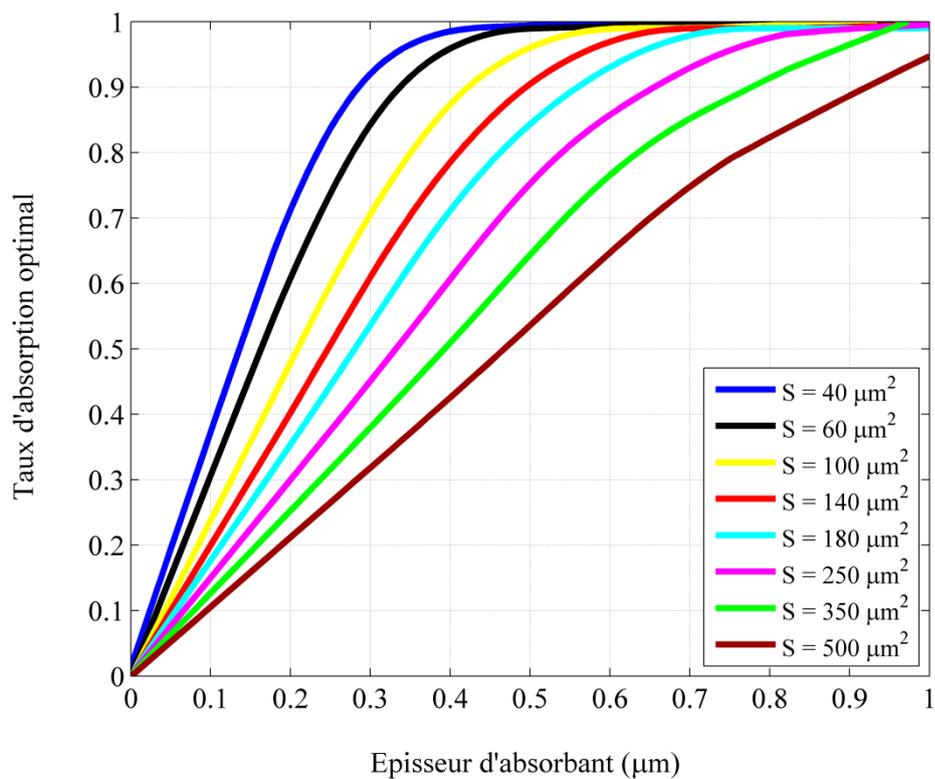


Figure 2.12 : Proportion optimale d'absorbant  $z$  en zone déserte mixte

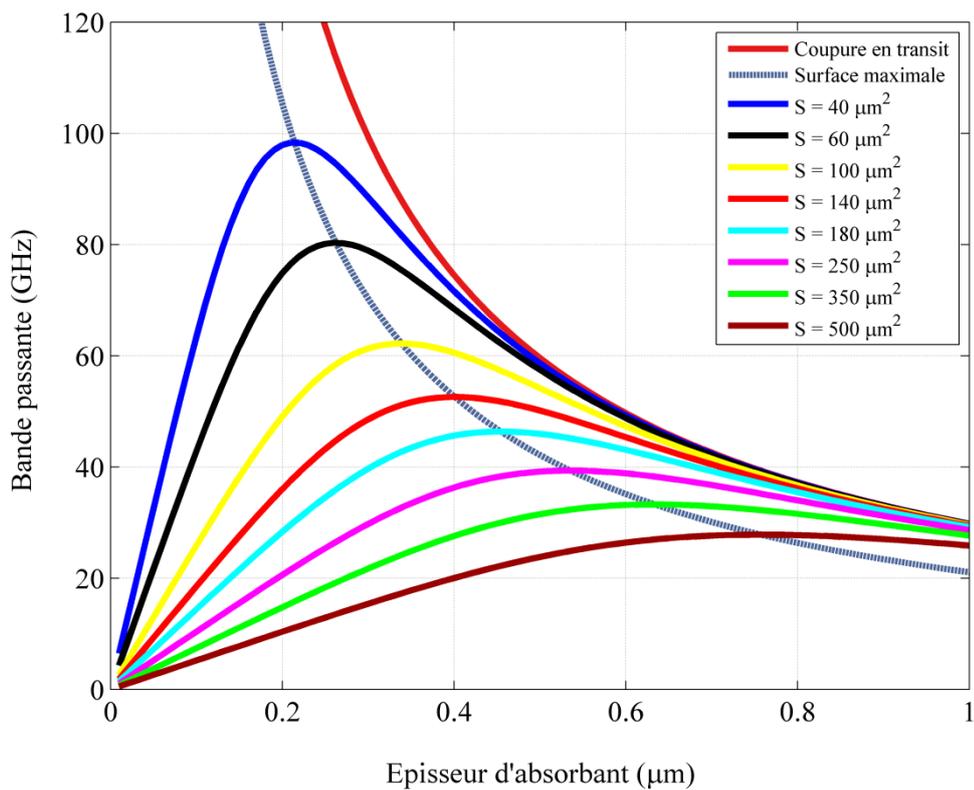


Figure 2.13 : Bande passante optimale en zone déserte entièrement absorbante

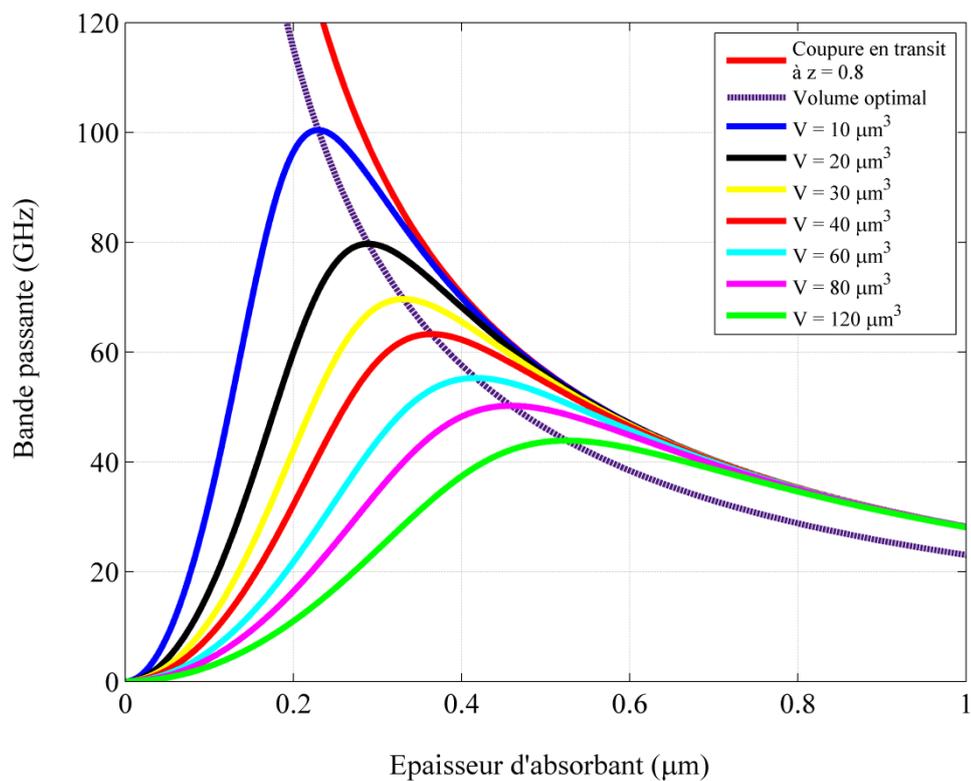


Figure 2.14 : Bande passante d'une zone déserte mixte optimisée en fonction du volume absorbant

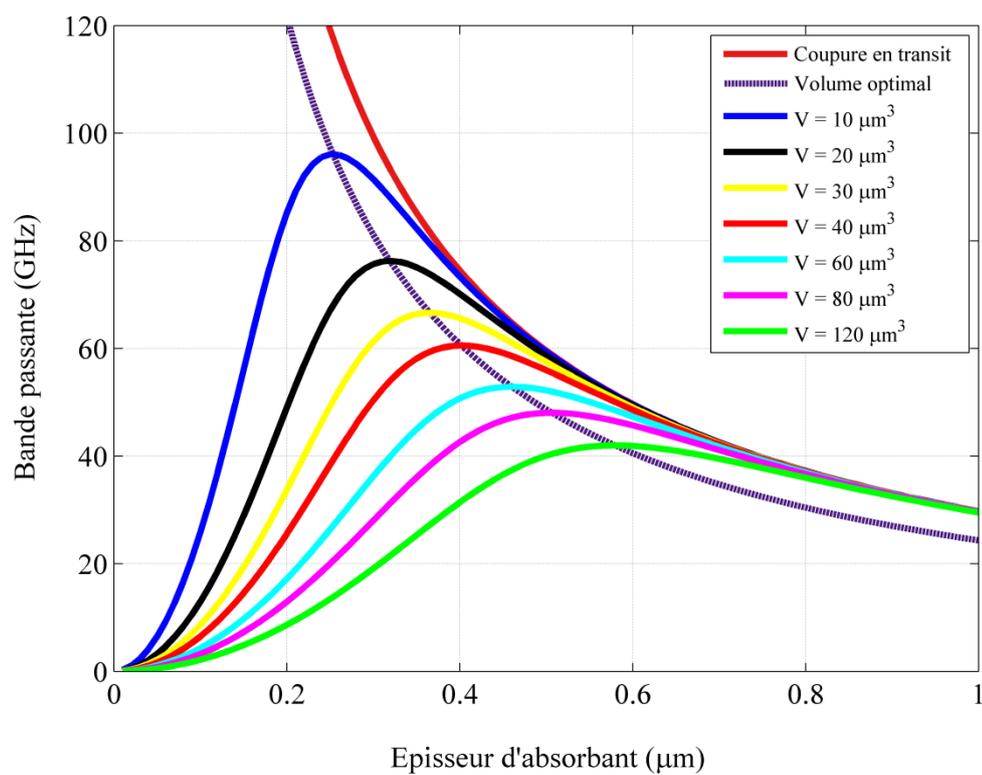


Figure 2.15 : Bande passante optimale en zone déserte entièrement absorbante en fonction du volume absorbant

## 2.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'optimisation de la fréquence de coupure des photodiodes PIN, par l'introduction des zones désertes mixtes. La photodiode que nous avons étudiée est faite à base de InGaAs/InP, et adaptée pour la photodétection à la longueur d'onde 1.55  $\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus ont montré que les photodiodes à zones désertes mixtes sont plus rapides, que les photodiodes dont la zone déserte est entièrement absorbante ; et que la surface maximale des photodiodes à zones désertes mixtes avec absorbant mince dépasse de 64%, celle des photodiodes à zones désertes entièrement absorbantes, dans les mêmes proportions en conservant la bande passante. Leur volume absorbant maximal dépasse de 8% celui des photodiodes à zones désertes entièrement absorbantes. Les abaques fournis dans ce chapitre, permettent d'optimiser les performances, lorsque plusieurs paramètres tels que la surface, l'épaisseur d'absorbant, ou la fréquence de coupure sont imposés simultanément.

## REFERENCES

1. Lucovsky, G., Schwartz, R.F., and Emmons, B.E., *Transit Time Considerations in p-i-n Diodes*. Journal of Applied Physics, 1964. 35(3) (Two Parts-Part I): p. 622-628.
2. Bowers, J.E., Burrus, C.A., *Ultrawide-Bande Long-Wavelength p-i-n Photodetectors*. Journal of Lightwave Technology, 1987. LT-5(10): p. 1339-1350.
3. Kato, K., Hata, S., Kawano, K., and Kozen, A., *Design of Ultrawide-Band, High-Sensitivity p-i-n Photodetectors*. IECE Trans. Electron., 1993. E76-C(2): p. 214-221.
4. Sabella, R., and Merli, S., *Analysis of InGaAs p-i-n Photodiode Frequency Response*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1993. 29(3), p. 906-916.
5. Effenberger, F.J., and Joshi, A.M., *Ultrafast, Dual-Depletion Region, InGaAs/InP p-i-n Detector*. Journal of Lightwave Technology, 1996. 14(8), p. 1859-1864.
6. Konno, K., Matsushima, O., Navarro, D., and Miura-Mattausch M., *High frequency response of p-i-n photodiodes analyzed by an analytical model in Fourier space*. Journal of Applied Physics, 2004. 96(7): p.3839.
7. Loquai, S., Bunge, C.A., Ziemann, O., Schmauss, B., and Kruglov, R., *A Fully Analytic Model of Large Area Silicon p-i-n Photodiodes Verified at Short Wavelengths*. Journal of Lightwave Technology, 2010. 28(18), p. 2646-2653.
8. Torres-Pereira, J.M., *Frequency response simulation analysis of InGaAsP/InP SAM-APD devices*. Microwave Opt. Technol. Lett., 2006. 48(4) p. 712-717.
9. Torres-Pereira, J.M., *Frequency response analysis of photodiodes for optical communications*. Optoelectronics And Advanced Materials – Rapid Communications, 2010. 4(7), p. 916-921.

10. Wake, D., Blank, L.C., Walling, R.H., Henning, I.D., *Top-illuminated InGaAs/InP p-i-n photodiodes with a 3-dB bandwidth in excess of 26 GHz*. IEEE Electron Device Letters, 1988, 9(5), p.226-228.
11. Kyomasu, M., *Development of an integrated high speed silicon PIN photodiode sensor*, IEEE Transactions on Electron Devices, 1995, 42(6), p.1093-1099.
12. Budianu, E., Purica, M.; Rusu, E., Nan, S., *Speed and efficiency of the PIN homojunction photodiodes on InGaAs/InP heterostructures*, Second International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems, 1998. ASDAM '98. p.87-90.
13. Huang, Y.Hs, Yang, C.C, Peng, T.C., et al., *10-Gb/s InGaAs p-i-n Photodiodes With Wide Spectral Range and Enhanced Visible Spectral Response*. IEEE Photonics Technology Letters, 2007, 19(5), p.339-341.
14. Wang, X.D., Hu, W.D., Chen, X.S., et al., *Dark current simulation of InP/InGaAs/InP p-i-n photodiode*. International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, 2008. NUSOD '08., p.31-32.
15. Malyshev, S.A., Chizh, A.L., Vasileuski, Y.G., *High-Power InGaAs/InP Partially Depleted Absorber Photodiodes for Microwave Generation*. Journal of Lightwave Technology, 2008. 26(15), p.2732-2739.
16. Takura, S., Sakai, K., Nagatsuka, T., et al., *High-current backside-illuminated InGaAs/InP p-i-n photodiode*. International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2009, (MWP'09). P.1-4.
17. Arshad, T.S.M., Othman, M.A., Yasin, N.Y.M., et al., *Comparison on IV characteristics analysis between Silicon and InGaAs PIN photodiode*. 3rd International Conference on Instrumentation, Communications, Information Technology, and Biomedical Engineering (ICICI-BME), 2013. p.70-75.
18. Gowar, J., Optical communication systems, 2nd ed., 1993. Prentice Hall International Series in Optoelectronics.

19. Michel, N., *Etude et Réalisation de Photodiodes-Guides Millimétriques de Puissance A 1.5 Microns*. Thèse de Doctorat, Electronique, 2004, Université des Sciences et Technologies de Lille.
20. Mathieu, H., *Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques*. 4ème Edition, 1998. Masson, Paris.
21. Hill, P., Schlafer, J., Powaz, W., Urban, M., Eiches, E., and Kowalsky, R., *Measurement of Hole Velocity in n-type InGaAs*. Applied Physics Letters, 1987. 50: p. 1260.
22. Windhorn, T.H., Cook, L.W., and Stillman, G.E., *Temperature Dependent Electron Velocity Field Characteristics for  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  at High Electronic Fields*. J. Electronic Materials, 1982, 11: p. 1065-1082.
23. Dentan, M., and De Cremoux, B., *Numerical simulation of the nonlinear response of a p-i-n photodiode under high illumination*. Journal of Lightwave Technology, 1990. 8(8): p. 1137-1144.
24. Jasmin, S., *Photodiode hyperfréquence de puissance sur InP : Modélisation, conception et caractérisation*, Thèse de Doctorat, 1996, Université de Paris sud, UFR scientifique d'orsay.
25. Coldren, L.A., Corzine, S.W., *Diode lasers and photonic integrated circuits*. Wiley & Sons, 1995, New York.
26. Spicher, J., *Photorécepteurs 1.3-1.55  $\mu m$  obtenus par intégration monolithique de photodiodes PIN et de transistors HEMT*, Thèse de Doctorat, 1996, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
27. A. Aissat, M. El Besseghi, D. Decoster, *Transport Optimization in PIN Photodiodes Using Mixed Depletion Region*, International Journal of Electronics, 2014, <http://dx.doi.org/10.1080/21681724.2014.917713>.
28. Kato, K., *Ultrawide-Band/High-Frequency Photodetectors*. IEEE. Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1999. 47(7): p.1265-1281.

## CHAPITRE 3 :

### **SIMULATION DE PHOTODETECTEUR METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL A BASE DE InGaAs POUR LA PHOTODETECTION A LA LONGUEUR D'ONDE 1,55 $\mu\text{m}$**

#### 3.1. Introduction

Les photodétecteurs MSM mettent à profit les propriétés des charges dans les matériaux. Il est par conséquent nécessaire de préciser ces propriétés et de définir les grandeurs physiques, dont les évolutions conditionnent les caractéristiques électriques et optiques de ces photodétecteurs. Pour cela, nous définissons dans le présent chapitre, la physique d'un contact métal-semiconducteur et les grandeurs physiques s'y rattachant, à l'équilibre et sous l'effet d'une polarisation externe. Il s'en suivra par la suite, la modélisation et la simulation de photodétecteur MSM à base de InAlAs/InGaAs sur InP, de structure planaire interdigitée, adapté pour la photodétection à la longueur d'onde 1.55  $\mu\text{m}$ . L'étude réalisée concerne la variation de courant d'obscurité, de photocourant, de la capacité, ainsi que de la fréquence de coupure à -3dB, en fonction de la tension de polarisation et des différentes paramètres géométriques du photodétecteur MSM.

#### 3.2. Théorie du contact Schottky métal-semiconducteur

Un métal est caractérisé par l'absence de bande interdite. Il y a chevauchement des bandes de valence et de conduction. L'ensemble est appelé bande de conduction. L'électron de conduction est soumis de la part de tous les ions constituant le métal à un ensemble de forces dont la résultante est nulle. Il en résulte que cet électron peut répondre à toute excitation extérieure. Au zéro degré

absolu, les électrons se placent sur les niveaux permis en commençant par ceux de plus faibles énergies (deux électrons de spins opposés par niveau). Le plus haut niveau occupé sera le niveau de Fermi  $E_{Fm}$ . L'extraction d'un électron du métal nécessite dans ce cas une énergie minimale appelée travail de sortie [1]. Nous définissons donc le travail de sortie d'un métal ( $\phi_m$ ) comme étant l'énergie nécessaire pour extraire un électron du niveau de Fermi et l'amener à un niveau vide sans vitesse initiale [2,3]. Il est donc une quantité caractéristique d'un métal. Nous représentons ainsi un métal par son niveau de Fermi et par son travail de sortie (figure 3.1).

Un semiconducteur est caractérisé par une bande de valence, une bande de conduction et une bande interdite située entre les deux (figure 3.1). Son travail de sortie est défini de la même manière que celui d'un métal. Toutefois, le travail de sortie qui est un paramètre spécifique du métal ne l'est pas pour le semiconducteur. Son niveau de Fermi dépend principalement du dopage. On caractérise un semiconducteur par une autre grandeur physique appelée l'affinité électronique ( $\chi$ ). Elle est définie par l'énergie qu'il faut fournir à un électron, situé au bas de la bande de conduction pour l'extraire du semiconducteur et l'amener à un niveau vide sans vitesse initiale [2,3].

Le problème essentiel dans l'étude des hétérostructures réalisées par la juxtaposition de matériaux différents est de positionner les différents niveaux d'énergie l'un par rapport à l'autre. En d'autres termes, il faut déterminer la barrière de potentiel qui existe à l'interface des deux matériaux. Cette barrière joue un rôle très important car elle conditionne le passage d'un électron ou d'un trou d'un matériau à un autre.

Dans ce qui suit, on s'intéressera plus particulièrement au contact métal-semiconducteur. Pour cela, on déterminera le diagramme de bandes d'énergie et ensuite, les paramètres électriques de la jonction formée au niveau de ce contact.

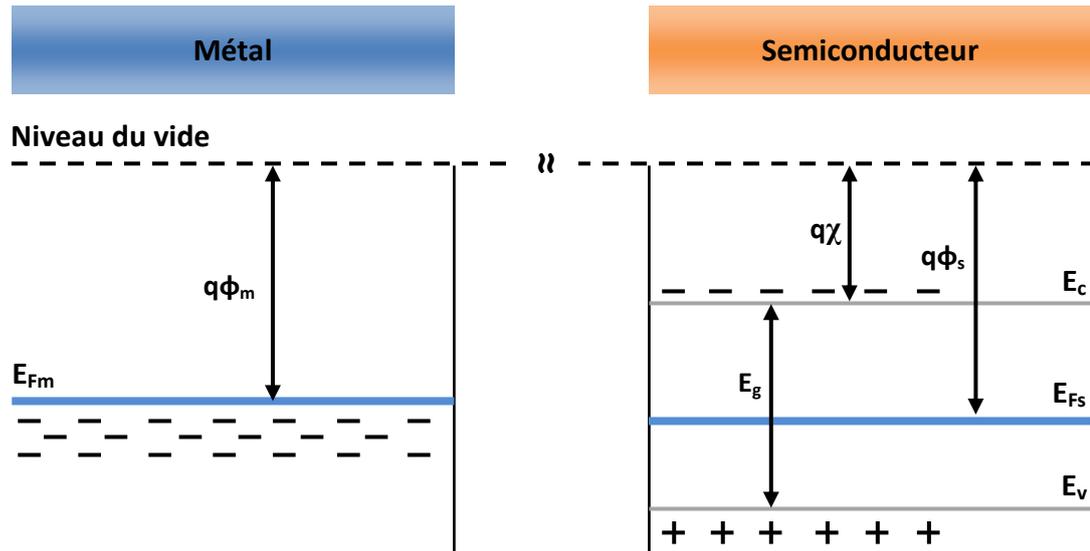


Figure 3.1 : Schémas des diagrammes de bandes d'énergie avant la réunion des deux matériaux

### 3.2.1. Diagramme de bandes d'énergie

Dans un contact métal-semiconducteur (M-S), deux comportements peuvent apparaître selon le cas où le travail de sortie du métal ( $q\phi_m$ ) est plus petit ou plus grand que celui du semiconducteur ( $q\phi_s$ ). La structure des bandes d'énergie au niveau de l'interface est conditionnée par la différence éventuelle des travaux de sortie des deux matériaux [4]. On distingue alors trois cas et selon le type de dopage du semiconducteur n ou p.

#### 3.2.1.1. Travaux de sortie égaux, $q\phi_m = q\phi_s$

Lorsque le métal et le semiconducteur sont mis au contact, ils peuvent échanger de l'énergie et constituent un seul système thermodynamique. La distribution statistique des électrons dans ce système est alors représentée par un niveau de Fermi unique, les niveaux  $E_{Fm}$  et  $E_{Fs}$  s'alignent [5]. En fait dans la mesure où ici  $q\phi_m = q\phi_s$  ces niveaux sont alignés même en l'absence de contact, de sorte que l'équilibre thermodynamique est réalisé sans aucun échange d'électron. Le diagramme énergétique est représenté sur la figure 3.2. La barrière de potentiel

$q\phi_{bn}$  s'établit au niveau de l'interface. Ce diagramme énergétique est valable quel que soit le type (p ou n) du semiconducteur, dans la mesure où la condition  $q\phi_m = q\phi_s$  reste respectée. Les bandes sont horizontales, on dit que le système est en régime de bandes plates [6].

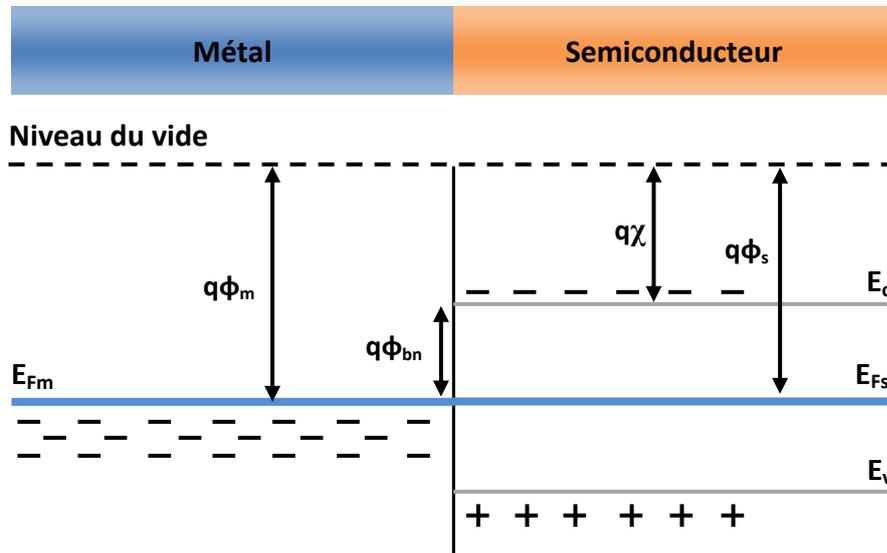


Figure 3.2 : Contact métal-semiconducteur avec  $q\phi_m = q\phi_s$

### 3.2.1.2. Travail de sortie du métal supérieur, $q\phi_m > q\phi_s$

Le travail de sortie du semiconducteur étant inférieur à celui du métal, lorsque les deux matériaux sont mis au contact, les électrons passent du semiconducteur dans le métal. Le système se stabilise à un régime d'équilibre défini par l'alignement des niveaux de Fermi. Le diagramme énergétique résultant est différent suivant le type de semiconducteur.

#### a. Semiconducteur de type n

Les électrons qui passent du semiconducteur vers le métal, entraînent des modifications énergétiques dans chacun des matériaux. Dans le semiconducteur, une zone de déplétion se crée, les ions donneurs ionisés ne sont plus compensés par les électrons, il apparaît une charge d'espace positive. D'autre part la distance bande de conduction-niveau de Fermi, qui traduit la population électronique, est

plus grande au voisinage de l'interface que dans la région neutre du semiconducteur [6]. Le niveau de Fermi étant horizontal, il en résulte une courbure des bandes vers le haut comme le montre la figure 3.3. Dans le métal, il apparaît une accumulation d'électrons à l'interface. A cette double charge d'espace sont associés un champ électrique et une tension de diffusion  $V_d$  qui, comme dans le cas de la jonction p-n, équilibrent les forces et déterminent l'état d'équilibre [2].

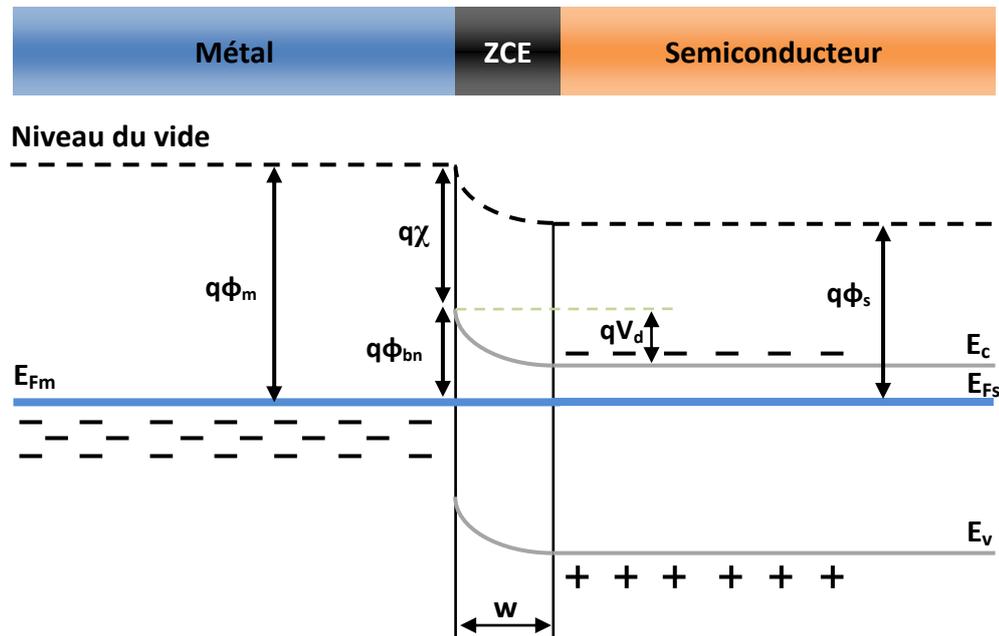


Figure 3.3 : Contact métal-semiconducteur (n) avec  $q\phi_m > q\phi_s$  à l'équilibre thermodynamique

Le nombre de charges positives formées dans le semiconducteur est égal au nombre de charges négatives formées dans le métal. Ces dernières sont des charges d'accumulation, la densité d'états dans le métal étant de l'ordre de  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , ces charges se développent à la surface du métal. Dans le semiconducteur, ces charges sont des charges de déplétion dues aux ions donneurs, la densité de ces donneurs étant typiquement de l'ordre de  $10^{16}$  à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , cette charge d'espace est relativement étalée à l'intérieur du semiconducteur, ce qui entraîne une extension des courbures de bandes [6].

Lorsqu'on polarise la structure semiconducteur-métal par une tension  $V$  négative, la bande de conduction du semiconducteur s'élève de  $qV$ , la courbure diminue. Ainsi la barrière semiconducteur-métal ( $V_d$ ) diminue alors que la barrière métal-semiconducteur ( $q\phi_{bn}$ ) reste inchangée. L'équilibre est rompu, les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant  $I$  du métal vers le semiconducteur. Si on augmente encore la tension de polarisation on atteint le régime de bandes plates lorsque  $V = V_d$ . Si on polarise la structure par une tension semiconducteur-métal positive, la bande de conduction du semiconducteur est abaissée, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'opposait à la diffusion des électrons. La structure est polarisée en inverse. La structure métal-semiconducteur (n) avec  $q\phi_m > q\phi_s$  constitue donc un contact redresseur. C'est une diode Schottky. La différence de potentiel appliquée représente la différence des niveaux de Fermi dans le métal et le semiconducteur.

#### b. Semiconducteur de type p

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal jusqu'à alignement des niveaux de Fermi. Le diagramme énergétique résultant est représenté sur la figure 3.4. Il apparaît une zone de charge d'espace négative dans le métal, positive dans le semiconducteur. Comme précédemment cette charge d'espace est accompagnée d'une courbure vers le haut des bandes de valence et de conduction.

La charge d'espace dans le métal est due à une accumulation d'électrons à la surface. La différence essentielle entre cette structure métal-semiconducteur (p), et la structure précédente métal-semiconducteur (n), réside dans le fait que la charge d'espace dans le semiconducteur correspond à un régime d'accumulation et non de déplétion [1,3]. Il en résulte qu'il n'existe pas de zone vide de porteurs, donc isolante, à l'interface.

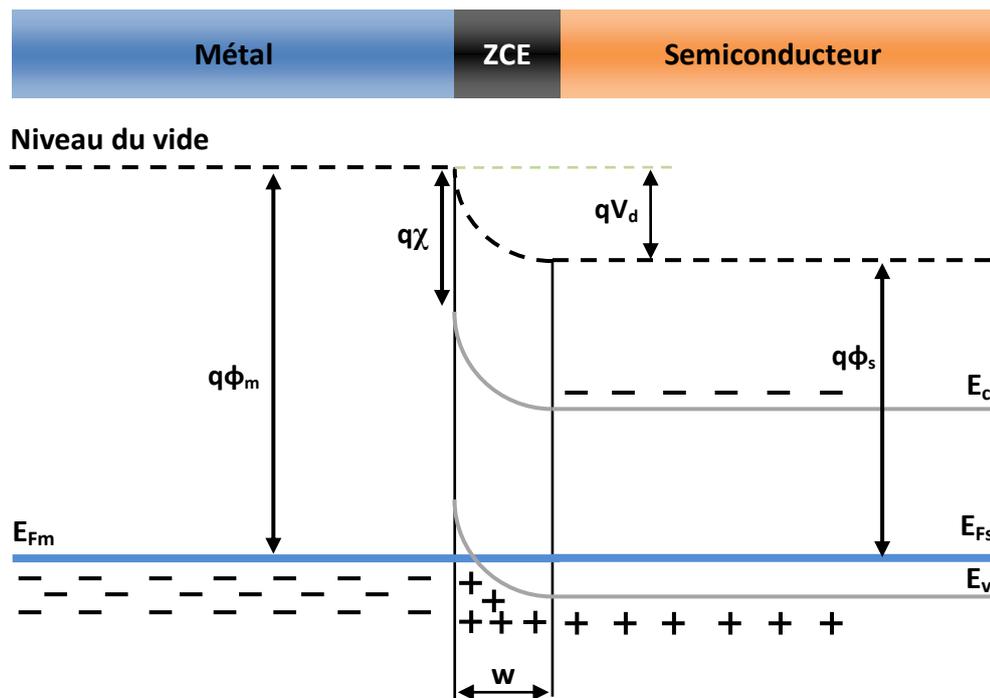


Figure 3.4 : Contact métal-semiconducteur (p) avec  $q\phi_m > q\phi_s$  à l'équilibre thermodynamique

Lorsqu'on polarise la structure, la tension appliquée n'est plus localisée dans la zone de charge d'espace du semiconducteur, comme dans le cas précédent, mais distribuée dans tout le semiconducteur. Au niveau de l'interface, l'arrivée ou le départ d'un trou dans le semiconducteur est immédiatement compensée par l'arrivée, ou le départ, d'un électron dans le métal. Le courant circule librement dans les deux sens. Le contact métal-semiconducteur (p) avec  $q\phi_m > q\phi_s$  constitue donc un contact ohmique.

### 3.2.1.3. Travail de sortie du métal inférieur, $q\phi_m < q\phi_s$

Lorsque les deux matériaux sont mis au contact, le travail de sortie du métal étant inférieur à celui du semiconducteur, les électrons sortent du métal pour entrer dans le semiconducteur. Le système évolue jusqu'à alignement des niveaux de Fermi. Le diagramme énergétique est différent suivant le type de semiconducteur.

a. Semiconducteur de type n

Les électrons qui passent du métal dans le semiconducteur font apparaître dans le métal un déficit d'électrons localisé à la surface, et dans le semiconducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas des bandes de valence et de conduction comme le montre la figure 3.5.

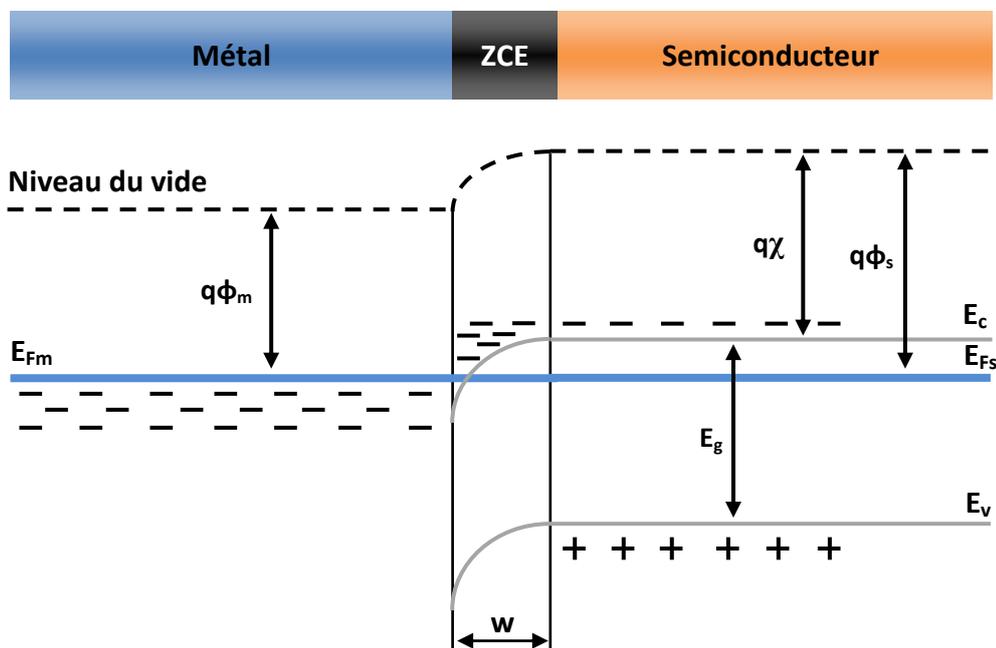


Figure 3.5 : Contact métal-semiconducteur (n) avec  $q\phi_m < q\phi_s$  à l'équilibre thermodynamique

Comme dans le cas précédent, si on polarise la structure, la tension de polarisation est distribuée dans tout le semiconducteur. Tout électron qui arrive à l'interface dans le semiconducteur passe librement dans le métal et vice versa [7]. Le contact obtenu alors est ohmique.

b. Semiconducteur de type p

Lorsque les deux matériaux sont mis au contact, en raison de la différence de leurs travaux de sortie, les électrons quittent le métal et passent dans le semiconducteur. Ce passage entraîne des modifications énergétiques dans

chacun des deux matériaux. Les niveaux d'énergie s'alignent. Les trous qui sont les porteurs majoritaires dans le semiconducteur, se recombinent avec les électrons qui ont diffusé du métal vers le semiconducteur, il en résulte une zone de déplétion, dépourvue de charges libres dans la bande de valence du semiconducteur au niveau du contact. Il est à noter que pour le métal, à cause de sa densité d'états qui est très élevée, les charges positives se développent uniquement à sa surface [3]. À cette charge d'espace sont associés un champ électrique interne  $E$  et un potentiel de diffusion  $V_d$ . Ces derniers équilibrent les forces de diffusion et déterminent ainsi l'état d'équilibre thermodynamique. Cet état est atteint lorsque le courant de conduction dû au champ électrique interne devient égal au courant de diffusion. La conséquence finale est l'apparition d'une barrière de potentiel au niveau de l'interface (figure 3.6).

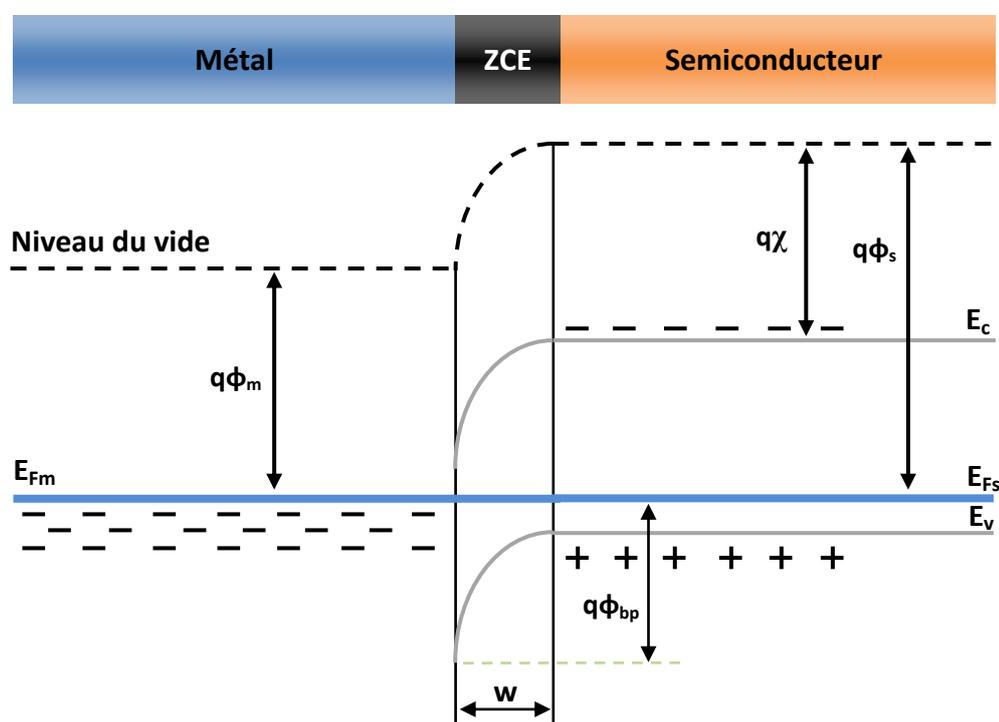


Figure 3.6 : Contact métal-semiconducteur (p) avec  $q\phi_m < q\phi_s$  à l'équilibre thermodynamique

Si on polarise la structure, la tension de polarisation se localise au niveau de la zone de déplétion, isolante. Si la tension semiconducteur-métal est négative, les bandes de conduction et de valence s'élèvent, la courbure des bandes augmente.

La barrière de potentiel est augmentée, le courant ne circule pas, la structure est polarisée en inverse. Si cette tension est positive, les bandes sont abaissées et la barrière de potentiel que doivent franchir les trous pour passer dans le métal est réduite, le courant circule librement, la structure est polarisée dans le sens passant. La structure métal-semiconducteur (p) avec  $q\phi_m < q\phi_s$  constitue donc un contact redresseur [8], c'est une diode Schottky.

En résumé, le contact métal-semiconducteur est ohmique ou redresseur suivant la différence des travaux de sortie et le type du semiconducteur [9,10].

Avec  $q\phi_m > q\phi_s$  :

- Le contact métal-semiconducteur n est redresseur.
- Le contact métal-semiconducteur p est ohmique.

Avec  $q\phi_m < q\phi_s$  :

- Le contact métal-semiconducteur n est ohmique.
- Le contact métal-semiconducteur p est redresseur.

Les tables 3.1 et 3.2 ci-dessous présentent quelques métaux et quelques semiconducteurs avec leurs travaux de sortie et leurs affinités respectifs.

Métal		Travail de sortie $\phi_m$ (volt)
Argent	Ag	4.26
Aluminium	Al	4.28
Or	Au	5.1
Chrome	Cr	4.5
Molybdène	Mo	4.6
Nickel	Ni	5.15
Palladium	Pd	5.12
Platine	Pt	5.65
Titane	Ti	4.33
Tungstène	W	4.55

Table 3.1 : quelques métaux et leurs travaux de sortie [11]

Semiconducteur		Affinité électronique $\chi$ (volt)
Silicium	Si	4.01
Germanium	Ge	4.13
Arsenic de gallium	GaAs	4.07
Arsenic d'aluminium	AlAs	3.5
Oxyde de zinc	ZnO	4.35
Phosphure d'indium	InP	4.38
Arsenic d'indium et de gallium	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	4.58
Arsenic d'indium et d'aluminium	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	4.14

Table 3.2 : Quelques semiconducteurs et leurs affinités électronique [11-13]

### 3.2.2. Processus de conduction

Le transport du courant dans les contacts métal-semiconducteur est principalement dû aux porteurs majoritaires, contrairement aux jonctions p-n où les porteurs minoritaires sont responsables [1]. La barrière de potentiel peut être traversée par les électrons de plusieurs façons. On compte cinq processus de conduction représentés sur la figure 3.7 [14,15]. Ces cinq processus sont : (1) l'émission d'électrons à partir du semiconducteur par-dessus de la barrière de potentiel dans le métal, ce mécanisme est le processus dominant dans les diodes Schottky à semiconducteurs dopés modérément, fonctionnant à des températures modérées. (2) passage des électrons à travers la barrière de potentiel par effet tunnel, ce processus est important dans les semiconducteurs fortement dopées et il est responsable dans la plupart des contacts ohmiques. (3) recombinaison dans la zone de charge d'espace, mécanisme identique au processus de recombinaison dans une jonction p-n. (4) diffusion des électrons dans la zone de déplétion. (5) les trous injectés à partir de métal qui diffusent dans le semiconducteur.

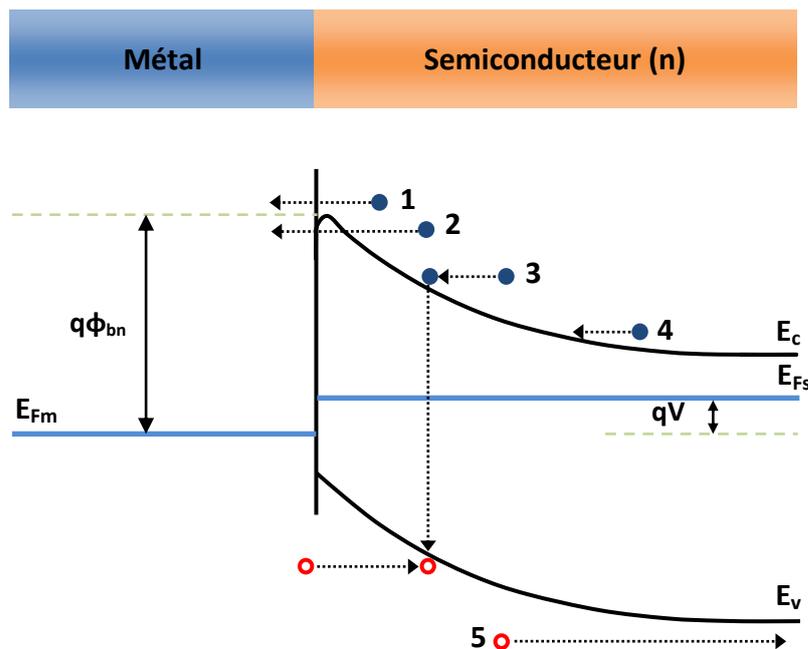


Figure 3.7 : Les cinq processus de conduction dans le contact métal-semiconducteur (n) sous polarisation directe

En outre, il peut y avoir un courant de fuite dû au champ électrique élevé à la périphérie du contact avec le métal ou un courant d'interface, en raison des pièges à l'interface métal-semiconducteur.

Pour les semiconducteurs à grande mobilité, le transport peut être décrit de façon adéquate par la théorie d'émission thermoïonique [16]. La théorie de diffusion est applicable aux semiconducteurs à faible mobilité [17,18].

Le comportement électrique de la diode Schottky est similaire à celui d'une jonction p-n, elle peut être utilisée comme un dispositif de transport par porteurs majoritaire avec une réponse rapide, ainsi, les principales fonctions d'une diode à jonction p-n peuvent en général être réalisées par une diode Schottky avec une exception est que cette dernière est une diode à accumulation de charges.

Une autre différence, est la plus grande densité de courant dans une diode Schottky en raison de potentiel de built-in (potentiel de diffusion) plus petit, ainsi la nature de l'émission thermoionique est comparable à la diffusion. Il en résulte une chute de tension beaucoup plus petite dans le sens direct. De même, l'inconvénient est un courant inverse plus grand et une tension de claquage inférieure dans la diode Schottky.

### 3.2.3. Abaissement de la barrière Schottky par la force image

L'abaissement par la force image, également connu sous le nom d'effet d'abaissement de la barrière Schottky, est l'image de la force induite par l'abaissement de la barrière d'énergie à émission des porteurs de charge, en présence d'un champ électrique [19-21]. Si on considère la jonction métal-semiconducteur représenté sur la figure 3.8(a), lorsqu'un électron est à une distance  $x$  du métal, une charge positive est induite sur la surface métallique. La force d'attraction entre l'électron et la charge positive induite est équivalente à la force qui existerait entre l'électron et une charge positive égale situé à  $-x$ . Cette charge positive est appelée la charge de l'image. La force d'attraction vers le métal, appelée force de l'image, est donnée par :

$$F = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_s x^2} \quad (3.1)$$

Où  $\epsilon_s$  représente la permittivité de semiconducteur. L'énergie correspondante à l'énergie potentielle d'un électron placé à une distance  $x$  de la surface du métal, est donnée par l'équation (3.2). Quand un champ externe est appliqué, l'emplacement de l'abaissement  $x_m$  (Figure 3.8(b)), et l'abaissement de la barrière par la force image  $\Delta\phi$  sont donnés par les équations (3.3) et (3.4) [1,2]:

$$E(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_s x} \quad (3.2)$$

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_s |\xi|}} \quad (3.3)$$

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q|\xi|}{4\pi\epsilon_s}} = 2|\xi|x_m \quad (3.4)$$

Avec  $\xi$  le champ électrique à l'interface métal-semiconducteur, il est donné par :

$$\xi = \sqrt{\frac{2qN|\psi_s|}{\epsilon_s}} \quad (3.5)$$

Où  $N$  représente le dopage du semiconducteur, et  $\psi_s$  le potentiel de surface, sur substrat de type n il est donné par :

$$|\psi_s| = \phi_{bn0} - \phi_s + \chi + V \quad (3.6)$$

$V$  est le potentiel appliqué. En définitive la hauteur de la barrière de potentiel effective que voit un électron passant de métal vers le semiconducteur est exprimée par :

$$q\phi_{bn} = q\phi_{bn0} - q\Delta\phi \quad (3.7)$$

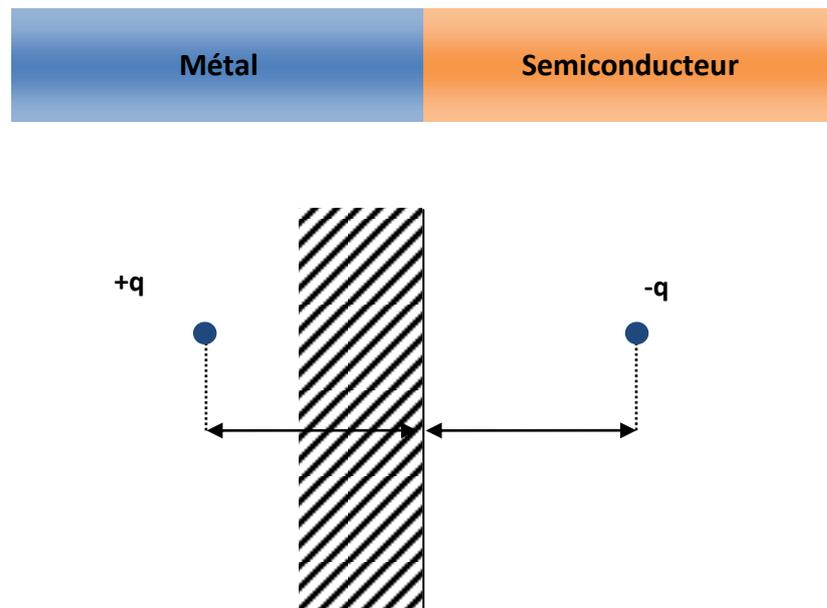


Figure 3.8(a) : Effet de la force image à l'interface métal-semiconducteur

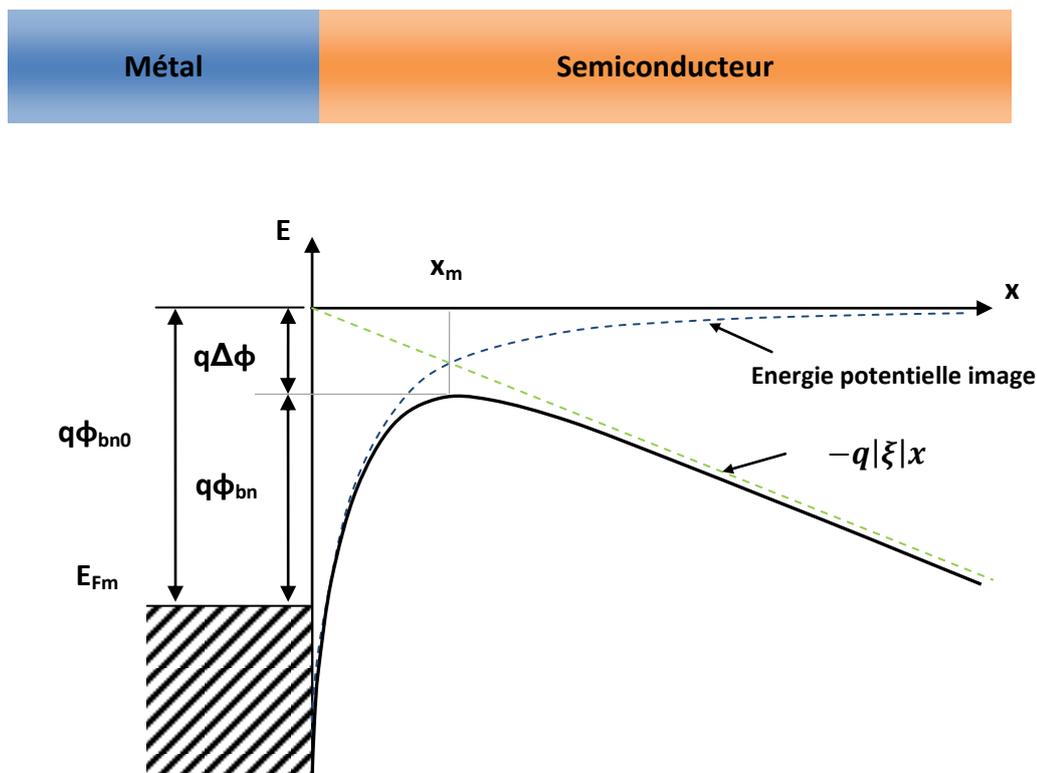


Figure 3.8(b) : Diagramme de bande d'énergie à l'interface métal-semiconducteur introduisant l'effet d'abaissement de la barrière Schottky par la force image

### 3.3. Photodétecteur métal-semiconducteur-métal

#### 3.3.1. Structure interdigitée du photodétecteur MSM

La structure de photodétecteur MSM est une structure constituée de deux électrodes Schottky, qui souvent s'interpénètrent sous la forme d'un peigne interdigité, laissant entre deux contacts une surface libre de semiconducteur qui constitue la zone active destinée à absorber la lumière. Pour cette raison, chaque contact a une caractéristique courant-tension similaire à celle d'une jonction métal-semiconducteur classique, le photodétecteur MSM se comporte comme deux diodes en série placées en inverse l'une par rapport à l'autre, c'est-à-dire deux diodes Schottky montées en tête-bêche [22]. Les grandeurs géométriques caractéristiques du photodétecteur MSM sont la distance interélectrodes ou l'espace interdoigts ( $D$ ), la largeur des doigts ( $l$ ), la longueur des doigts ( $L$ ), et l'épaisseur de la couche absorbante ( $W$ ).

Sous polarisation électrique, l'une des diode étant forcément en inverse, le courant d'obscurité passant à travers la structure est très faible et, dans la mesure où les deux contacts Schottky sont identiques, la symétrie du composant donne lieu à une caractéristique globale  $I(V)$  symétrique où pour chaque polarisation directe ou inverse, correspond un comportement de la jonction métal-semiconducteur en inverse. Si la tension de polarisation est suffisamment élevée, la zone entre les électrodes où règne un champ électrique est complètement désertée. Le principe de base de ce photodétecteur est d'absorber la lumière dans la zone active du semiconducteur en désertion afin que les paires électron-trou générées soient séparées sous l'effet de la force électrique, chaque porteur étant ensuite directement collecté par une électrode [23]. Afin de comprendre le fonctionnement de photodétecteur MSM, il est nécessaire d'étudier l'effet de la polarisation du dispositif l'aide des diagrammes de bandes d'énergie et d'en tirer des modèles permettant d'expliquer les variations des différentes grandeurs caractéristique résumant les performances de ce dernier, tel que le courant d'obscurité, le photocourant, la fréquence de coupure à -3dB ... etc

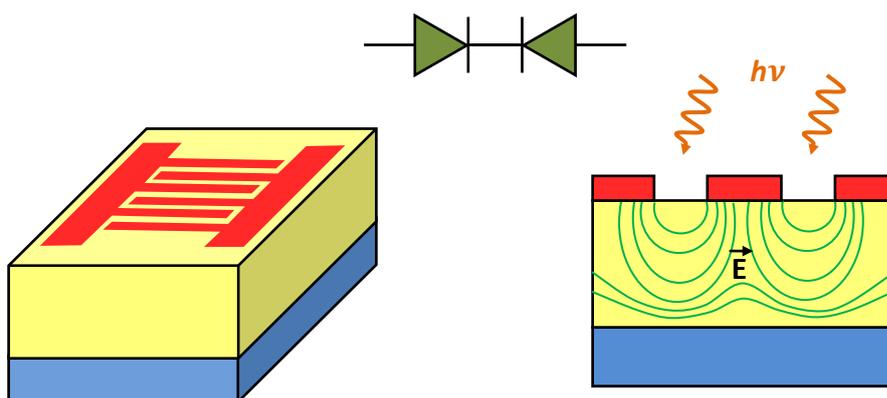


Figure 3.9 : Structure interdigitée de photodétecteur MSM, lignes de champs entre les électrodes

### 3.3.2. Modélisation de photodétecteur MSM

#### 3.3.2.1. A l'équilibre thermique

À l'équilibre thermique, et dans le cas d'un photodétecteur MSM réalisé à base de semiconducteur de type n, la distribution des porteurs de charge est représentée

sur la figure 3.10(a),  $N_d$  étant la concentration des donneurs dans le semiconducteur. Les distributions de champ électrique et de potentiel correspondant sont représentées sur les figures 3.10(b) et 3.10(c) respectivement, ces derniers sont obtenus par l'intégration de l'équation de Poisson [24]. Le champ électrique est nul dans le semiconducteur sauf aux deux interfaces métal-semiconducteur où règnent les champs électriques internes  $E_{m1}$  et  $E_{m2}$  caractéristiques des contacts métal-semiconducteur.  $\phi_{bn1}$  et  $\phi_{bn2}$  sont les hauteurs des barrières de potentiel vues par les électrons aux contacts 1 et 2,  $\phi_{bp1}$  et  $\phi_{bp2}$  sont celles vues par trous,  $V_{d1}$  et  $V_{d2}$  sont les potentiels de diffusion des jonctions 1 et 2 respectivement. Les largeurs des zones de charge d'espace sont données par :

$$w_{1,2} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} V_{d1,2}} \quad (3.8)$$

Où  $\varepsilon_s = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$  est la permittivité de semiconducteur. D'après l'équation (3.8) on voit que les largeurs des deux zones désertes dépendent de dopage du semiconducteur et de l'énergie d'extraction qui sépare le niveau de Fermi dans le métal et dans le semiconducteur du niveau du vide (potentiel de diffusion). Le semiconducteur étant non intentionnellement dopé, le passage des barrières de potentiel par les porteurs se fait principalement par effet thermoïonique [1,25], c'est-à-dire que seuls les porteurs ayant suffisamment d'énergie passent au-dessus de la barrière. Le bilan de tous les courants à travers les barrières est nul, c'est-à-dire qu'à la tension zéro aucun courant ne circule.

Dans le cas d'un photodétecteur MSM symétrique, c'est-à-dire où les contacts en métal sont les mêmes des deux cotés, on a dans ce cas les mêmes hauteurs des barrières de potentiel dans les deux jonctions ( $\phi_{bn1} = \phi_{bn2} = \phi_{bn}$ ,  $\phi_{bp1} = \phi_{bp2} = \phi_{bp}$ ,  $q\phi_{bn1} + q\phi_{bp2} = E_g$ ). Les potentiels de diffusion sont aussi égaux ( $V_{d1} = V_{d2} = V_d$ ) et ils sont donnés par :

$$V_d = \phi_{bn} - \left( \frac{E_c - E_{Fs}}{q} \right) = \phi_{bn} - \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (3.9)$$

Ce qui implique que les largeurs des zones désertes ( $w_1$  et  $w_2$ ) sont aussi les mêmes des deux cotés, avec  $E_c$  le niveau de la bande de conduction,  $E_{F_s}$  niveau de Fermi du semiconducteur,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $q$  la charge élémentaire et  $N_c$  représente la densité d'état effective dans la bande de conduction :

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.10)$$

Où  $m_e^*$  est la masse effective de l'électron et  $h$  la constante de Planck.

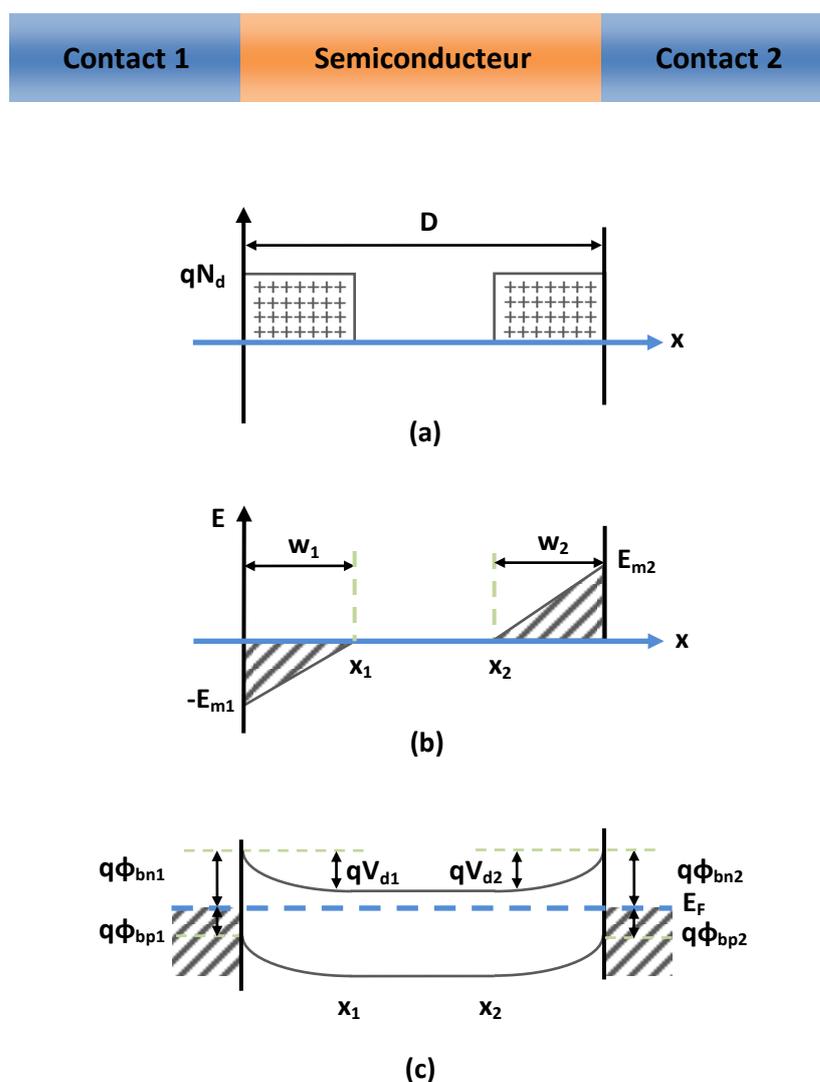


Figure 3.10 : Structure d'un photodétecteur MSM à l'équilibre thermique, distribution de charge (a), évolution du champ électrique (b), diagramme de bande d'énergie (c)

### 3.3.2.2. Aux faibles tensions de polarisation $V < V_{RT}$

La tension  $V_{RT}$  est définie comme étant la tension de désertion totale, aux faibles tensions de polarisation, c'est à dire inférieures à cette dernière, la somme des largeurs des deux zones désertes aux interfaces métal-semiconducteur reste inférieure à la distance interelectrode de photodétecteur MSM ( $w_1 + w_2 < D$ ), la tension de polarisation appliquée se trouve alors partagée entre les deux contacts ( $V = V_1 + V_2$ ). Les figures 3.11(a), 3.11(b) et 3.11(c) ci-dessous représentent respectivement la distribution des charges, l'évolution de champ électrique et le profil des bandes d'énergies dans ce cas.

Le contact 1 avec une tension négative est polarisé en inverse, il représente la cathode, tandis que le contact 2 avec une tension positive est polarisé en direct, il représente l'anode. Le courant des électrons dû à l'émission thermoïonique des électrons à travers la cathode est donné par :

$$J_{n1} = A_n^* T^2 e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{bn1} - \Delta\phi_{bn1})} \left( 1 - e^{-\frac{qV_1}{k_B T}} \right) \quad (3.11)$$

Où  $A_n^*$  représente la constante de Richardson effective des électrons introduisant une masse effective  $m_e^*$ , elle est donnée par :

$$A_n^* = \frac{4\pi q m_e^* k_B^2}{h^3} \quad (3.12)$$

$qV_1$  et  $qV_2$  représentent respectivement la différence entre le niveau de Fermi du métal au contact 1 et au contact 2 par rapport à celui de semiconducteur.  $\Delta\phi_{bn1}$  est l'abaissement de la hauteur de la barrière Schottky par la force image due au champ électrique appliqué, elle est donnée :

$$\Delta\phi_{bn1} = \sqrt{\frac{qE_{m1}}{4\pi\epsilon_s}} \quad (3.13)$$

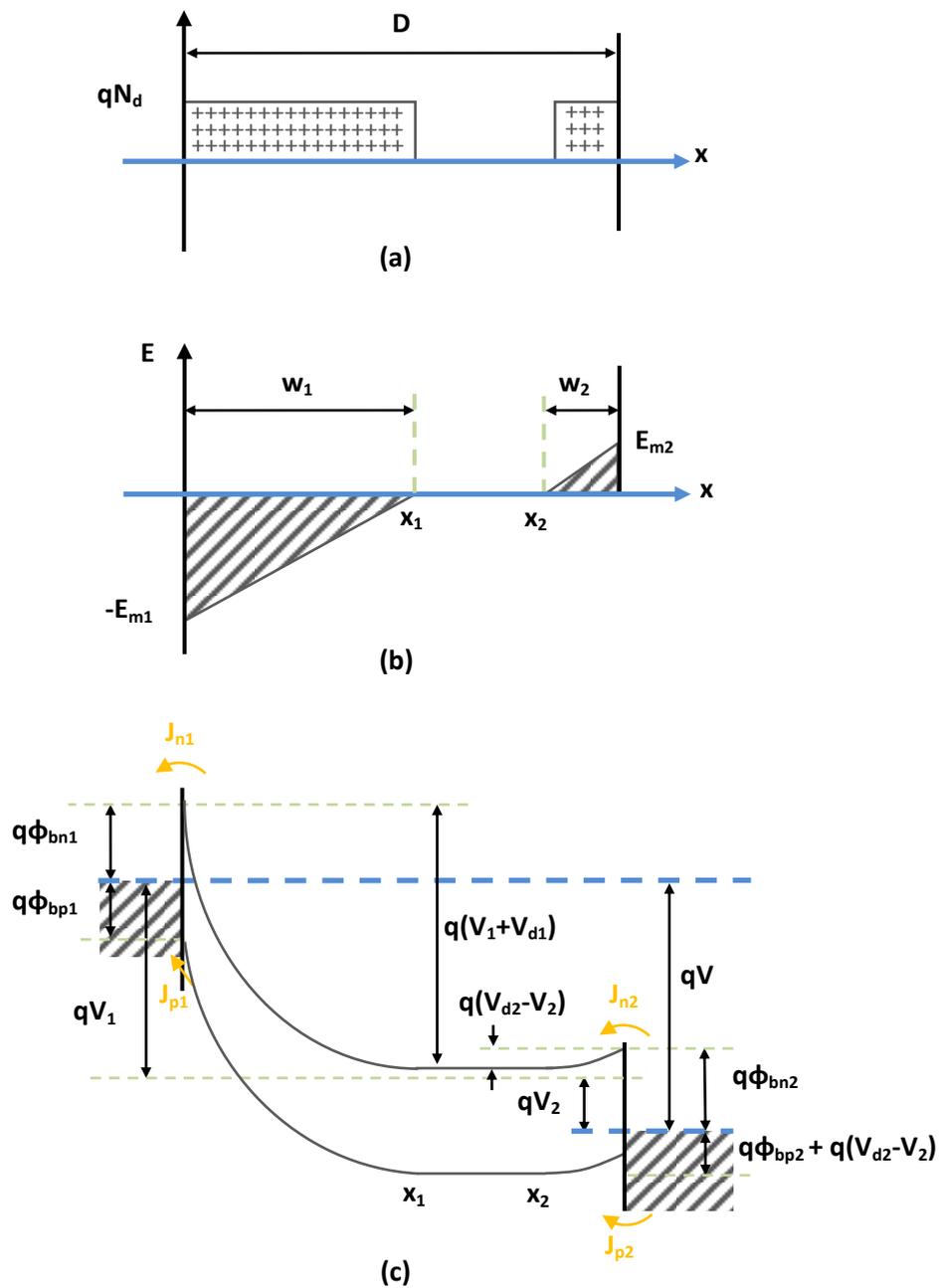


Figure 3.11 : Structure d'un photodétecteur MSM aux faibles tensions de polarisation ( $V < V_{RT}$ ), distribution de charge (a), évolution du champ électrique (b), diagramme de bande d'énergie (c)

Où  $E_{m1}$  est le champ électrique maximal au niveau de la cathode :

$$E_{m1} = \sqrt{\frac{2qNd}{\epsilon_s}(V_1 + V_{d1})} \quad (3.14)$$

Au niveau de contact 2, le courant des trous est du à l'émission thermoionique des trous à travers l'anode, il est donné par :

$$J_{p2} = A_p^* T^2 e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{bp2} + V_{d2} - V_2)} \quad (3.15)$$

Où  $A_p^*$  est la constante de Richardson effective des trous introduisant une masse effective  $m_p^*$ , et le terme  $\phi_{bp2} + V_{d2} - V_2$  représente la hauteur de la barrière effective vue par les trous au niveau de l'interface de contact 2. Ce sont les trous injectés qui diffusent de  $x_2$  à  $x_1$  qui constituent le courant total des trous.

Le courant des trous est généralement beaucoup plus faible que celui des électrons, la résolution de l'équation de continuité du courant des trous, donne la densité de courant des trous au niveau de la cathode :

$$J_{p1} = qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x_1} = \frac{qD_p p_{n0} \operatorname{tng}h\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)}{L_p} \left(1 - e^{-\frac{qV_1}{k_B T}}\right) + \frac{A_p^* T^2 e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{bp2} + V_{d2})}}{\cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)} \left(e^{-\frac{qV_2}{k_B T}} - 1\right) \quad (3.16)$$

Avec  $D_p$  et  $L_p$  sont respectivement le coefficient de diffusion et la longueur de diffusion des trous dans la région n, et  $p_{n0}$  est la concentration des trous (minoritaires) à l'équilibre.

Le courant total ( $J_{obs}$ ) est la somme des deux courants d'électrons et des trous, équation (3.11) et (3.16) :

$$J_{obs} = J_{n1} + J_{p1} \quad (3.17)$$

$$J_{obs} = A_n^* T^2 e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{bn1} - \Delta\phi_{bn1})} \left( 1 - e^{-\frac{qV_1}{k_B T}} \right) + \frac{qD_p p_{n0} \operatorname{tng}h\left(\frac{(x_2 - x_1)}{L_p}\right)}{L_p} \quad (3.18)$$

$$\left( 1 - e^{-\frac{qV_1}{k_B T}} \right) + \frac{A_p^* T^2 e^{-\frac{-q}{k_B T}(\phi_{bp2} + V_{d2})}}{\cosh\left(\frac{(x_2 - x_1)}{L_p}\right)} \left( e^{\frac{qV_2}{k_B T}} - 1 \right)$$

Aux faibles tensions, la hauteur de la barrière des trous ( $\phi_{bp2} + V_{d2} - V_2$ ) est plus grande que celle des électrons ( $\phi_{bn1}$ ), ce qui implique que le courant dominant se compose principalement du courant inverse des électrons.

### 3.3.2.3. Aux tensions supérieures à $V_{RT}$ ( $V_{RT} < V < V_{FB}$ )

En augmentant la tension de polarisation, la zone déserte s'agrandie au niveau de la cathode, tandis qu'elle diminue au niveau de l'anode, un faible courant est alors injecté à travers les barrières, courant des électrons au contact polarisé en inverse et courant des trous au contact polarisé en direct. La barrière de potentiel des trous est rapidement abaissée mais reste grande, par rapport à celle des électrons au niveau de la cathode, ce qui signifie que le courant total est principalement dû au flux d'électrons. Les deux régions désertes se touchent à la tension de polarisation  $V_{RT}$ , (Reach Through Voltage), la structure est alors entièrement désertée, la somme des deux zones désertes est égale à l'espacement entre les deux contacts  $w_1 + w_2 = D$ , figure 3.12.

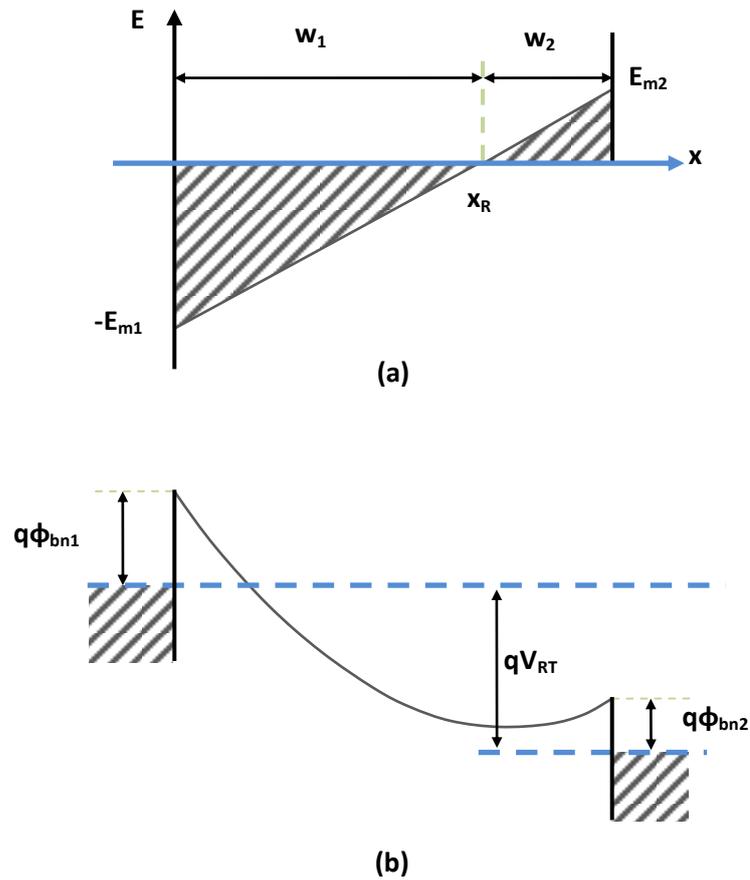


Figure 3.12 : Condition de désertion totale, évolution du champ électrique (a), diagramme de bande d'énergie (b)

Pour une structure symétrique où  $V_{d1} = V_{d2} = V_d$ , les largeurs des zones de déplétion  $w_1$  et  $w_2$  sont données par :

$$w_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_d}(V_1 + V_{d1})} \quad (3.19)$$

$$w_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_d}(V_{d1} - V_2)} \quad (3.20)$$

La majorité de la tension appliquée est supportée par la cathode, laissant la tension  $V_1 = V = V_{RT}$  et  $V_2 = 0$  à  $w_1 + w_2 = D$ , ce qui implique que la tension Reach Through est donnée par l'expression suivante :

$$V_{RT} = \frac{qN_d D^2}{2\epsilon_s} - D \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s} V_d} \quad (3.21)$$

La désertion complète de la région active du semiconducteur, peut se produire même à une tension de polarisation nulle si l'espacement entre les électrodes est suffisamment petit. En mettant  $V_{RT} = 0$  et  $w_1 + w_2 = D$ , et en utilisant l'équation (3.8), l'espacement qui satisfait cette condition est alors donné par [26] :

$$D_{désertion} = \sqrt{\frac{8\epsilon_s V_d}{qN_d}} \quad (3.22)$$

A partir de la tension  $V_{RT}$  le champ électrique devient continu et il varie linéairement de  $x = 0$  à  $x = D$ , comme le montre la figure 3.13.

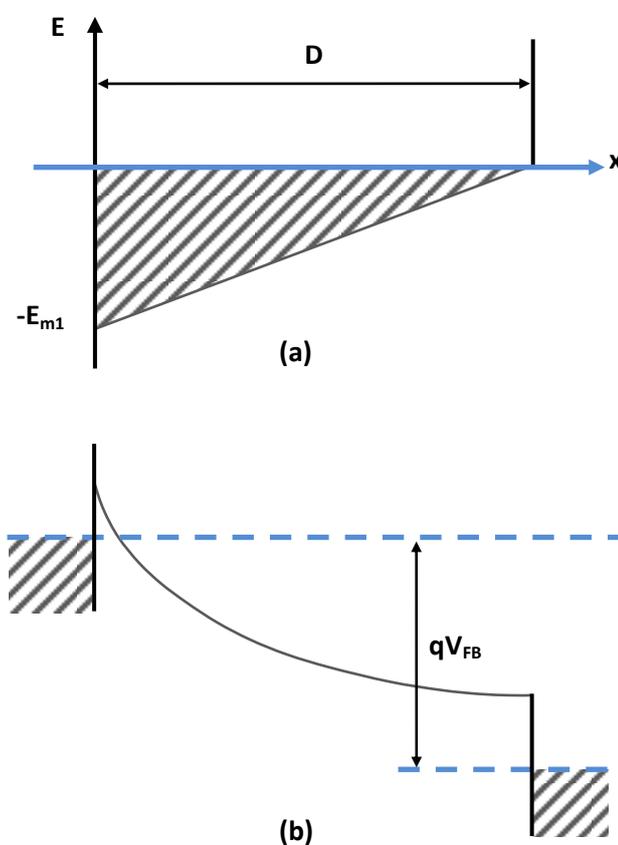


Figure 3.13 : Condition de bande plate, évolution du champ électrique (a), diagramme de bande d'énergie (b)

Les champs électriques maximaux au niveau de la cathode et l'anode sont respectivement donnés par :

$$E_{m1} = \frac{V + V_{FB}}{D} \quad (3.23)$$

$$E_{m2} = \frac{V - V_{FB}}{D} \quad (3.24)$$

Où  $V_{FB}$  est appelée la tension de bande plate, c'est la tension pour laquelle la zone déserte au niveau de l'anode devient nulle ( $w_2 = 0$ ), la relation entre la hauteur des barrières et la tension de polarisation appliquée en directe et en inverse, est alors donné par :

$$V_1 + V_d = \frac{E_{m1} x_R}{2} = \frac{(V + V_{FB})^2}{4V_{FB}} \quad (3.25)$$

$$V_d - V_2 = \frac{E_{m2} (D - x_R)}{2} = \frac{(V_{FB} - V)^2}{4V_{FB}} \quad (3.26)$$

Où  $x_R$  est le point pour lequel le champ électrique vaut zéro, ou encore le point de Reach Through, il est donné par :

$$x_R = \frac{\epsilon_s E_{m1}}{qN_d} = \frac{D(V + V_{FB})}{2V_{FB}} \quad (3.27)$$

Aux tensions de polarisation supérieures à  $V_{RT}$  la zone neutre entre  $x_1$  et  $x_2$  (figure 3.11) devient nulle (figure 3.12), l'équation (3.16) en utilisant l'équation (3.26) est réduite à :

$$J_{p1} = A_p^* T^2 e^{-\frac{q(\phi_{bp2} + V_d)}{k_B T}} \left( e^{\frac{qV_2}{k_B T}} - 1 \right) = A_p^* T^2 e^{-\frac{q\phi_{bp2}}{k_B T}} \left( e^{-\frac{q(V_{FB} - V)^2}{k_B T 4V_{FB}}} - e^{-\frac{qV_d}{k_B T}} \right) \quad (3.28)$$

Le courant total est la somme des deux courants d'électrons (équation 3.11) et des trous (équation 3.28) :

$$J_{obs} = A_n^* T^2 e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{bn1} - \Delta\phi_{bn1})} + A_p^* T^2 e^{-\frac{q\phi_{pp2}}{k_B T}} \left( e^{-\frac{q(V_{FB}-V)^2}{k_B T 4V_{FB}}} - e^{-\frac{qV_d}{k_B T}} \right) \quad (3.29)$$

A partir de l'expression de courant total (équation 3.29), on peut voir que ce dernier croit exponentiellement quand la tension de polarisation augmente.

#### 3.3.2.4. Aux tensions supérieures à la tension de bande plate ( $V > V_{FB}$ )

Au fur et à mesure que la tension de polarisation augmente, la bande d'énergie à  $x = D$  devient plate, et le champ électrique associé devient nul, c'est la condition de la bande plate qui correspond à la tension de bande plate  $V_{FB}$ , en posant  $X_R = D$ , le champ maximum au niveau de la cathode est donné par l'équation (3.30), en remplaçant  $E_{m1}$  par cette expression dans l'équation (3.23), on obtient l'expression de la tension de bande plate  $V_{FB}$  [27,28].

$$E_{m1} = \frac{DqN_d}{\epsilon_s} \quad (3.30)$$

$$V_{FB} = \frac{qN_d D^2}{2\epsilon_s} \quad (3.31)$$

Avec un choix convenable de la concentration  $N_d$  et de la distance interélectrodes  $D$ , la tension de bande plate peut varier de quelques volts à une dizaine de volts. Si la tension de polarisation dépasse la tension de bande plate  $V_{FB}$ , la bande d'énergie va aller encore plus vers le bas.

La tension de claquage  $V_{BD}$  d'un photodétecteur MSM (Breakdown Voltage) représente la tension maximale qu'on peut lui appliquer, elle est déterminée à partir de champs maximal au niveau de la cathode aux alentours duquel se produit le phénomène de claquage.

$$V_{BD} = E_{BD}D - V_{FB} \quad (3.32)$$

A  $V = V_{FB}$ , le terme entre parenthèse dans l'équation du courant des trous (équation 3.28) se rapproche de l'unité. Le courant de trous atteint sa valeur critique lorsque la hauteur de la barrière des trous se rapproche de la grandeur limite de  $\phi_{bp2}$ . Pour les tensions supérieures à  $V_{FB}$ , le courant augmente lentement en raison de l'abaissement de la barrière lié à la force image, c'est le champ appliqué qui est responsable de cet abaissement de la barrière [24]. Le courant des trous est alors donné par :

$$J_{p1} = A_p^* T^2 e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{bp2} - \Delta\phi_{bp2})} \quad (3.33)$$

Où  $\Delta\phi_{bp2}$  est l'abaissement de la barrière Schottky effective des trous.

$$\Delta\phi_{bp2} = \sqrt{\frac{qE_{m2}}{4\pi\epsilon_s}} = \sqrt{\frac{q(V - V_{FB})}{4\pi\epsilon_s D}} \quad (3.34)$$

Avec  $E_{m2}$  le champ électrique maximal à l'anode est défini dans l'équation (3.24). Le courant total en négligeant le phénomène de transport par état de surface, est la somme des expressions (3.11) et (3.33) :

$$J_{obs} = A_n^* T^2 e^{-\frac{q}{K_B T}(\phi_{Bn1} - \Delta\phi_{Bn1})} + A_p^* T^2 e^{-\frac{q}{K_B T}(\phi_{Bp2} - \Delta\phi_{Bp2})} \quad (3.35)$$

Si la densité de porteur injectée, relation (3.35), est comparable à la densité des impuretés ionisées, le champ électrique dans la région désertée peut varier à cause de la mobilité des porteurs, cet effet de charge d'espace limite le flux du courant, ce qui donne une densité de courant définie par :

$$J_{obs} = \frac{2\epsilon_s v_s V}{D^2} = \frac{q v_s N_d V}{V_{FB}} \quad (3.36)$$

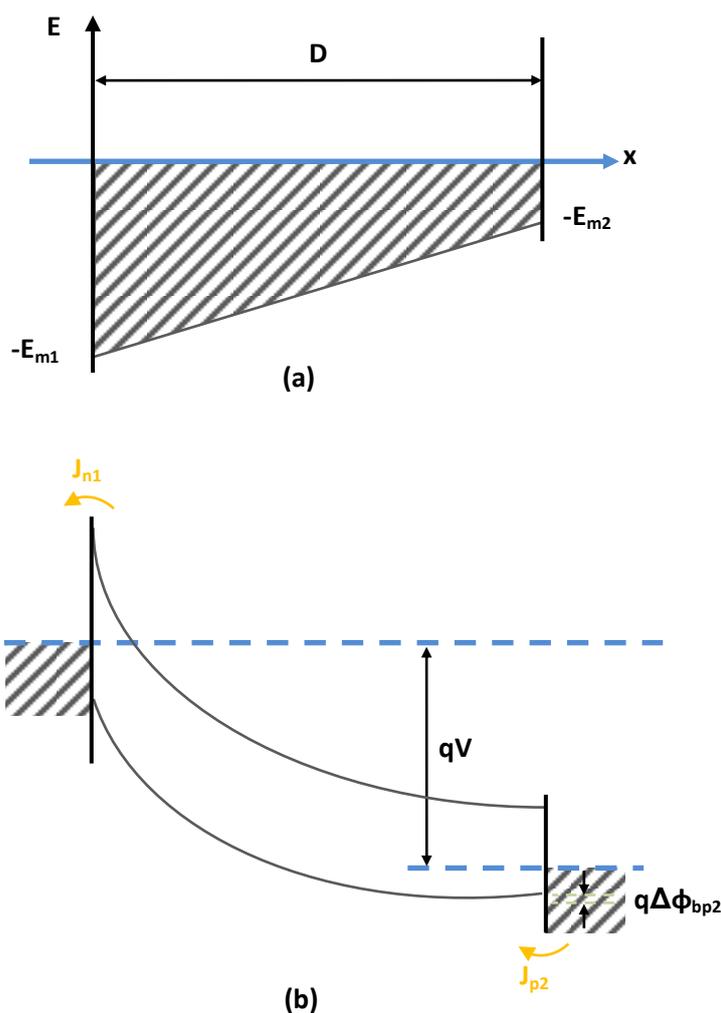


Figure 3.14 : Tension de polarisation supérieure à  $V_{FB}$ , évolution du champ électrique (a), diagramme de bande d'énergie (b)

Dans beaucoup de photodétecteurs MSM un gain en statique peut se produire en raison de la présence d'autres mécanismes de transport de courant, ce gain est modélisé par le courant à effet tunnel, ce dernier qui augmente par la présence de porteurs en excès [1]:

$$J_{tun} \propto E^2 e^{-\frac{4\sqrt{2m_e^*} (q\phi_{bn})^{\frac{3}{2}}}{3q\hbar E}} \quad (3.37)$$

Où  $E$  est le champ électrique à travers le semiconducteur et  $m_e^*$  est la masse effective.

### 3.3.2.5. Bruit dans le photodétecteur MSM

Un facteur très important dans la conception de tout récepteur est le rapport signal sur bruit, le bruit est principalement composé de la densité spectrale de bruit du photodétecteur et de l'amplificateur, il est alors crucial d'examiner les possibles effets produisant le courant d'obscurité et le bruit, et de prédire ainsi les limitations de photodétecteur MSM. Le courant de fuite dans un photodétecteur MSM dépend de plusieurs facteurs, les conditions de polarisation, la température, la surface active, ainsi que la combinaison du contact en métal et le semiconducteur utilisé. La densité spectrale de la source de courant de bruit  $\langle i_{rms}^2 \rangle$  est définie par la somme des bruits : thermique et de courant d'obscurité :

$$\langle i_{rms}^2 \rangle = \frac{4k_B T}{R_{obs}} + 2qI_{obs} \quad (3.38)$$

Où  $R_{obs}$  représente la résistance équivalente obtenue à partir de la caractéristique I-V,  $I_{obs}$  est le courant d'obscurité à la tension de polarisation correspondante,  $T$  est la température de la résistance équivalente supposée égale à 290 K. La puissance du bruit équivalente (NEP) peut être calculée à partir de courant de bruit :

$$NEP = \frac{i_{rms}}{R} \quad (3.39)$$

Avec  $R$  qui représente la responsivité mesurée. Ainsi, la NEP peut être utilisée pour calculer la détectivité normalisée du photodétecteur MSM ( $D^*$ ) [29]:

$$D^* = \frac{\sqrt{S\Delta f}}{NEP} \quad (3.40)$$

Où  $S$  est la surface de photodétecteur.

### 3.3.2.6. Responsivité et rendement quantique du photodétecteur MSM

La responsivité ou coefficient de réponse du photodétecteur MSM représente le rapport entre le photocourant généré et la puissance de la lumière incidente, qui correspond à l'énergie des photons  $h\nu$  à la longueur d'onde  $\lambda$ , il est donné par [29]:

$$R = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \frac{q\eta G_i}{h\nu} = \frac{\lambda\eta G_i}{1.24 \cdot 10^{-6}} \quad (3.41)$$

Où  $\eta$  est le rendement quantique et  $G_i$  le gain interne. Le rendement quantique de photodétecteur MSM est donné par :

$$\eta = \eta_i (1-r) \left( \frac{D}{D+l} \right) (1 - e^{-\alpha W}) \quad (3.42)$$

Avec  $\eta_i$  le rendement quantique interne,  $r$  est le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur, il dépend de matériau utilisé et de la longueur d'onde,  $\alpha$  est le coefficient d'absorption,  $W$  est l'épaisseur de la couche active,  $D$  et  $l$  représentent la distance interélectrodes et la largeur des doigts respectivement.

Dans un photodétecteur MSM idéal, le rendement quantique interne, qui représente le nombre de paires électrons-trous générées par photon incident ensuite collectées, est égale à l'unité. Cependant, si un mécanisme de multiplication est présent dans le photodétecteur, le nombre des porteurs collectés augmente, et le rendement quantique interne dépasse 100%, donnant ainsi naissance au gain  $G_i$ . Dans le cas où aucun gain n'est présent, le coefficient de réponse est inférieur à  $\lambda\eta/1.24 \cdot 10^{-6}$  A/W.

Afin d'optimiser la responsivité de photodétecteur MSM, plusieurs facteurs doivent être pris en considération :

- L'absorption optique :

La dépendance de la responsivité à la longueur d'onde des photons incidents est très importante, car c'est cette dernière qui détermine l'absorption de la lumière

dans le semiconducteur. La lumière qui pénètre dans le semiconducteur décroît exponentiellement suivant l'expression  $e^{-\alpha x}$ , où  $x$  représente la distance mesurée depuis la surface de semiconducteur, ce qui signifie que la quantité de la lumière absorbée est donnée par :

$$\phi_0 \left(1 - e^{-\alpha x}\right) \quad (3.43)$$

- La réflexion à l'interface air-semiconducteur :

En raison de sa structure interdigitée seule une partie de la lumière incidente atteint la surface active du photodétecteur MSM et pénètre dans le semiconducteur. Le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur dans le cas d'une incidence perpendiculaire des photons par rapport à la surface active est donné par :

$$r = \left( \frac{n_r(\lambda) - n_{air}}{n_r(\lambda) + n_{air}} \right)^2 \quad (3.44)$$

Où  $n_{air} = 1$ , et  $n_r$  est l'indice de réfraction du semiconducteur [30]. Afin de minimiser la réflexion, une couche antireflet (ARC Anti Reflection Coating) peut être déposée à la surface. La couche antireflet protège aussi contre l'oxydation et contribue à la minimisation de courant d'obscurité. Pour obtenir un coefficient d'absorption nul au niveau de l'interface air-couche antireflet, une correspondance quart d'onde doit être respectée, c'est-à-dire que l'épaisseur de la couche antireflet  $d_{arc}$  doit satisfaire la condition suivante :

$$d_{ARC} = \frac{\lambda_{ARC}}{4} = \frac{\lambda_{air}}{4\sqrt{\epsilon_{ARC}}} = \frac{\lambda_{air}}{4n_{ARC}} \quad (3.45)$$

Avec  $n_{ARC} = \sqrt{n_r n_{air}}$

La réflexion à la surface peut être totalement éliminée par l'utilisation d'un guide d'onde optique intégré avec le photodétecteur MSM pour l'illumination. La responsivité du photodétecteur MSM couplé avec un guide d'onde optique peut être améliorée en ajustant la longueur du guide optique suivant la direction de

propagation de la lumière, ou par le contrôle de degré de couplage entre le guide et la couche absorbante ou encore entre la fibre et le guide [31,32].

- Effet d'ombre d'électrodes :

Le métal des électrodes affecte directement la responsivité du photodétecteur MSM, dans le cas d'électrodes opaques, seule une partie de la lumière atteint la surface du photodétecteur, elle correspond au rapport :  $(D/D+I)$ . L'utilisation d'électrodes transparentes permet de réduire le stoppage de la lumière, le rendement quantique peut ainsi être amélioré. Plusieurs possibilités existent, notamment l'Or par faible épaisseur [33] et les oxydes dopés, tel que l'oxyde de cadmium-étain (CTO) [34] ou l'oxyde d'indium-étain (ITO) [35]. Le dépôt d'électrodes transparentes atténue nettement l'effet d'ombre, il est utilisé lorsque le coefficient de réponse est une priorité absolue, cependant il n'est pas sans conséquence sur le comportement dynamique du photodétecteur [36,37]. Une autre solution est l'éclairement par le dessous, ce cas est similaire à celui de l'éclairement par le dessus, mis à part le fait qu'il n'y a pas d'électrode pour empêcher partiellement la lumière de passer, et qu'il faut prendre en compte l'absorption liée au substrat, si celui-ci n'est pas aminci et n'est pas parfaitement transparent. En filière InP, le coefficient d'absorption du substrat est en général faible à la longueur d'onde considérée ( $1.55 \mu\text{m}$ ) mais l'épaisseur du matériau à traverser peut être suffisamment importante pour pénaliser le coefficient de réponse [38].

### 3.3.2.7. Photocourant du photodétecteur MSM

Le photocourant dans le photodétecteur MSM dépend de la tension de polarisation appliquée ainsi que de l'intensité de la lumière incidente [11]. Une propriété qui a été observée, est que le photocourant augmente initialement, suivi d'une saturation, ensuite une augmentation rapide avant le phénomène de claquage [24]. La figure 3.15 montre le diagramme de bande d'énergie d'un photodétecteur MSM, sous faible polarisation et sous illumination. La cathode est polarisée en inverse avec la tension  $V_1$ , tandis que l'anode est polarisée directement par la tension  $V_2$ . Le photocourant total est la somme des

photocourants au niveau de la cathode et de l'anode aux deux cotés du semiconducteur.

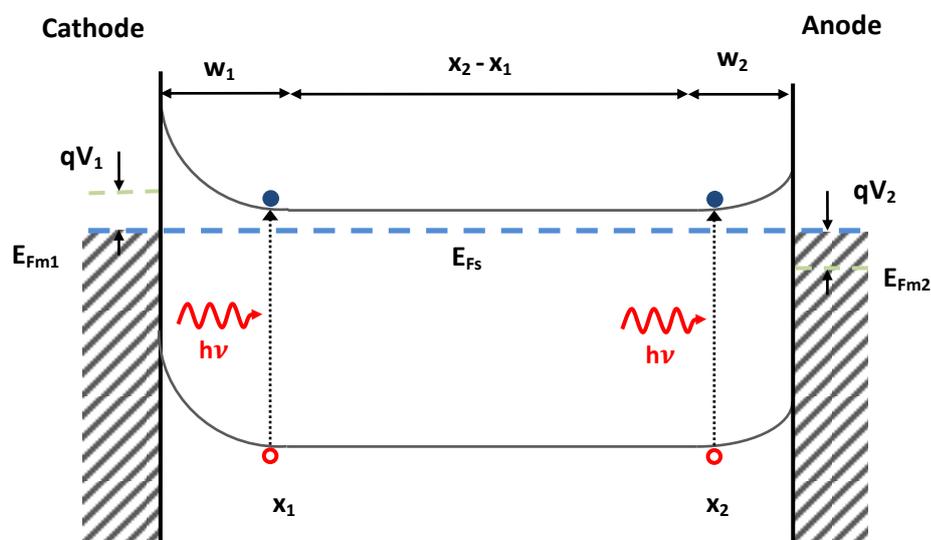


Figure 3.15 : diagramme de bande d'énergie de photodétecteur MSM sous faible polarisation et sous illumination [24]

La densité de photocourant à partir des faibles tensions, jusqu'aux tensions supérieures à  $V_{RT}$  est déterminée par :

$$J_{ph} = qG(w_1 + w_2) \quad (3.46)$$

Où  $w_1$  et  $w_2$  sont les largeurs des zones de déplétions définies dans les équations (3.19) et (3.20) respectivement, et  $G$  le taux de génération des porteurs, c'est à dire le nombre des paires électron-trou générées par unité de temps et unité de volume. A la tension  $V_{RT}$  la largeur de la région neutre devient nulle:  $x_2 - x_1 = 0$ .

La lumière provoque un taux de génération de paires électron-trou en fonction de la distance  $x$  à partir de la surface donnée par :

$$g(x) = \varphi_0 \alpha e^{-\alpha x} \quad (3.47)$$

Avec  $\phi_0 = P_{opt}/h\nu S$  représente le flux des photons incidents par unité de surface et  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du semiconducteur. L'intégration de taux de génération suivant l'épaisseur de la région active de semiconducteur  $W$ , et en prenant en considération le rendement quantique interne, on obtient :

$$G = \frac{1}{W} \int_0^W \frac{P_{opt}\eta_i}{h\nu S} \alpha e^{-\alpha x} dx = \frac{P_{opt}\eta_i}{h\nu SW} (1 - e^{-\alpha W}) \quad (3.48)$$

À la tension de bande plate, la région déserte au niveau de la cathode atteint l'anode, rendant le champ électrique nul au niveau de cette dernière. Pour les tensions excédant  $V_{FB}$ , la densité de photocourant par section transversale de surface est donnée par :

$$J_{ph} = qGD \quad (3.49)$$

Aux très hautes tensions, le phénomène de claquage se produit au niveau de la cathode. Etant donné que le claquage par effet d'avalanche nécessite une tension très élevée, le claquage par effet tunnel est la cause la plus probable.

Dans le cas d'une illumination constante, le photocourant dans le photodétecteur MSM, en prenant en considération la réflexion à la surface et l'effet d'ombre d'électrodes, et en utilisant les équations (3.48) et (3.49), est donné par :

$$I_{ph} = \left( \frac{D}{D+l} \right) (1-r) (1 - e^{-\alpha W}) \frac{qP_{opt}}{h\nu} \eta_i \quad (3.50)$$

A noter que cette équation n'est valide que lorsque la tension de polarisation est supérieure à la tension  $V_{FB}$ , c'est-à-dire lorsque le courant est saturé.

### 3.3.2.8. Comportement dynamique du photodétecteur MSM

En régime dynamique le comportement de photodétecteur MSM est déterminé par le temps de transit des porteurs photogénérés ainsi que par sa capacité et ses résistances d'accès. La fréquence de coupure globale alors, est donnée par la combinaison des fréquences de coupures de ces deux mécanismes [38,39]:

$$f_{-3dB} = \frac{f_{tr} \cdot f_{RC}}{\sqrt{f_{tr}^2 + f_{RC}^2}} \quad (3.51)$$

Où  $f_{tr}$  c'est la fréquence de coupure liée au phénomène de transit, elle est appelée réponse intrinsèque et  $f_{RC}$  la fréquence de coupure liée à la capacité, appelée réponse extrinsèque du photodétecteur MSM. La fréquence de coupure à -3dB peut également être calculée à partir de la largeur à mi-hauteur FWHM (Full Width Half Maximum). En éclairant le photodétecteur avec une impulsion de caractéristique gaussienne, la bande passante et la durée de l'impulsion résultante sont liés par la relation suivante [40]:

$$f_{-3dB} = \frac{0.44}{FWHM} \quad (3.52)$$

La fréquence de coupure obtenue à partir de (3.52) est conforme à la transformée de Fourier directe, de la réponse du photodétecteur dans le domaine temporel.

#### 3.3.2.8.1. Réponse intrinsèque

Le comportement dynamique intrinsèque de photodétecteur MSM peut être classifié selon la limitation de sa vitesse, c'est-à-dire sa rapidité, soit elle est limitée par le temps de transit des porteurs entre les doigts, ou bien par le temps de recombinaison de ces derniers. La fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM limité par le phénomène de transit est donnée par [39]:

$$f_{tr} = \frac{1}{\tau_{tr}} \quad (3.53)$$

Où  $\tau_{tr}$  est la constante de temps, elle représente le temps de transit moyen des porteurs photogénérés, elle est estimée par :

$$\tau_{tr} = \frac{D}{v_d} \quad (3.54)$$

Avec  $v_d$  est la vitesse de déplacement des porteurs photogénérés. Pour un fonctionnement rapide de photodétecteur, les porteurs photogénérés doivent se déplacer avec leurs vitesses maximales. Afin de satisfaire cette condition, un

champ électrique dépassant le champ critique  $E_c$  doit être appliqué. La vitesse des porteurs dépend du champ appliqué par la relation suivante [41] :

$$v_d = \frac{\mu_0 E + v_s \left( \frac{E}{E_c} \right)^4}{1 + \left( \frac{E}{E_c} \right)^4} \quad (3.55)$$

Où la vitesse maximale est supposée être la vitesse de saturation  $v_s$ . Aux champs inférieurs au champ critique ( $E < E_c$ ), l'équation (3.57) se réduit à :  $v_d = \mu_0 \cdot E$ , c'est-à-dire que la vitesse augmente linéairement suivant le champ avec une mobilité constante. Aux champs supérieurs au champ critique ( $E > E_c$ ), la vitesse devient indépendante de champs, l'équation (3.55) devient :  $v = v_s$ .

Dans la pratique la tension appliquée est toujours prise d'une façon que, le champ électrique entre les faibles espacements entre doigts soit suffisamment élevé afin que les porteurs se déplacent avec leurs vitesse de saturation. La tension minimale  $V_{\min}$  pour laquelle les porteurs vont être subit au moins au champ  $E_c$  entre un contact à l'autre, d'espace ( $D$ ), est défini par :

$$V_{\min} = E_c D + V_{FB} \quad (3.56)$$

La tension de polarisation optimale pour un photodétecteur MSM afin d'éviter le claquage, doit donc se situer dans l'intervalle :  $V_{\min} < V < V_{BC}$ .

Dans le cas des photodétecteurs limités par le temps de recombinaison, une grande densité des centres de recombinaison est introduite dans le semiconducteur, réduisant ainsi le temps de vie des porteurs et augmentant la rapidité de photodétecteur. En revanche, la responsivité se trouve sévèrement réduite à cause de la mobilité réduite et le faible temps de recombinaison des porteurs [24].

### 3.3.2.8.2. Réponse extrinsèque

La rapidité du détecteur est affectée par le temps de charge de la diode, soit la réponse extrinsèque. Si la constante de temps  $\tau_{RC} = R_{PD}C_{PD}$  est plus longue que le temps de transit ou le temps de recombinaison des porteurs photogénérés, la vitesse du détecteur est alors limitée par cette constante. La fréquence de coupure liée à l'effet capacitif est donnée par [36]:

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi R_{PD}C_{PD}} \quad (3.57)$$

La résistance R est composée de la résistance de charge externe augmentée par la résistance série de photodétecteur. Il est préférable d'utiliser des doigts courts et un métal épais dans le photodétecteur MSM afin de réduire la résistance des doigts en métal. En réalité la résistance des doigts est négligeable par rapport à la résistance de charge externe et à l'impédance de la ligne de transmission.

### 3.3.2.9. Circuit équivalent

#### 3.3.2.9.1. La capacité

La capacité du photodétecteur MSM peut être estimée par deux modèles physiques, basés sur une ou deux dimensions respectivement. Dans le modèle à une seule dimension, la variation de la capacité est causée par la variation de région de déplétion au niveau des deux électrodes, et peut être considérée en termes de deux intervalles de tension de polarisation, les tensions inférieures à  $V_{RT}$  et supérieures à  $V_{RT}$  [20,42].

A  $V < V_{RT}$ , la capacité par unité de surface est due aux deux contacts Schottky face à face :

$$\frac{1}{C_{PD}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (3.58)$$

Où  $C_1$  et  $C_2$  sont les capacités des électrodes polarisés en inverse et en directe respectivement :

$$C_1 = \frac{\partial Q_{s1}}{\partial V_1} = \frac{\varepsilon_s}{w_1} \quad (3.59)$$

$$C_2 = \frac{\partial Q_{s2}}{\partial V_2} = \frac{\varepsilon_s}{w_2} \quad (3.60)$$

Les charges par unité de surface dans le semiconducteur  $Q_{s1}$  et  $Q_{s2}$  sont fonction de la concentration de dopage  $N_d$ .

$$Q_{s1,s2} = qN_d w_{1,2} \quad (3.61)$$

Avec  $w_1$  et  $w_2$  sont les largeurs des régions de déplétions définies dans les équations (3.19) et (3.20) respectivement. L'équation (3.60) devient alors :

$$C_{PD} = \frac{\varepsilon_s}{w_1 + w_2} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_d}{2}} \left( \frac{1}{\sqrt{V_d - V_2} + \sqrt{V_d + V_1}} \right) \quad (3.62)$$

Avec le potentiel de diffusion  $V_d$  et  $N_c$  sont donnés dans les équations (3.9) et (3.10) respectivement. Au fur et à mesure que la tension augmente, la plus grande partie est alors supportée par le contact polarisé en inverse (cathode), c'est-à-dire qu'on aura  $V_1 = V$  et  $V_2 = 0$ , ce qui nous donne :

$$C_{PD} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_d}{2}} \left( \frac{1}{\sqrt{V_d} + \sqrt{V_d + V}} \right) \quad (3.63)$$

A  $V > V_{RT}$ , on se trouve dans le mode de fonctionnement normal de photodétecteur MSM, le composant est alors complètement déserté, c'est-à-dire que  $W_1 + W_2 = D$ , la capacité devient indépendante de la tension de polarisation, elle est équivalente à celle d'un condensateur plat :

$$C_{PD} = \frac{\varepsilon_s}{D} \quad (3.64)$$

Le modèle le plus exact pour estimer la capacité du photodétecteur MSM est représenté en deux dimensions, il prend en considération les paramètres physiques et géométriques de semiconducteur et des électrodes [23]. La capacité est alors donnée par :

$$c_{PD} = \frac{(\varepsilon_0 + \varepsilon_s) K(k)}{(l+D) K(k')} \quad (3.65)$$

Où  $\varepsilon_s = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ ,  $K(k)$  et  $K(k')$  sont des intégrales elliptiques de premier ordre [43,44]:

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\partial x}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 x}} \quad (3.66)$$

$$k = \tan^2 \frac{\pi l}{4(l+D)} \quad (3.67)$$

$$k' = \sqrt{1-k^2} \quad (3.68)$$

En prenant en compte la surface active de détection  $S$ , la capacité totale du photodétecteur MSM est donnée par l'équation (3.72) :

$$S = L(D+l)(N_f - 1) \quad (3.69)$$

$$C_{PD} = c_{PD} \cdot S = L(N_f - 1)(\varepsilon_0 + \varepsilon_s) \frac{K(k)}{K(k')} \quad (3.70)$$

Avec  $L$  la longueur des doigts, et  $N_f$  leur nombre.

La capacité dépend aussi de la tension de polarisation et de l'intensité de la lumière. L'équation (3.65) prend en compte la capacité de désertion causée par les charges associées au dopage  $N_d$ . Quand la surface active est illuminée, les porteurs photogénérés contribuent dans la capacité, à moins que le champ soit suffisamment élevé afin que les porteurs se déplacent avec leurs vitesses de saturations. En fonction de l'intensité de la lumière et de dopage, la capacité des porteurs photogénérés peut être très grande par rapport à la capacité de désertion.

### 3.3.2.9.2. La résistance

La résistance série  $R_s$  du photodétecteur MSM est due aux doigts en métal déposés sur le semiconducteur, elle peut être estimée en utilisant le modèle classique, dans lequel la résistance de chaque doigt est calculée à partir des paramètres géométriques de ce dernier et de la résistivité du métal utilisé :

$$R_0 = \frac{\rho L}{s} \quad (3.71)$$

Où  $\rho$  représente la résistivité du métal,  $s = hl$  la surface de la section transversale,  $h$  est l'épaisseur du métal,  $l$  la largeur du doigt et  $L$  sa longueur. Dans chaque électrode il y a un nombre  $N_{elec}$  de doigts parallèles et connectés les uns aux autres donné par :

$$N_{elec} = \frac{\sqrt{S}}{2(D+l)} \quad (3.72)$$

En prenant en compte les deux électrodes, la résistance totale du photodétecteur est la somme des deux résistances en série.

$$R_s = \frac{R_0}{N_{elec}} \quad (3.73)$$

Afin de minimiser la résistance, des doigts courts avec une surface transversale large doivent être utilisés. Dans le régime continu les charges sont uniformément distribuées dans la section transversale des électrodes. Au fur et à mesure que la fréquence augmente, la réactance aux centres des doigts augmente, conduisant à une grande impédance dans ces régions, ainsi, les charges se déplacent vers les bordures, la densité du courant résultante est alors faible au centre des doigts et grande aux limites de ces derniers, cet effet est connu sous le nom d'effet de peau. La profondeur pour laquelle la densité de courant chute de  $1/e$  ou de 37 % de sa valeur au niveau de la surface, est connue sous le nom de profondeur de peau. Cette profondeur dépend de la fréquence, de la permittivité, et de la conductivité de milieu, elle est donnée par :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_n \sigma}} \quad (3.74)$$

Dans le photodétecteur MSM l'épaisseur du métal utilisée est généralement petite que  $\delta$ , ce qui signifie que l'effet de peau, ainsi que les pertes par radiations qui apparaissent aux hautes fréquences peuvent être négligées [45].

### 3.3.2.9.3. Modèle équivalent

Le circuit équivalent de photodétecteur MSM sous illumination est représenté sur la figure 3.16 [46]. En considérant que la tension de polarisation est suffisamment élevée pour avoir une région complètement déserte entre les deux contacts, les composants de ce modèle sont :

- $I_{ph}$  : Le photocourant intrinsèque du photodétecteur MSM.
- $C_{PD}$  : Capacité du photodétecteur due à la géométrie des doigts, équation (3.70).
- $R_{obs} = \frac{V}{I_{obs}}$  : Résistance intrinsèque du photodétecteur, où  $I_{obs}$  est donné par l'équation (3.35) multiplié par la surface de la section transversale du photodétecteur.
- $R_s$  : Résistance série totale des doigts, équation (3.73).
- $L_s$  et  $C_p$  : Inductance et capacité due aux lignes de transmission et aux files de connexion.
- $R_L$  : Résistance de charge.

En général la résistance  $R_s$  est très petite devant  $R_{obs}$  et  $R_L$ , ce qui signifie que dans la résistance totale on peut négliger la résistance série.

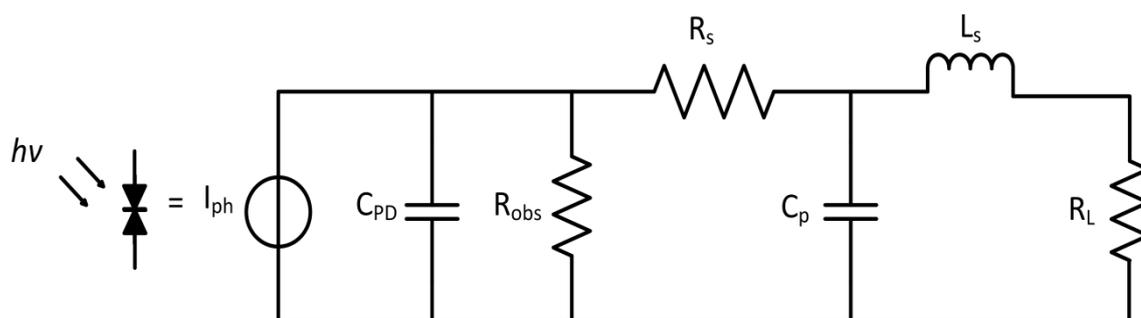


Figure 3.16 : Circuit équivalent du photodétecteur MSM

### 3.4. Simulation de photodétecteur MSM à base de InAlAs/InGaAs pour la photodétection à 1.55 $\mu\text{m}$

Des photodétecteurs MSM très performants à base de GaAs ont été déjà réalisés pour la photodétection à la longueur d'onde 0.8  $\mu\text{m}$  [47,48], cependant, l'extension vers les longueurs d'ondes plus grandes, nécessite l'utilisation de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  matériau de choix pour la photodétection à la longueur 1.55  $\mu\text{m}$ . Malheureusement, la faible hauteur de barrière Schottky associée à  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , de l'ordre de 0.2 eV, résulte dans un courant d'obscurité très grand conduisant à une performance globale mauvaise de photodétecteurs [49]. Afin de réduire le courant d'obscurité dans le dispositif, plusieurs techniques ont été suggérées pour accroître la hauteur de barrière Métal/InGaAs, notamment par la croissance d'une mince couche intermédiaire d'un matériau possédant une hauteur de barrière plus grande que celle du InGaAs [27,50]. La solution préférable consiste à utiliser une fine couche de  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (30 nm) en accord de maille avec  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  pour l'augmentation de la barrière Schottky [51], jusqu'à 0.7 eV, et donc la réduction de courant d'obscurité et de bruit dans le composant. Les deux couches, active et d'augmentation de la barrière sont réalisées sur un substrat à base d'InP semi-insolant en accord de maille avec l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  comme le montre les figures 3.17 et 3.18.

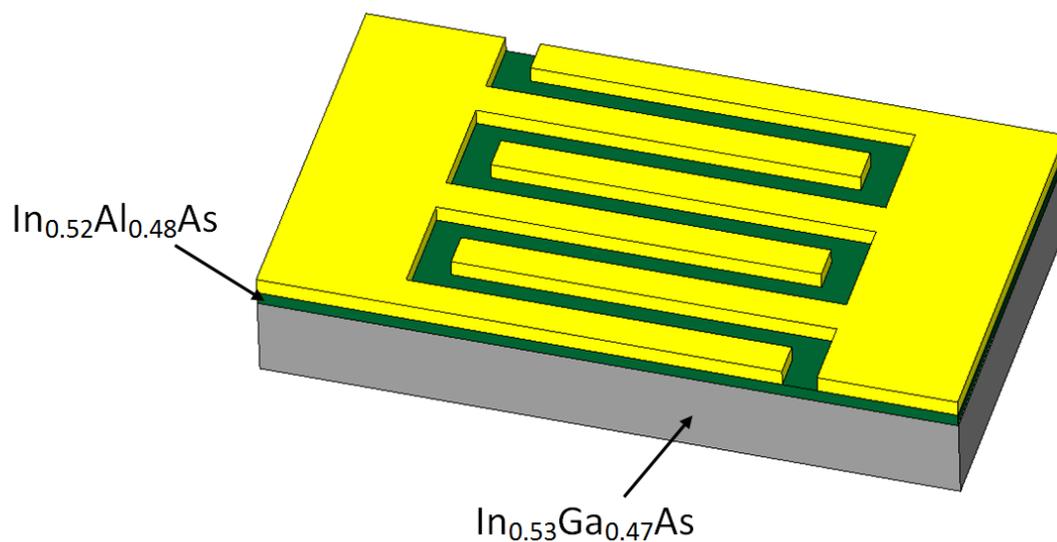


Figure 3.17 : Vue transversale de la structure interdigitée du photodétecteur MSM comportant une couche pour l'augmentation de la barrière

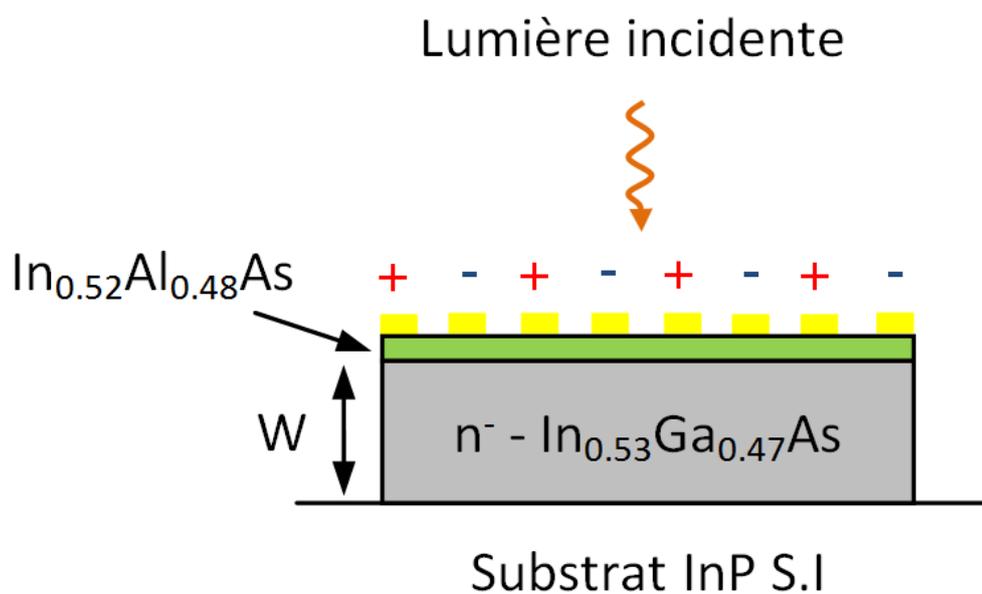


Figure 3.18 : Structure épitaxiale du photodétecteur MSM comportant une fine couche à base d'InAlAs pour l'augmentation de la barrière Schottky

La figure 3.19 montre les diagrammes des bandes d'énergies, d'une simple barrière Schottky métal-InGaAs en (a) et avec la couche d'augmentation de la barrière à base de InAlAs en (b) à l'équilibre thermique.

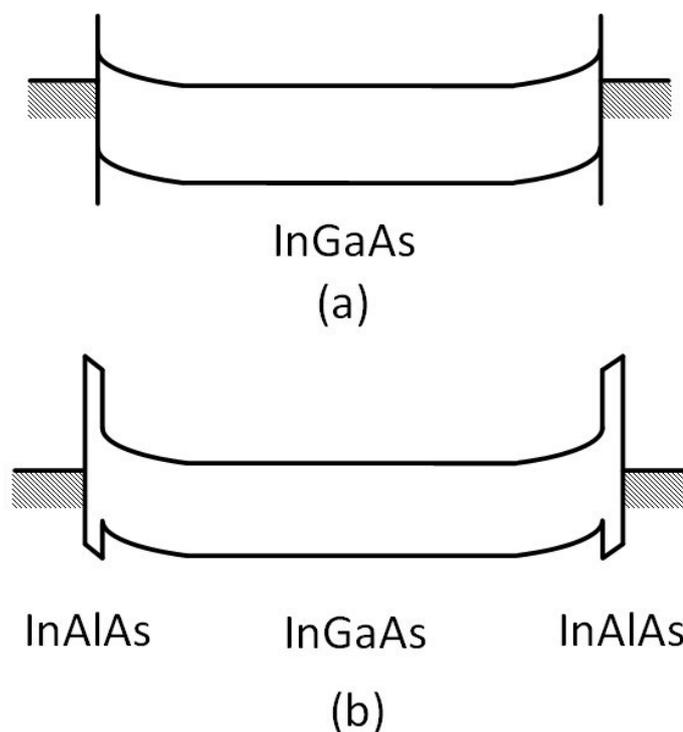


Figure 3.19 : Diagrammes des bandes d'énergies d'une simple barrière Schottky (a) et avec la couche d'augmentation de la barrière (b) à l'équilibre thermique

#### 3.4.1. Courant d'obscurité

Afin de réaliser les simulations, l'ensemble des paramètres physiques de la couche active à base de  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  et de la couche intermédiaire en  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  ainsi que les différents paramètres géométriques relatifs à la structure interdigitée du photodétecteur MSM sont introduits dans les modèles de la section précédente. Le comportement électrique de ce composant est identique à celui de la structure MSM homogène, c'est-à-dire sans la couche d'augmentation de la barrière. Toutefois, les expressions des composantes du courant d'obscurité font intervenir les grandeurs caractéristiques de la jonction métal-InAlAs : la hauteur de barrière  $\phi_{bn}$  détermine la valeur de l'injection des

électrons à travers le contact polarisé en inverse, alors que la hauteur  $\phi_{bp}$  gouverne l'injection des trous au niveau du contact polarisé en direct [52].

Le courant d'obscurité du photodétecteur MSM en fonction de la tension de polarisation allant de -10 à 10 V est représenté sur la figure 3.20, pour trois distances interélectrodes  $D = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $0.5 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ , dans le cas d'un photodétecteur de surface  $S = 20 \times 20 \mu\text{m}^2$  avec une couche active d'épaisseur  $W = 2 \mu\text{m}$ . Ces trois distances interélectrodes satisfont la condition de désertion totale à la tension de polarisation nulle donnée dans l'équation (3.22), la distance interélectrodes maximale pour laquelle la désertion est totale à 0 V vaut  $1.84 \mu\text{m}$ . Ces simulations sont établies en prenant en considération les relations (3.29) et (3.35) pour des tensions inférieures et supérieures à  $V_{FB}$  respectivement. Les tensions de bande plate sont calculées à partir de la relation (3.31). L'abaissement de la barrière dû à la force image est calculé en utilisant l'équation (3.13). Le potentiel de diffusion et la densité d'état effective dans la bande de conduction sont calculés par les équations (3.9) et (3.10) respectivement. Les hauteurs de la barrière Schottky  $\phi_{bn}$  et  $\phi_{bp}$  introduites par la couche intermédiaire en  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  sont de l'ordre de 0.7 eV, et la concentration de dopage  $N_d$  vaut  $10^{15} \text{cm}^{-3}$ .

Les résultats obtenus montrent que le courant d'obscurité est très faible, de l'ordre des dizaines de Pico-Ampères. Pour une tension de polarisation de 10 V le courant d'obscurité vaut 61.50 pA pour  $D = 0.3 \mu\text{m}$ , 35.57 pA pour  $D = 0.5 \mu\text{m}$  et 20.18 pA pour  $D = 1 \mu\text{m}$ . Ces dernières valeurs du courant d'obscurité confirment l'intérêt de cette structure de photodétecteur MSM comportant une couche intermédiaire pour l'augmentation de barrière Schottky en  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Notons aussi que l'augmentation brusque de courant se produit lorsque la tension de polarisation atteint la tension de bande plate  $V_{FB}$ , ceci est clairement observable dans le cas d'une distance interélectrodes égale à  $1 \mu\text{m}$ , où on a  $V_{FB} = 0.653 \text{V}$ . Pour  $D = 0.3 \mu\text{m}$  et  $0.5 \mu\text{m}$   $V_{FB}$  vaut 0.058 V et 0.163 V respectivement. Globalement, on remarque que le courant d'obscurité diminue lorsque la distance interélectrodes augmente, comme le montre bien la figure 3.21 dans le cas d'un photodétecteur de surface  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  à la tension de polarisation constante de

10 V, ceci est dû au phénomène de recombinaison dont le taux augmente lorsqu'on fait augmenter la distance du parcours des porteurs. La variation de courant d'obscurité relative à la surface du photodétecteur est représentée sur la figure 3.22 en fonction d'une tension de polarisation allant de -10 à 10 V pour une distance interélectrodes constante de  $0.3 \mu\text{m}$ . L'augmentation brusque du courant d'obscurité se produit à la même tension  $V_{FB}$  de  $0.0588 \text{ V}$  pour les trois structures, ajoutant à cela que la variation de courant par rapport à la surface est de nature linéaire.

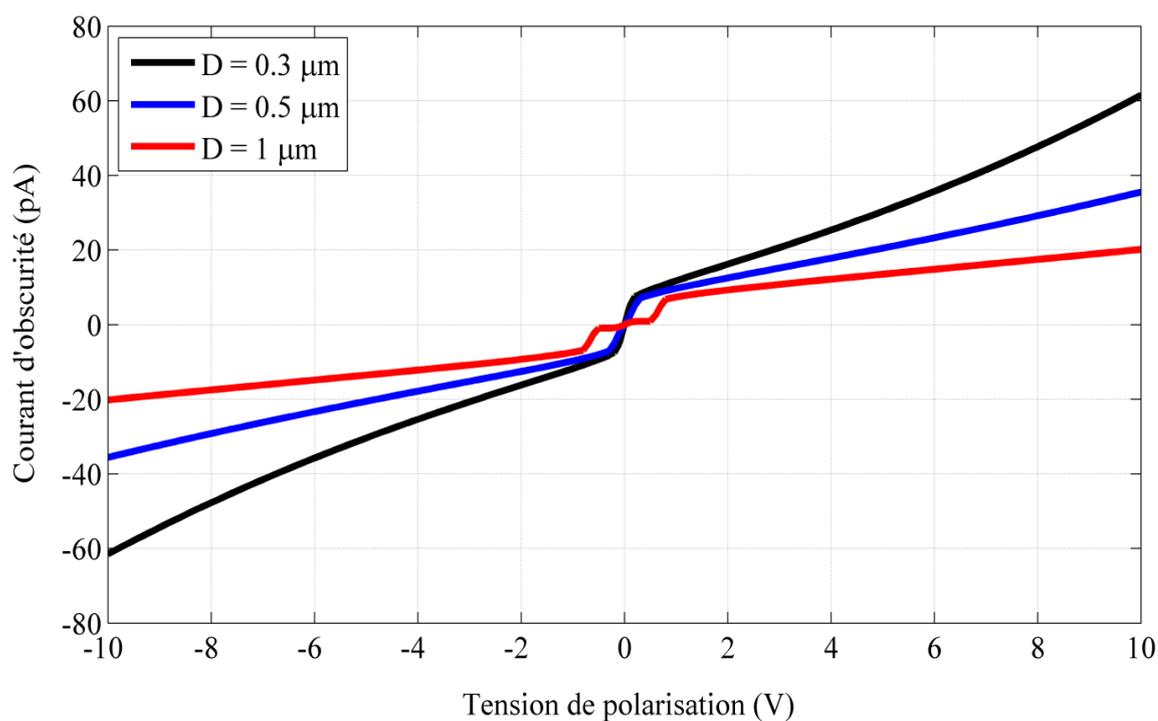


Figure 3.20 : Caractéristique I(V) en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité de surface  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$

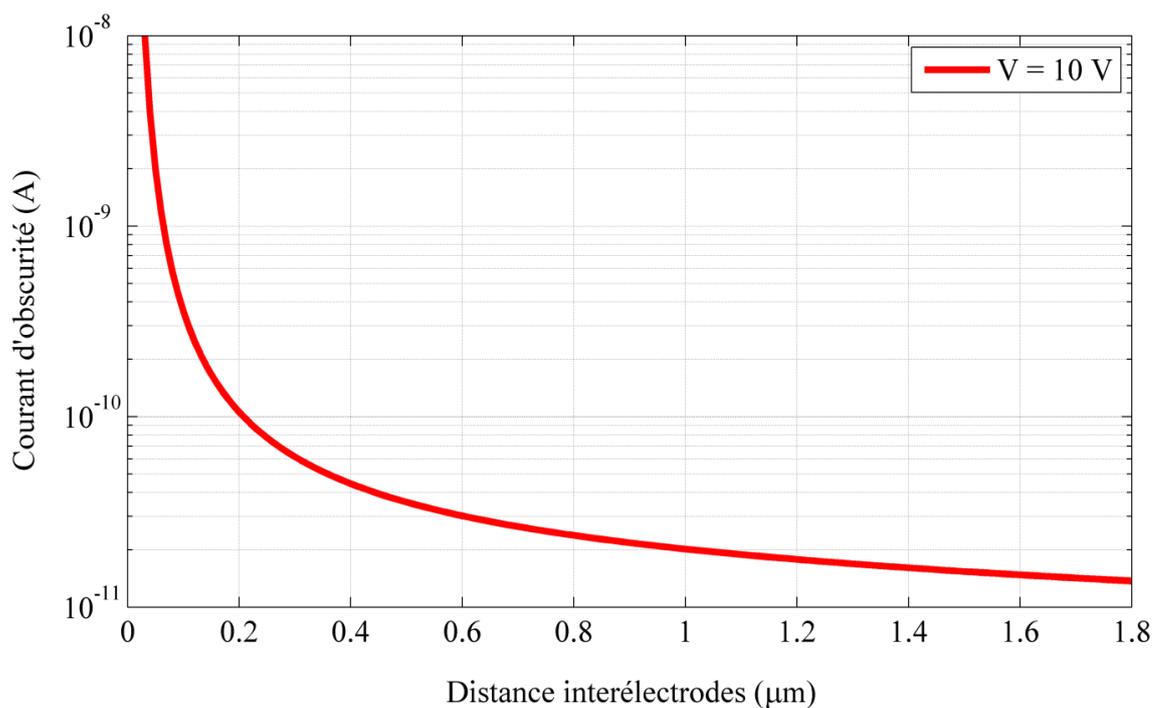


Figure 3.21 : Variation de courant d'obscurité en fonction de la distance interélectrodes à  $V = 10$  V

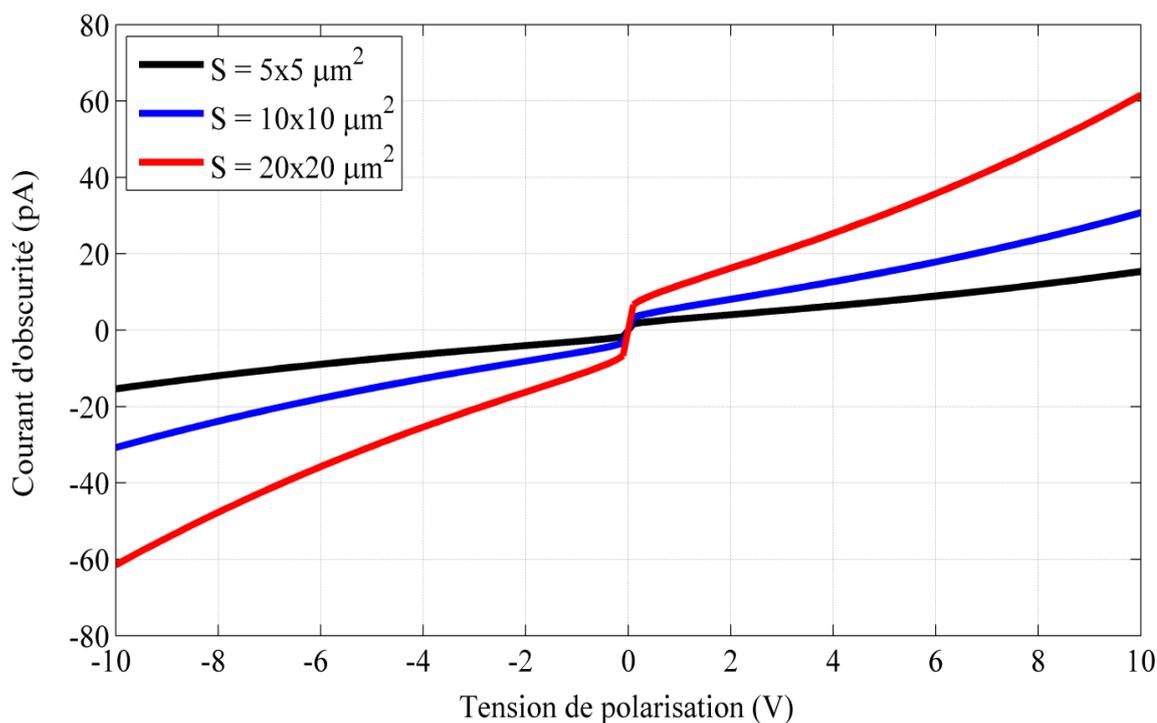


Figure 3.22 : Variation de courant d'obscurité relative à la surface de photodétecteur pour  $D = 0.3 \mu\text{m}$

### 3.4.2. Photocourant

Sous éclairage, et en utilisant l'équation (3.50), les simulations de photocourant du photodétecteur MSM sont données sur la figure 3.23 pour deux distances interélectrodes  $D = 0,2 \mu\text{m}$  et  $0,5 \mu\text{m}$  et deux puissances optiques  $P_{\text{opt}} = 5 \text{ mW}$  et  $15 \text{ mW}$ . Les valeurs utilisées pour le calcul sont le coefficient de réflexion  $r = 0.15$ , le coefficient d'absorption  $\alpha = 8.10^3 \text{ cm}^{-1}$  pour le  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , la largeur des doigts  $l = 0.2 \mu\text{m}$  et une épaisseur de la couche absorbante  $W$  variante de  $0$  à  $2 \mu\text{m}$ .

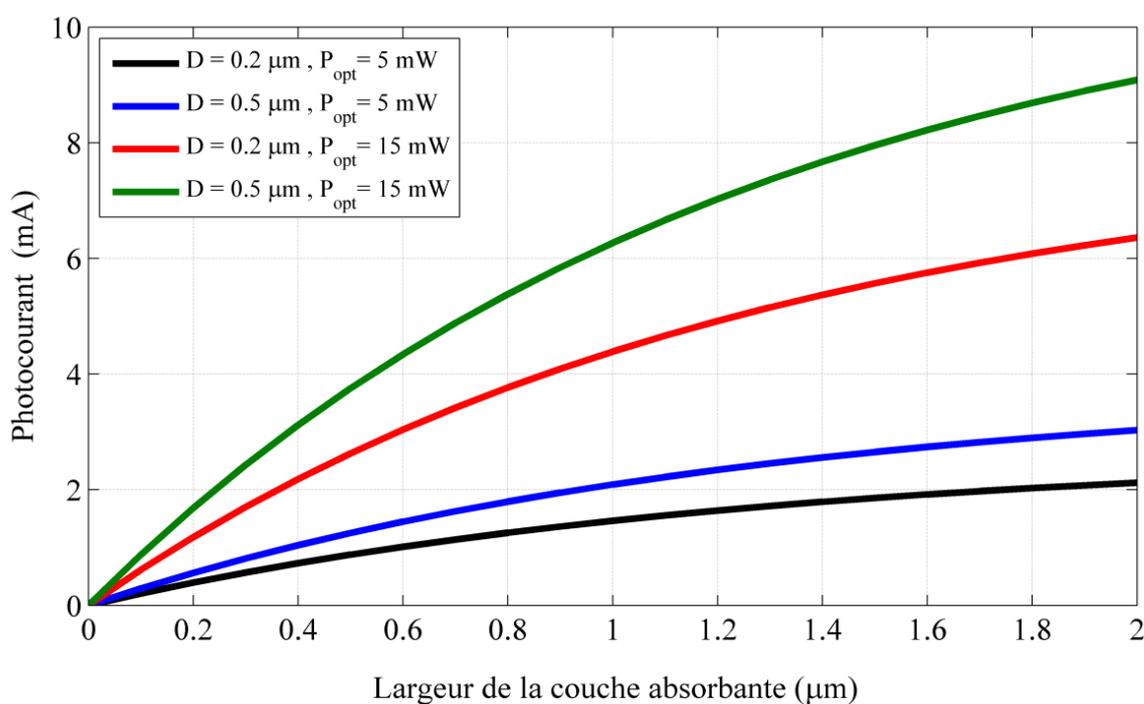


Figure 3.23 : Simulation de photocourant du photodétecteur MSM Interdigité

Le photocourant obtenu est appréciable, les courbes obtenues montrent que plus la puissance optique du laser utilisée est grande, plus le photocourant est important. Pour une épaisseur de couche absorbante égale à  $2 \mu\text{m}$  et une distance interélectrodes de  $0.2 \mu\text{m}$  on a un photocourant égale à  $2.1 \text{ mA}$  avec  $P_{\text{opt}} = 5 \text{ mW}$ , tandis qu'il est égale à  $6.4 \text{ mA}$  à  $P_{\text{opt}} = 15 \text{ mW}$ . On note aussi que le photocourant augmente lorsque la distance interélectrodes augmente, car cela permet de réduire l'effet d'ombre des doigts et augmenter la quantité de lumière atteignant la surface, et donc augmenter le rendement externe du photodétecteur,

en termes de valeurs, le photocourant vaut 9.1 mA lorsque  $D = 0.5 \mu\text{m}$  contre 6.4 mA obtenu avec  $D = 0.2 \mu\text{m}$ . Il est possible d'améliorer encore le photocourant en minimisant ou en éliminant la réflexion au niveau de la surface, par l'utilisation d'une couche anti reflet ou par l'éclairement à travers un guide optique intégré, ou bien encore en réduisant le stoppage de la lumière en minimisant l'effet d'ombres des doigts par l'utilisation d'électrodes transparentes. Dans le cas où seule une couche anti reflet est déposée mais que les électrodes utilisées restent opaque, le photocourant est donné par l'équation (3.75) ci-dessous. Si les électrodes sont en plus transparentes, le photocourant est alors donné par (3.76). La figure 3.24 ci-dessous montre le photocourant dans le cas idéal, c'est à dire avec un coefficient de réflexion nul et un effet ombre des doigts nul également, et aussi dans le cas où ce dernier existe avec un rapport  $l/D = 1$ , ( $P_{\text{opt}} 15 \text{ mW}$ ). Les résultats montrent que le photocourant maximal atteint cette fois 15 mA dans le cas idéal et 7.5 mA avec juste la couche anti reflet, ce qui constitue quand même une très bonne amélioration par rapport aux résultats précédents.

$$I_{ph} = \left( \frac{D}{D+l} \right) \left( 1 - e^{-\alpha W} \right) \frac{qP_{opt}}{h\nu} \eta_i \quad (3.75)$$

$$I_{ph} = \left( 1 - e^{-\alpha W} \right) \frac{qP_{opt}}{h\nu} \eta_i \quad (3.76)$$

### 3.4.3. Capacité et fréquences de coupure

Les variations de la capacité du photodétecteur MSM de structure interdigitée en fonction de la distance interélectrodes ( $D$ ) sont représentées sur la figure 3.25. Les simulations sont établies en utilisant les équations (3.70) pour une surface ( $S$ ) variante de  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  à  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  et une largeur des doigts qui est égale à la distance inter électrodes, c'est-à-dire un rapport  $l/D = 1$ .

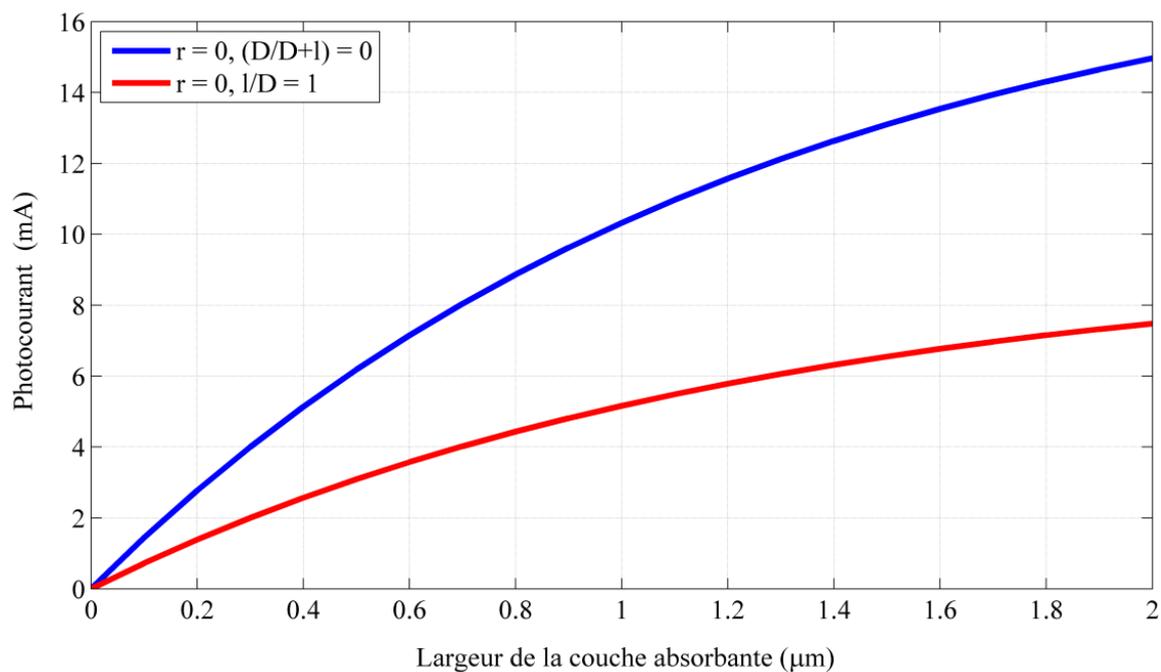


Figure 3.24 : Variation de photocourant du photodétecteur MSM avec une couche anti reflet et des électrodes transparentes

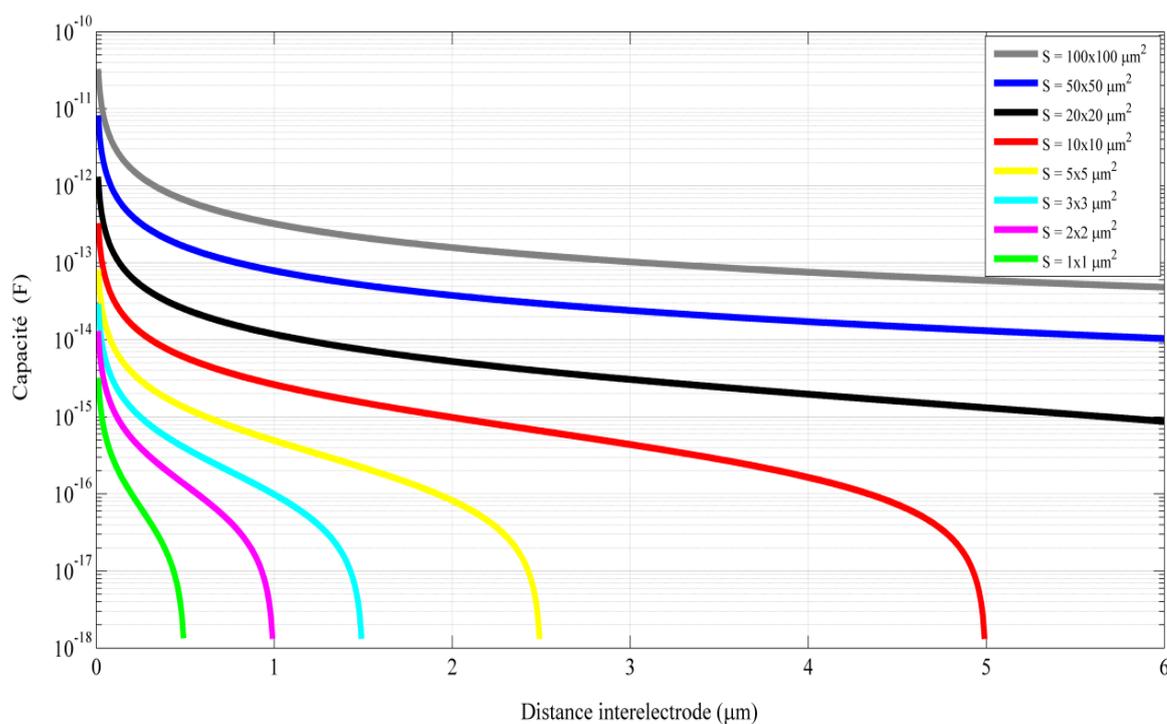


Figure 3.25 : Evolution de la capacité du photodétecteur MSM interdigité en fonction de la distance interélectrodes

A partir des courbes obtenues, on voit que la capacité des photodétecteurs MSM augmente, quand la surface de photodétecteur augmente pour une valeur donnée de  $D$ , tandis qu'elle diminue, lorsque  $D$  augmente pour une valeur constante de  $S$ , cela n'empêche que la valeur de la capacité reste nettement très petite ( $< 1$  pF) quelque soit la surface utilisée, lorsque  $D$  dépasse  $0.5 \mu\text{m}$ , la plus grande étant  $0.7$  pF à  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ . L'utilisation de l'échelle logarithmique sur l'axe des  $y$  est bien adaptée pour se rendre compte des ordres de grandeur, vu la nette différence des capacités par rapport aux surfaces. Les résultats obtenus montrent également que la capacité du composant diminue lorsque le rapport  $l/D$  diminue, cela permet donc de réduire l'effet d'ombres des doigts et de favoriser la collecte de la lumière incidente tout en conservant une faible capacité. Cependant, en diminuant trop la largeur des doigts  $l$ , la résistance de ces derniers peut devenir importante et inverser le processus en augmentant la constante de temps  $R_{PD}C_{PD}$ .

La fréquence de coupure capacitive, la fréquence de coupure en transit ainsi que la fréquence de coupure globale du photodétecteur MSM de surface  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  chargé par une résistance de  $50 \Omega$ , en fonction de la distance interélectrodes, sont présentées sur la figure 3.26. Les simulations sont réalisées en utilisant les équations (3.57), (3.53) et (3.51) respectivement.

Le maximum de la fréquence de coupure globale correspond au meilleur compromis entre le temps de transit des porteurs et la capacité du photodétecteur, c'est-à-dire lorsque ces deux fréquences de coupures sont égales, ceci est possible lorsque la distance interélectrodes est égale à  $0.27 \mu\text{m}$ , les deux fréquences de coupures valent  $276.38$  GHz, tandis que la fréquence de coupure globale vaut  $189.09$  GHz. Ainsi, à gauche de ce maximum, c'est-à-dire lorsque  $D < 0.27 \mu\text{m}$ , la fréquence de coupure est limitée par la capacité et le circuit de charge, à droite, lorsque  $D > 0.27 \mu\text{m}$ , elle est limitée par le temps de transit des porteurs photogénérés.

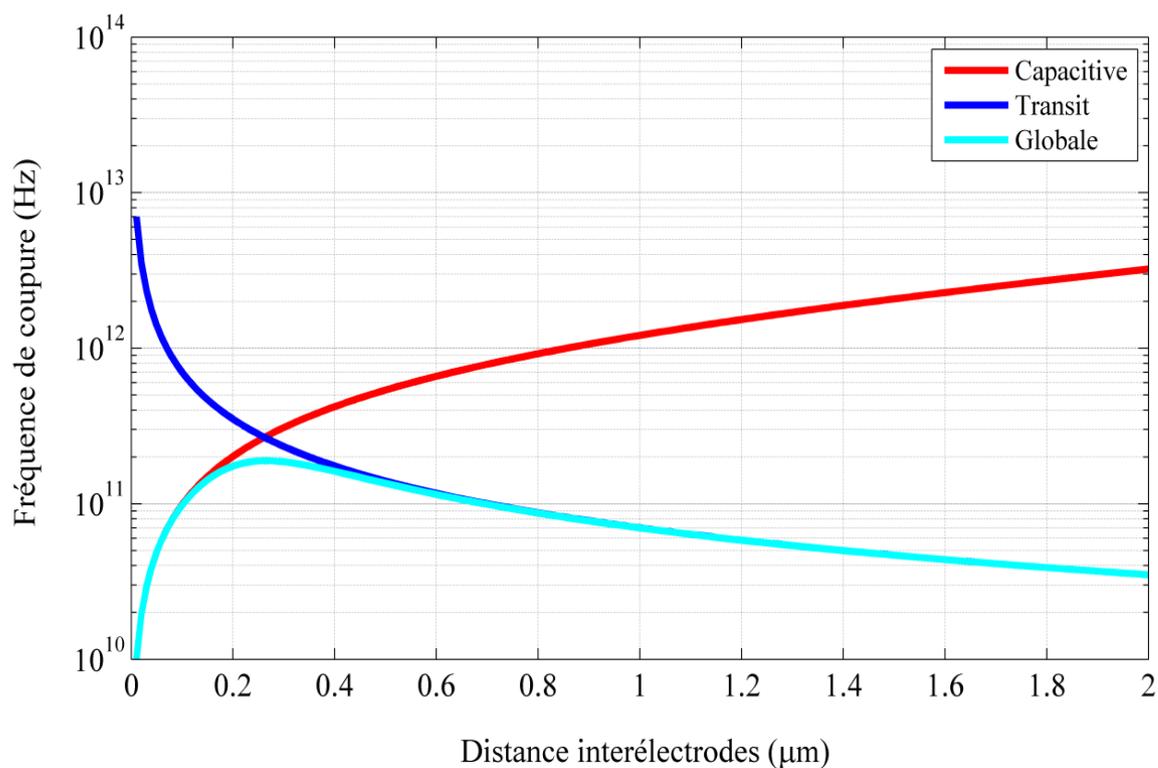


Figure 3.26 : Evolution de la fréquence de coupure du photodétecteur MSM de surface  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  en fonction de la distance interélectrodes

Sur la figure 3.27 sont présentées les simulations donnant la fréquence de coupure globale du photodétecteur MSM en fonction de la distance interélectrodes pour une surface  $S$  variante de  $1 \times 1$  à  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ . L'utilisation d'une grande surface permet de collecter une plus grande puissance lumineuse incidente, par contre, elle diminue la fréquence maximale que l'on peut obtenir avec un photodétecteur en raison de l'augmentation de la capacité de ce dernier (fig. 3.25).

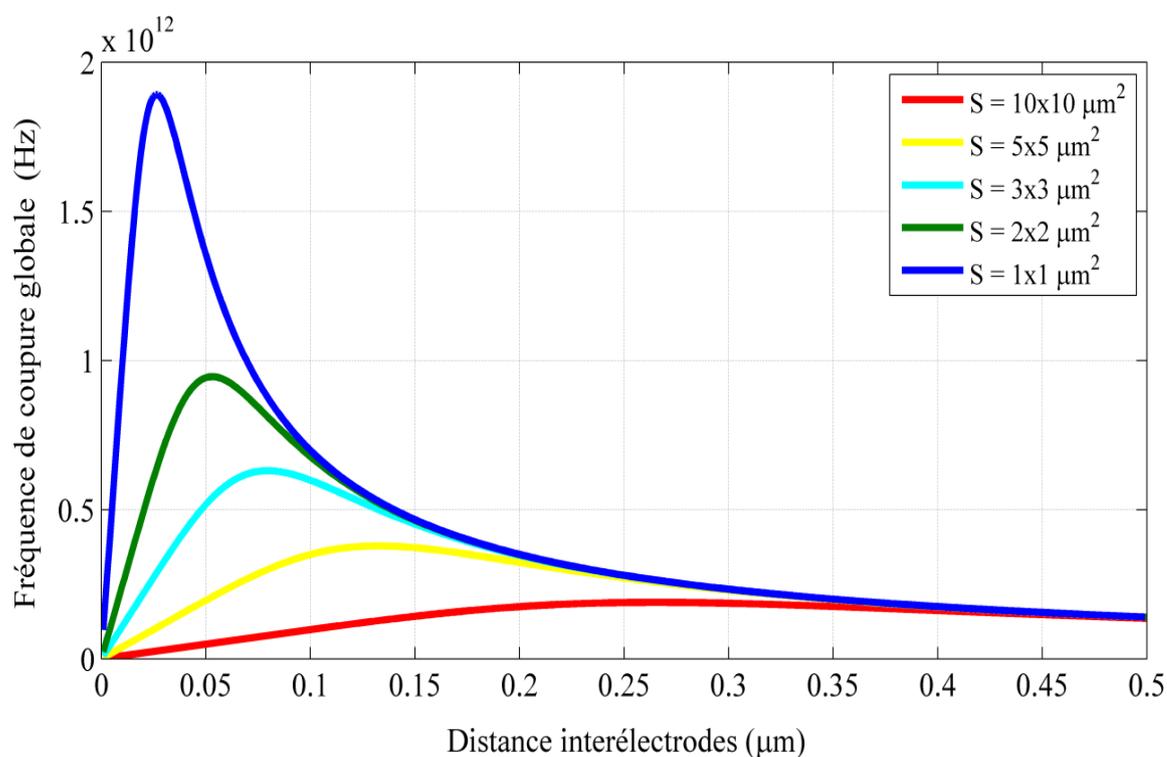


Figure 3.27 : Evolution de la fréquence de coupure globale du photodétecteur MSM de différentes surfaces en fonction de la distance interélectrodes

A partir de la figure 3.27, on peut voir la diminution de la fréquence de coupure maximale par rapport aux surfaces du photodétecteur. La fréquence de coupure maximale est obtenue dans le cas de  $S = 1 \times 1 \mu\text{m}^2$  elle vaut 1.89 THz lorsque la distance interélectrodes est égale à  $0.027 \mu\text{m}$ , c'est à dire une différence d'environ 1.7 THz par rapport à celui de surface  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  de distance interélectrodes différente, cela confirme que cette dernière joue aussi un rôle important dans le comportement dynamique et sur la fréquence de coupure globale des photodétecteurs, car elle limite le temps de transit des charges photogénérés. La fréquence de coupure globale en fonction de la distance interélectrodes pour les photodétecteurs ayant une surface allant de  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  à  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  est représentée sur la figure 3.28 ci-dessous. D'après les résultats obtenus, en définitif, une augmentation de la distance interélectrodes fait diminuer la capacité et augmenter le temps de transit. Il y a donc un compromis à trouver pour chaque structure, et ceci suivant les exigences optiques et technologiques imposées [53,54].

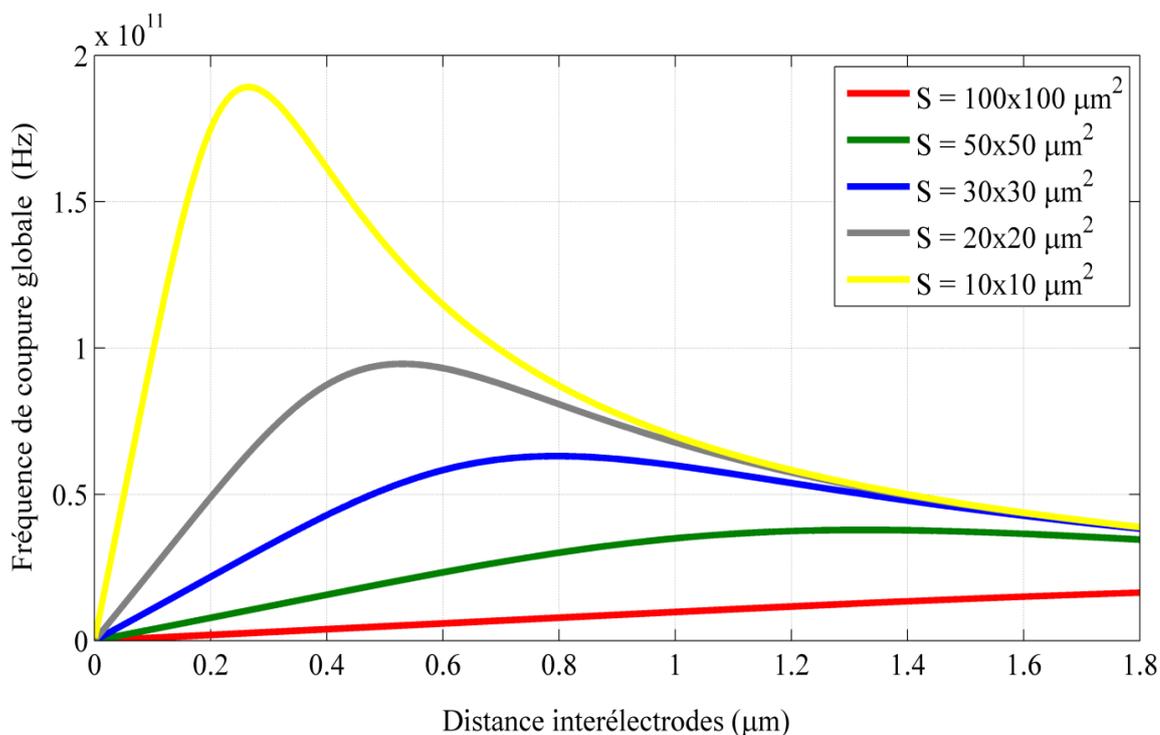


Figure 3.28 : Evolution de la fréquence de coupure globale du photodétecteur MSM fonction de la distance interélectrodes pour une surface  $S > 10 \times 10 \mu\text{m}^2$

### 3.5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présentés la modélisation et la simulation de photodétecteur MSM de structure planaire interdigitée à base d'InAlAs/InGaAs, utilisé pour la photodétection à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ . Nous avons utilisés des modèles théoriques pour tracer les variations de courant d'obscurité, de photocourant ainsi que les variations de la capacité et de la fréquence de coupure de photodétecteur. Les résultats obtenus montrent que le courant d'obscurité dans le composant est très faible, il varie entre 20.18 et 61.50 pA à une tension de polarisation de 10 V pour différentes distance interélectrodes, ceci est notamment dû grâce à l'introduction de la couche mince utilisée pour l'augmentation de la barrière Schottky à base d' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  dans la structure épitaxiale de composant. Sous éclaircissement nous avons obtenu un photocourant appréciable, jusqu'à 15 mA, ce qui permet d'avoir un bon rapport On/Off, laissant envisager que ce composant peut être utilisé pour réaliser des photocommutateurs, avec un temps de réponse déterminé principalement par le temps de transit des porteurs photogénérés et la distance interélectrodes, vu les faibles capacités obtenus dans les simulations.

## REFERENCES

1. Sze, S.M. and al, *Semiconductor Devices. Physics and Technology*. 2nd edition. 1981, New york: Wiley.
2. Malinowski, P.E., *III-V Ultraviolet Detectors for Space Applications*, in *Elektrotechnik (Esat) Afdeling Esat – Insys, Integrated Systems*, 2011, Katholieke Universiteit Leuven, Belgie.
3. Nasr, C., *Étude de la Capacité des Cellules Photovoltaïques à Base de Chlorophylle à Microcristalline par la Méthode Oscillographique à Basses Fréquences*, in *Physique*, 1993, Université Du Québec.
4. Guézo, S., *Microscopie à Emission d'électrons Balistiques (Beem): Etude des Propriétés Electroniques Locales d'hétérostructures*, in *Physique*, 2009, Université De Rennes 1.
5. Schroder, K., *Material and Device Characterization*. Third Edition, 2006 John Wiley & Sons.
6. Mathieu, H. and H. Fanet, *Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques*. 6e Edition, 2009, Paris: Dunod.
7. Berthoud, C., *Electronic Properties of Ideal and Engineered Metal/Semiconductor Interfaces*, 1998, Ecole Polytechnique Federale De Lausanne.
8. Dalven, R., *Introduction to Applied Solid State Physics : Topics in the Applications of Semiconductors, Superconductors, and Nonlinear Optical Properties of Solids*. 2nd Edition, 1990, New York: Plenum Press.
9. Rhoderick, E.H. and R.H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts*. 2nd Edition, 1988, Oxford: Clarendon Press.
10. Nedjedia, B., *Etude des Propriétés Electriques en Regime Statique d'une Structure Schottky*, in *Physique*, 2010, Université de Batna.
11. Harzallah, G., *Etude et Modélisation d'un Photodétecteur MSM à Base de ZnO*, in *Microsystème Et Instrumentation*, 2011, Université Mentouri de Constantine.

12. Balaraman, P.A., *Design, Simulation and Modeling of InP/GaAsSb/InP Double Heterojunction Bipolar Transistors*, in *Electronic*, 2003, University of Cincinnati.
13. Srivastava, S., *Simulation Study on InP – based Uni-traveling Carrier Photodiode*, in *Electronic*, 2003, University of Cincinnati.
14. Rhoderick, E.H., *Metal-semiconductor contacts*. Solid-State and Electron Devices, IEE Proceedings I, 1982. 129(1): p. 1.
15. Toumi, S., *Etudes des Composants Electroniques (Cellules Solaires, Diodes Schottky) en Utilisant les Algorithmes Genetiques et le Langage Vhdl Ams*, in *Physique*, 2012, Universite Ferhat Abbas-Setif.
16. Bethe, H.A., *Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers*, 1942, Massachusetts Institute of Technology. Radiation Laboratory: Radiation Laboratory.
17. Schottky, W. and E. Spenke, *Quantitative Treatment of the Space Charge and Boundary-layer Theory of the Crystal Rectifier*. Wiss. Veroff. Siemens-Werken, 1939. 18: p. 225-229.
18. Spenke, E., *Electronic Semiconductors* 1958, New York: McGraw-Hill.
19. Pearman, D., *Electrical Characterisation And Modelling Of Schottky Barrier Metal Source/Drain MOSFETs*, 2007, University of Warwick.
20. Vapaille, A. and R. Castagné, *Dispositifs Et Circuits Intégrés Semiconducteurs*. Physique et Technologie, 1987, Paris: Dunod.
21. Sze, S.M. and K.N. Kwok, *Physics of Semiconductor Devices*, 2007, New York: John Wiley & Sons.
22. Sze, S.M., D.J. Coleman, and A. Loya, *Current Transport In GaAs Metal-Semiconductor-Metal Structures*. Solid State Electron, 1971. 14: p. 1209.
23. Honkanen, K., *Fabrication and Modeling of Soi and GaAs Msm Photodetectors and a GaAs Based Integrated Photoreceiver*, in *Technologie*, 2001, Université de Technologie de Helsinki: Helsinki.

24. Honkanen, K.E., *A GaAs-based Photoreceiver Consisting of a Submicron Metal-Semiconductor-Metal Photodetector and High Electron Mobility Transistors*, 2002, Technische Universiteit Eindhoven.
25. Lee, Y.C. and al, *A Comparative Study of Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Photodiodes Based on GaN grown on Silicon*. Appl. Surf. Sci, 2005. 249(1-4): p. 91-96
26. Boumédiène, Z.A.D., *Contribution A L'étude De Photorécepteurs Rapides. Cas Du Photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal Sur Matériau III-V*, in *Optoélectronique*, 2012, Université Djillali Liabes De Sidi Bel Abbès.
27. Soole, J.B.D. and H. Schumacher, *InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors for Long Wavelength Optical Communications*. IEEE Journal Of Quantum Electronics, 1991. 27(3): p. 737-751.
28. Wohlmuth, W.A., et al., *High-Speed InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors with Thin Absorption Layers*. IEEE Photonics Technology Letters, 1997. 9(5): p. 654-656.
29. Dereniak, E.L. and D.G. Growe, *Optical Radiation Detectors* 1984, New York Wiley.
30. A.Sihvola and I. Lindell, *Sahkomagneetting Kenttateora : Dynaamiset Kentat* 1996, Tampere: Tammer-Paino Oy.
31. Ersoni, M., et al., *Optical Signal Distribution In Waveguide-Coupled Metal-Semiconductor-Metal Detector Arrays*. J. Lightwave Technol., 1997. 15.
32. Hong, W.P., et al., *Monolithically Integrated Waveguide-MSM-Detector-Hemt Amplifier Receiver For Long-Wavelength Systems*. IEEE Photon. Technol. Let., 1996. 3.
33. Matin, M.A., et al., *Very Low Dark Current InGaP/GaAs MSM Photodetector Using Semi Transparent And Opaque Contacts*. Electronics Letters, 1996. 32(8): p. 766-767.
34. Gao, W., et al., *InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodiodes With Transparents Cadmium Tin Oxide Schottky Contacts*. Applied Physics Letters, 1994. 65(15): p. 1930-1932.

35. Seo, J.W., et al., *Application Of Indium-Tin-Oxide With Improved Transmittance At 1.3 $\mu$ m For MSM Photodetectors*. IEEE Photonics Technology Letters. 5(11): p. 1313-1315.
36. Harari, J., J.P. Vilcot, and D. Decoster, *Metal Semiconductor Metal Photodetectors*. Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering. Vol. 12. 1999: Wiley
37. Wohlmuth, W.A., et al., *Ahigh-Speed ITO-InAlAs-InGaAs Schottky-Barriers Photodetector*. IEEE Photon. Technol. Lett, 1997. 9.
38. Decoster, D. and J. Harari, *Détecteurs Optoélectroniques*. Série Optoélectronique2002, Paris: Lavoisier
39. Michel, N., *Etude et Réalisation de Photodiodes-Guides Millimétriques de Puissance A 1.5 Microns*, in *Electronique*, 2004, Université des Sciences et Technologies de Lille.
40. Heuschel, C., *Fiber Optics Handbook*, 1983, Germany: Boblinger.
41. Kocot, G.B.C., et al., *Performances Simulations Of PIN And MSM Detectors*, in *Proceedings Of The Spie-The International Society For Optical Engineering*, 1994. p. 369
42. Cha, C., *Broad-band and scalable circuit-level model of MSM PD for co-design with preamplifier in front-end receiver applications*, in *Electrical and Computer Engineering*, 2004, Georgia Institute of Technology.
43. Lim, Y.C. and R.A. Moore, *Properties Of Alternately Charged Coplanar Parallel Strips By Conformal Mapping*. IEEE Trans. Electron. Device Lett., 1968. Ed-15: p. 173-180.
44. Ito, M. and O. Wada, *Low Dark Current Gaas Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Photodiodes Using Wsix Contacts*. IEEE J. Quantum Electron., 1986. Qe-22(7): p. 1073-1077.
45. Lee, Y., *Antenna Circuit Design*, MicroIDTM, 13.56 MHz Rfid System Design Guide, 1999. AN710.

46. W.C.Koscielniak, M.A. Littlejohn, and J.-L. Pelouard, *Analysis Of A GaAs Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Photodetector With 0.1-  $\mu\text{m}$  Finger Spacing*. IEEE, Electron Device Letters, 1989. 10(5): p. 209-211.
47. Figueroa, L. and C.W. Slayman, *A Novel Heterostructure Interdigitated Photodetector (Hip) With Picosecond Optical Response*. IEEE Electron Device Lett., 1981. EDL-2(8): p. 208-210.
48. Nakajima, K., et al., *Properties And Design Theory Of Ultrafast GaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetector With Symmetrical Schottky Contacts*. IEEE Trans. Electron Devices, 1990. 37(1): p. 31-35.
49. Salem, A.F. and K.F. Brennan, *Theoretical Study of the Response of InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors*. IEEE Journal Of Quantum Electronics, 1995. 31(5): p. 944-953.
50. Shi, C., et al., *High-performance undoped InP/n-In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As MSM photodetectors grown by LP-MOVPE*. IEEE Trans. Electron Devices, 1992. 39(5): p. 1028-1031.
51. M. El Besseghi, A. Aissat, D. Decoster, *Simulation of the Metal-Semiconductor-Metal photodetector based on InGaAs for the photodetection at the wavelength 1.55  $\mu\text{m}$* , Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 2014, 125(11): p. 2543-2546.
52. A.Temmar, et al., *Photodiode de type Métal Semiconducteur Métal (MSM) sur substrat d'InP*. Journal de Physique III France, 1996. 6: p. 1059-1073.
53. Böttcher, E.H., et al., *Ultra-Wideband (> 40 Ghz) Submicron InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetector*. IEEE Photon. Tech. Lett., 1996. 8(9): p. 1226-1228.
54. Zeghbrock, B.J.V., *105-GHz Bandwidth Metal-Semiconductor-Metal Photodiode*. IEEE Electron Device Letters, 1988. 9(19): p. 1226-1228.

## CHAPITRE 4 :

### OPTIMISATION DES PHOTOCOMMUTATEURS A BASE DE LIGNE COPLANAIRE INTRODUISANT DES PHOTODETECTEURS MSM MONO- ELECTRODE ET INTERDIGITES

#### 4.1. Introduction

Un photocommutateur est un composant qui a l'aptitude de modifier son impédance à partir d'une très grande valeur, à une très faible valeur en un court laps de temps avec une grande précision et répétition. Dans ce chapitre nous présentons la caractérisation et l'optimisation des photocommutateurs constitués d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM mono-électrode et interdigités dans la ligne centrale. Les coefficients de réflexion et de transmission,  $S_{11}$  et  $S_{21}$  respectivement, sont étudiés afin de mettre en évidence l'influence des différents paramètres géométriques de la ligne coplanaire et du photodétecteur MSM sur le comportement hyperfréquence du photocommutateur. Afin d'améliorer les performances, des nouvelles topologies des lignes coplanaires introduisant des tapers de formes plus complexes, linéaires, sinusoïdales, et exponentielles, ainsi que des resserrements des plans de masse autour de la ligne centrale sont proposés et étudiés. Avant d'entamer la partie simulation, nous présentons d'abord un état de l'art sur les photocommutateurs, le principe de fonctionnement du photocommutateur en question, le contexte du travail, ainsi que les différents éléments et paramètres entrainant en jeux, qui sont la théorie des lignes de transmission, les méthodes numériques de modélisation ainsi que différents logiciels commerciaux de simulation ... etc

#### 4.2. Photocommutateur : Etat de l'art

Le photocommutateur est considéré comme un dispositif de contrôle optique passif, Le premier photocommutateur a été réalisé en 1975 par D.H. Auston [1], il était constitué d'une ligne microruban interrompue, cette interruption dans la ligne est communément appelée gap. Le tout était réalisé sur un substrat en silicium très résistif, et alimentée en permanence par une tension continue comme le montre la figure 4.1 ci-dessous. Le principe de fonctionnement de ce dernier est le suivant : En l'absence de lumière, on parle de photocommutateur à l'état Off, dans ce cas, la résistance du gap empêche la transmission du signal et découple l'entrée de la sortie. Pour faire passer le commutateur à l'état On, une impulsion lumineuse de longueur d'onde  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$  éclaire le gap et crée une faible photorésistance en surface entre les rubans rétablissant ainsi la transmission. Pour ramener rapidement le photocommutateur à l'état Off une deuxième impulsion infrarouge de longueur d'onde  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  est appliquée sur le même gap. Cette fois-ci, grâce à longueur de pénétration qui est de l'ordre de l'épaisseur du substrat, une photorésistance est créée entre le ruban et le plan de masse arrière permettant de réaliser un court-circuit sur la ligne au niveau du gap et donc de rétablir rapidement l'état Off. L'ajustement de l'intervalle de temps entre les deux impulsions lumineuses, permet de contrôler la durée de l'impulsion électrique récoltée à la sortie de dispositif.

Le même principe a été appliqué par la suite pour la commutation de signaux microondes [2]. Afin de s'affranchir de la nécessité de disposer de deux longueurs d'onde afin de basculer d'un état à l'autre, R. Castagné et al ont introduit l'utilisation des lignes en technologie guide d'onde coplanaire au lieu des lignes microruban [3], et ceci du fait que dans les lignes coplanaires les plans de masse et le ruban central se trouvent sur la même surface, et donc il suffit juste de créer un court circuit en surface, soit entre les deux rubans centraux (état On), soit entre le ruban centrale et un des plans de masses latéraux (état Off).

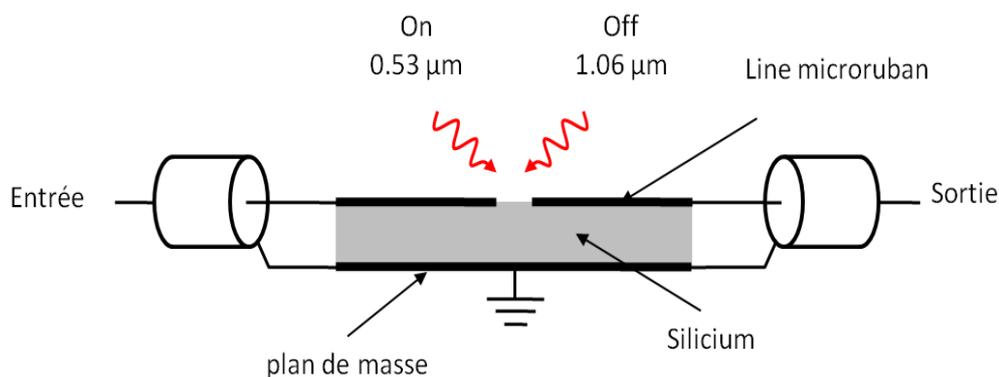


Figure 4.1 : Premier photocommutateur en technologie microruban présenté par D.H. Auston

Le principal problème dans ces premiers commutateurs était la fréquence de répétition. Ceci est en effet dû à la durée de vie des porteurs dans le silicium, puisque une nouvelle commutation n'est possible qu'une fois que les porteurs créés par la deuxième impulsion se sont recombines. Pour remédier à ce problème, l'idée était donc d'utiliser des substrats qui possèdent des durées de vie des porteurs plus courtes, tels que le GaAs [4] ou l'InP [5], ce qui a permis d'augmenter nettement la fréquence de répétition. Cependant, dans ce cas, la durée de l'impulsion électrique en sortie n'est plus contrôlée par l'intervalle de temps entre les deux impulsions lumineuses, mais plutôt par la durée de vie des porteurs dans le substrat. Par la suite, et en se basant sur la même idée, différents matériaux ont été utilisés pour fabriquer des photocommutateurs tel que le silicium amorphe [6], le  $\text{CdS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  [7], le GaP [8], le silicium sur saphir [9], le Ge [10], le CdS [11] et le diamant [12]. Tous ces matériaux bénéficient à la fois d'une courte durée de vie et d'une haute résistivité. Ils combinent ainsi la vitesse de commutation, la fréquence de répétition élevée et les faibles pertes de propagation sur les lignes.

En plus des critères cités précédemment, un autre facteur très important doit aussi être pris en considération, c'est le rapport On/Off mesuré généralement en dB. Les photocommutateurs à gap présentent, sur ce point, trois principaux

inconvenients. Tout d'abord, la capacité du gap limite le fonctionnement en hautes fréquences. Ensuite, une transmission résiduelle dans l'état Off limite le rendement du photocommutateur. Enfin, le signal non transmis est, en majeure partie réfléchi, perturbant ainsi les éléments du côté de l'entrée de commutateur. Pour corriger ces inconvenients et améliorer les performances du photocommutateur, un gap interdigité a été proposé et réalisé dans [13]. Cette géométrie permet de réduire la capacité du gap et d'augmenter la surface effectivement éclairée, entraînant une augmentation du rapport On/Off et une amélioration du rendement du photocommutateur.

Une autre solution apportée dans [14] et [15] réside dans l'utilisation des coupleurs quart d'onde comme photocommutateurs. En éclairant convenablement la zone de couplage, la transmission résiduelle au niveau de l'accès isolé d'une telle structure est sensiblement augmentée. Cette technique permet notamment de s'affranchir des effets capacitifs des gaps qui limitent le fonctionnement en hautes fréquences. Toutefois, la valeur élevée des pertes d'insertion à l'état On, est un inconvenient majeur [16]. Utilisant le même principe, des guides métalliques ont été utilisés pour commuter des signaux dans la bande 30-35GHz. L'Arséniure de Gallium (GaAs) est inséré dans le guide, et éclairé par impulsion laser, ce qui permet la création de paires électron trou modifiant ainsi la constante diélectrique du semiconducteur et donc permet d'atténuer la transmission du signal hyperfréquence [17].

Parmi les axes de recherche qui ont été également exploités, on trouve les travaux visant à la réalisation de circuits optiques et microondes sur un substrat unique. L'intégration monolithique de guides optiques et de circuits microélectroniques ou microondes a été explorée dans [18] et [19]. Toujours dans le même objectif, on pourra citer les travaux de Stéphanie Chouteau dans [20] portant sur l'intégration de la commande optique d'un commutateur microonde en technologie coplanaire sur silicium. Le composant développé était constitué d'une ligne coplanaire interrompue par un gap semiconducteur de quelques micromètres et d'un guide intégré sous cet élément photoconducteur, comme présenté sur la figure 4.2.

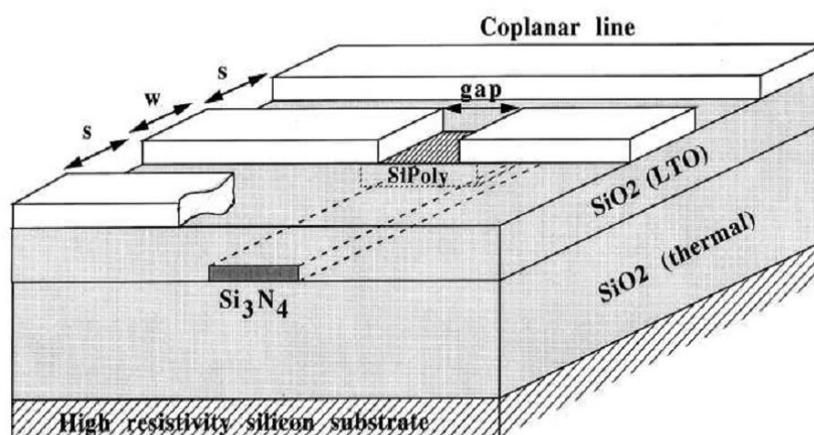


Figure 4.2 : Illustration du photocommutateur avec guide optique réalisé dans [20]

Pour évaluer indépendamment les performances de chacun des éléments, Stéphanie Chouteau a mené en parallèle la caractérisation de guides optiques et de lignes coplanaires sur silicium. Le silicium standard et ses dérivés diélectriques se prêtent relativement bien à la réalisation de guides optiques intégrés. En revanche, une transmission hyperfréquence à faibles pertes impose l'utilisation d'un substrat très résistif. Après la conception et la réalisation de plusieurs prototypes intermédiaires, cette étude a démontré la commutation du signal microonde sur une gamme de fréquences allant de 1 à 10 GHz. Un rapport On/Off de 9 dB à 1 GHz et de 3 dB à 10 GHz a été obtenu, pour une puissance optique intégrée effective égale à 2 mW. Ces performances sont identiques à celles obtenues par un éclairage classique du gap, démontrant l'efficacité de la commande optique intégrée.

Nous pourrions également citer les travaux réalisés dans [21]; portant sur l'utilisation d'un photocommutateur à base de GaAs basse température pour la fonction d'échantillonnage. Les composants utilisés pour cette étude étaient des lignes coplanaires interrompues de très faibles dimensions, un gap de 1.8  $\mu\text{m}$  pour une largeur de ligne de 4.1  $\mu\text{m}$ . L'objectif de cette étude est en fait de réaliser un mixte entre ces deux derniers composants, à savoir utiliser un guide optique de faibles dimensions couplé à une ligne coplaire interrompue dont les dimensions

seraient également très faibles. Toujours pour réaliser la fonction d'échantillonnage, on pourra aussi mentionner les travaux de R. Urata dans [22], ce dernier a utilisé deux photocommutateurs MSM commandés par un laser à afin de réaliser un échantillonneur-bloqueur différentiel.

Dans les résultats plus récents, nous pouvons citer les travaux du Laboratoire d'Electronique et Electromagnétisme de l'Université de Paris 6 dans [23] et [24], ainsi que les travaux de l'Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique et le Laboratoire d'Hyperfréquence et de Caractérisation au sein de l'Université de Savoie menés par Jean Marie Delord, Jean-François Roux et Jean-Louis Coutaz dans [25,26] et [27], visant l'utilisation des photocommutateurs à base de GaAs-BT pour l'échantillonnage rapide. Les travaux de Jean Marie Delord ont porté d'abord sur des études de modélisation afin de concevoir et d'optimiser un photointerrupteur dans un premier temps. Puis dans un deuxième temps, des séries de caractérisation ont été réalisées sur différents photocommutateurs de conception et fabrication diverses, avec des largeurs de gap allant de 50 à 150  $\mu\text{m}$ , et des puissances optiques allant de quelque mW à quelques dizaines de mW.

Et pour terminer, nous pouvons citer les travaux réalisés à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie de l'Université des Sciences et Technologies de Lille 1, notamment ceux d'Antoine Pagies sous la direction de Didier Decoster dans [28], L'objectif était d'explorer la possibilité de fabriquer un nanophotocommutateurs avec optique intégrée permettant de répondre aux besoins en terme d'échantillonnage optique de signaux hyperfréquence. Les photocommutateurs fabriqués étaient constitués d'une ligne coplanaire interrompue, sur un substrat à base de GaAs semi-isolant ou GaAs basse température. L'interruption de taille submicronique, peut être éclairée soit par le dessus avec une fibre optique ou à l'aide d'un guide optique intégré, dès lors, un rapport On/Off de 32 dB a été mesuré à 20 GHz, et des pertes d'insertion hyperfréquence de 6.5 dB. Concernant la partie optique intégrée, le choix a été porté sur l'utilisation des nano-guides avec un cœur à base de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  enterré dans

une matrice de  $\text{SiO}_2$ , ainsi, un rapport On/Off supérieur à 25 dB a été mesuré jusqu'à 20 GHz.

#### 4.3. Principe de fonctionnement

Schématiquement le dispositif fonctionne comme un interrupteur commandé optiquement. Dans sa forme la plus simple, celui-ci est représenté par une ligne hyperfréquence interrompue. Lorsque que cette interruption est éclairée par un faisceau optique dont l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de bande d'interdite du semiconducteur sur lequel est construite la ligne coplanaire (GaAs-BT), la ligne devient passante par photoconduction (Etat On). A l'inverse, en obscurité, le signal est réfléchi (Etat Off), le principe de fonctionnement du photocommutateur est illustré sur la figure 4.3.

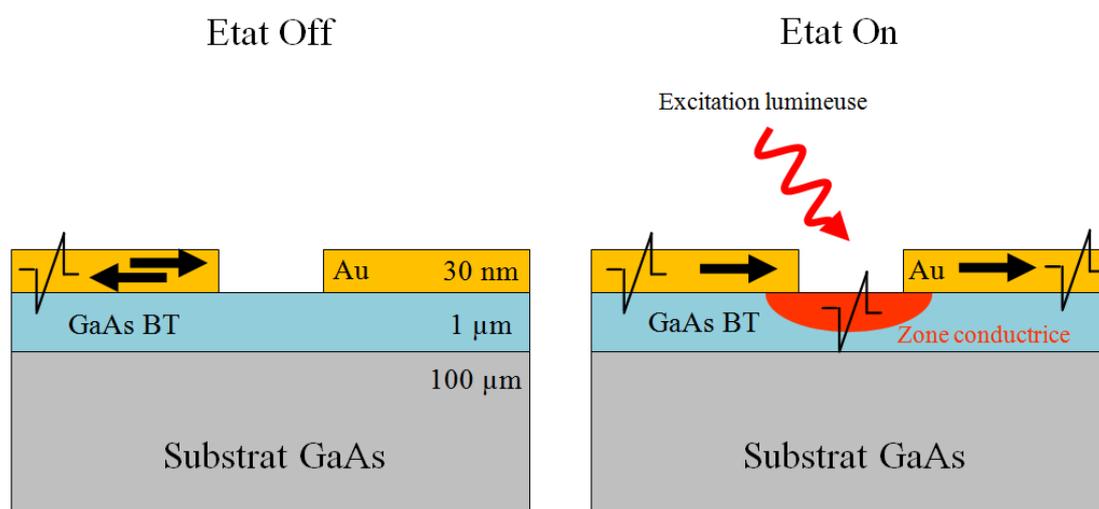


Figure 4.3 : Principe de fonctionnement du photocommutateur

L'interruption peut être modélisée en première approximation, par une photorésistance en parallèle avec une capacité (modèle d'Auston [1]) figure 4.4. En obscurité, le photocommutateur se comporte alors essentiellement comme une capacité, l'isolation hyperfréquence est d'autant plus forte que la fréquence du signal est faible. Sous éclairissement, le photocommutateur se comporte comme une résistance, le niveau du signal ne dépend pas de sa fréquence. Le but étant

d'augmenter l'isolation à l'état Off et de diminuer les pertes d'insertions à l'état On (figure 4.5).

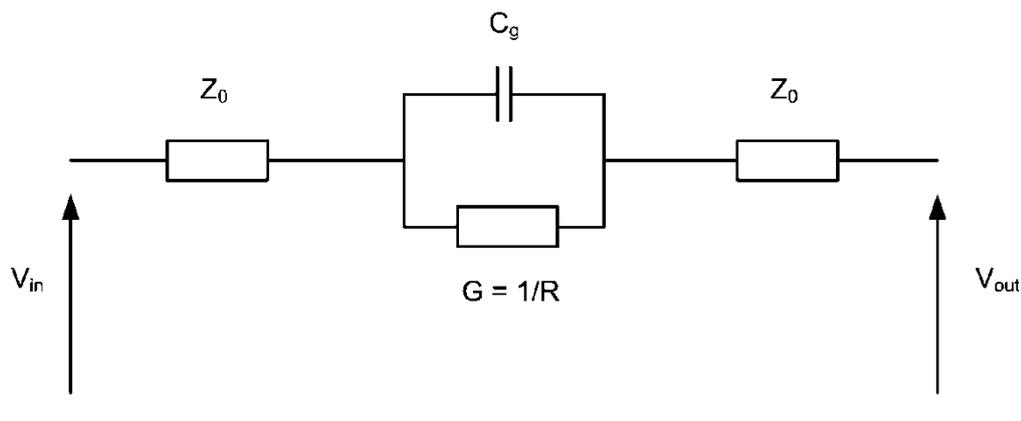


Figure 4.4 : Modèle de photocommutateur présenté par Auston

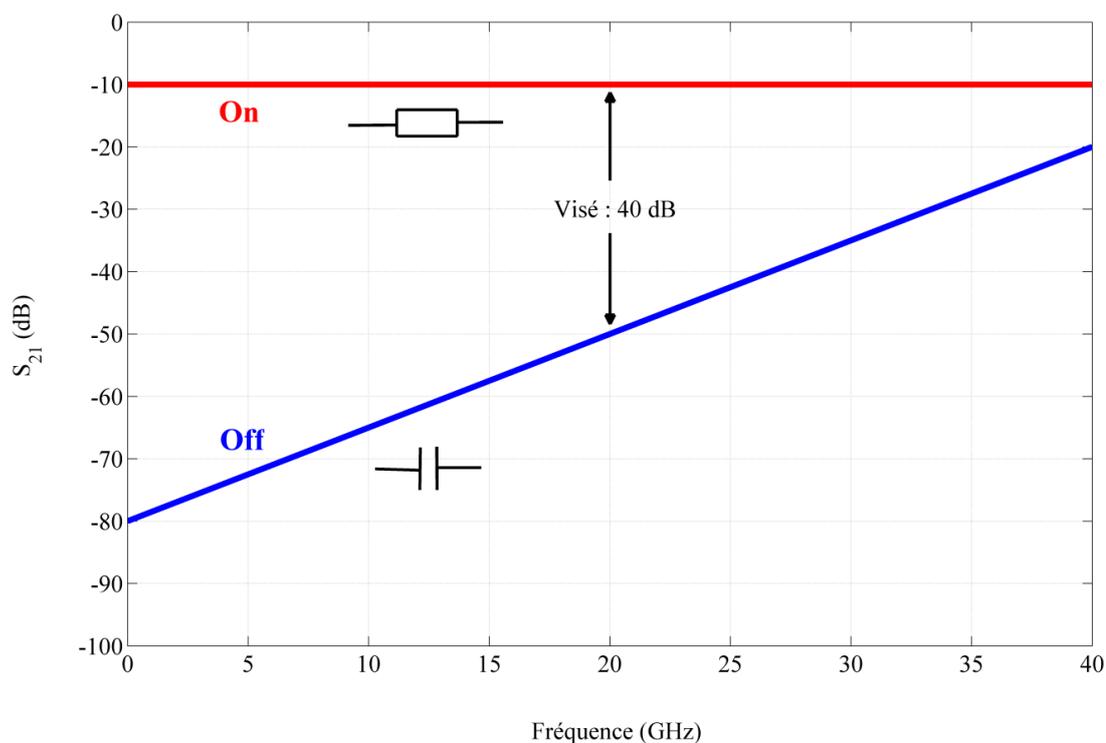


Figure 4.5 : Comportement schématique hyperfréquence du photocommutateur à l'état Off (en bleu) et à l'état On (en rouge)

#### 4.3.1. Choix du matériau : GaAs BT

Le développement des circuits à transistors MESFET sur GaAs a nécessité de disposer de matériaux semi-isolants afin d'isoler électriquement les composants entre eux et d'augmenter la tension de claquage des transistors. A partir des années 70, il était possible d'obtenir des substrats semi-isolants par dopage au chrome. A la fin des années 80, les substrats d'épitaxie ont été remplacés par les substrats semi-isolants intrinsèques (méthode Czochralski). En effet, dans le GaAs intrinsèque, les impuretés résiduelles génèrent un niveau accepteur proche de la bande de valence. La température ambiante est suffisante pour que des électrons passent de la bande de valence au niveau accepteur, dès lors, il peut se créer un courant même hors éclairage. Dans le cas des matériaux Czochralski intrinsèques, le donneur profond est un défaut natif correspondant à l'antisite d'arsenic. Sa concentration ( $10^{14}$  à  $10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ ) est suffisante pour obtenir des résistivités de  $10^6$  à  $10^8$   $\Omega\cdot\text{cm}$  mais l'inhomogénéité des propriétés électriques du substrat (due à l'inhomogénéité de la distribution des défauts et à la présence de dislocations) a entraîné la recherche de solutions épitaxiales, présentant des caractéristiques plus contrôlables [29].

C'est en 1988 que Smith et al [30] ont découvert qu'en réduisant la température atteinte par le substrat lors de la croissance par EJM (Epitaxie par Jet Moléculaire) du GaAs, le matériau obtenu, une fois recuit, était semi-isolant. Un important travail de recherche a été mené dans de nombreux laboratoires afin de mieux comprendre les propriétés de ce matériau, le GaAs Basse Température (GaAs BT). Les premières études ont montré une forte influence de la température de croissance (généralement entre 200 et 300°C au lieu de 600°C) et des conditions de recuit thermique (typiquement entre 400 et 800°C) sur les propriétés électriques [31]. Kaminska et al [32,33] ont établi que, durant la croissance, l'arsenic incorporé en excès induit une forte densité de défauts ponctuels : atomes en site substitutionnel (AsGa), en site interstitiel (Asi), lacunes de gallium (VGa) [34]. Quand le GaAs BT est recuit, les antisites d'arsenic migrent via les lacunes de gallium et des précipités se forment [35]. La taille des précipités varie avec la température de recuit. Ainsi pour un recuit de 20 secondes entre 580 °C et 950 °C, la taille des précipités varie entre 7 nm et 35 nm.

La forte résistivité du GaAs basse température est généralement attribuée aux défauts ponctuels liés au GaAs qui, comme dans le cas de substrats semi-isolants Czochralski, présentent un niveau donneur profond qui vient compenser naturellement le niveau accepteur superficiel [31]. Dans le GaAs BT la densité d'antisites neutres  $[\text{AsGa}]$  est de l'ordre de  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  et celle d'antisites ionisés  $[\text{AsGa}]^+$  est d'environ  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . On peut cependant noter que Warren et al [36] ont proposés un modèle alternatif afin d'expliquer les propriétés électriques du GaAs BT. Selon ce modèle, le caractère semi isolant du GaAs BT est dû au recouvrement des zones de déplétion qui se créent autour des précipités d'arsenic.

Outre les propriétés purement électriques de ce matériau, le GaAs BT possède des caractéristiques extrêmement attractives pour une utilisation en optoélectronique rapide. En effet, le niveau profond constitue un centre de recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) [37] et la grande concentration de défauts conduit à un temps de vie ultra-bref des électrons de l'ordre ou inférieur à la picoseconde. Enfin, la mobilité des photoélectrons reste très bonne ( $130\text{-}150 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ) malgré la grande quantité de défauts.

L'ensemble de ces propriétés (temps de vie ultracourt, faible résistivité sous éclaircissement, grande résistivité en obscurité) fait du GaAs BT un matériau idéal pour la réalisation des photocommutateurs rapides [38].

#### 4.4. Contexte de travail

L'objectif ultime de ce travail est le développement d'un composant opto-hyperfréquence pour l'échantillonnage de signaux hyperfréquence, et ce afin de répondre aux besoins en termes d'applications radars. En effet, pour ces applications les dispositifs de conversion analogiques/numériques, donc les dispositifs d'échantillonnage du signal, sont des éléments clés.

Le radar (radio detection and ranging) ou système de détection et de télémétrie par ondes radio, est un dispositif émettant et recevant des ondes électromagnétiques, utilisé afin de localiser des objets (ou cibles) dans l'espace et déterminer leur distance. Le radar n'indique pas seulement la présence et la distance d'un objet éloigné, mais peut également déterminer sa position dans l'espace, sa taille, sa forme ainsi que sa vitesse et sa direction.

Le radar se compose d'un émetteur, d'une antenne, d'un récepteur, d'une unité de calcul et d'un dispositif de visualisation. Son récepteur doit amplifier et mesurer le signal reçu dont le niveau est extrêmement faible à une fréquence relativement haute (en bande X). Le traitement et l'interprétation de ce signal ne pouvant se faire à cette fréquence, ce signal est transposé et amplifié par un circuit superhétérodyne, à une fréquence intermédiaire, puis ré-amplifié de manière classique, avant d'être numérisé au moyen d'un convertisseur analogique-numérique. Les signaux convertis sont alors traités par un ordinateur et le résultat de ces calculs est présenté à l'utilisateur à l'aide d'un dispositif de visualisation.

Dans ce cadre, le dispositif d'échantillonnage à base de photocommutateur, pourrait être utilisé afin de réaliser l'échantillonnage du signal reçu par le radar directement sur sa porteuse, sans transposition en fréquence intermédiaire, le but visé n'est donc rien d'autres que la simplification de la structure de chaîne de réception des systèmes radars comme le montre la figure 4.6. Les bénéfices attendus peuvent être résumés par ces quatre points :

- Diminution du bruit en bout de chaîne.
- Gain de place et de poids.
- Gain d'énergie.
- Diminution du coût.

Ceci avec une contrainte capitale qu'il faut prendre en considération, est que le rapport On/Off du photocommutateur doit être supérieur ou à la limite égale à 40 dB à 20 GHz, fréquence de fonctionnement du dispositif.

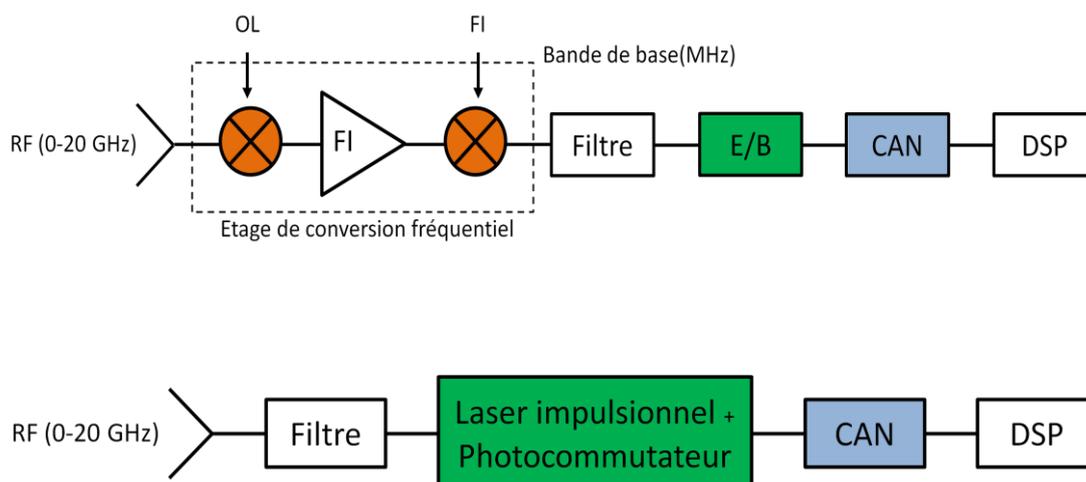


Figure 4.6 : Simplification de la chaîne de réception des systèmes radars

#### 4.5. Lignes de transmission

Une ligne de transmission est un ensemble d'un, deux ou plusieurs conducteurs acheminant un signal électrique, d'une source, appelé l'émetteur, vers une charge, appelé récepteur. Elles peuvent également être utilisées pour réaliser des filtres, des transformateurs d'impédance, des coupleurs, des lignes à retard ... etc. Une ligne de transmission est caractérisée par son impédance caractéristique, sa constante d'affaiblissement (qui précise les pertes dans la ligne), et la vitesse de propagation des signaux, qui dépend du diélectrique utilisé. Les lignes de transmission les plus courantes sont:

- Câble coaxial

Le câble coaxial est une ligne de transmission, utilisée en hautes fréquences, composée d'un câble à deux conducteurs. L'âme centrale, qui peut être mono-brin ou multi-brins (en cuivre ou en cuivre argenté, voire en acier cuivré), est entourée d'un matériau diélectrique (isolant). Le diélectrique est entouré d'une tresse conductrice (ou feuille d'aluminium enroulée), appelée blindage, puis d'une gaine isolante et protectrice (figure 4.7). Ce type de câble est utilisé pour la transmission de signaux numériques ou analogiques à haute ou basse fréquence. L'invention

est attribuée à l'américain Herman Affel (1893-1972) dont le brevet est accepté le 8 décembre 1931 [39].



Figure 4.7 : Câble coaxial

- Lignes bifilaires

Une ligne bifilaire est une ligne de transmission constituée de deux fils parallèles séparés par un isolant (figure 4.8). La ligne bifilaire a été utilisée pour relier une antenne de réception TV à un téléviseur, le câble coaxial la remplace depuis longtemps. Elle est économique, mais souffre de plusieurs inconvénients par rapport à son concurrent, elle doit être placée suffisamment loin des murs, gouttières ... etc. car la présence d'objets, surtout métalliques, influence la propagation du signal dans la ligne, en émission haute fréquence, lorsque la distance entre les conducteurs n'est plus négligeable par rapport à la longueur d'onde du signal se propageant dans la ligne, la ligne rayonne si le couplage externe n'est pas symétrique, ce qui provoque des pertes s'ajoutant à celles dues à la résistance des fils et aux pertes dans le diélectrique. Une des solutions est parfois de torsader légèrement la ligne.

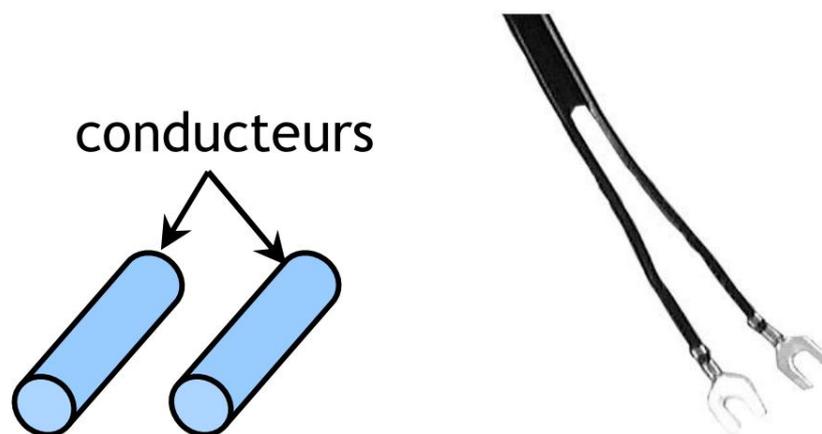


Figure 4.8 : lignes bifilaires

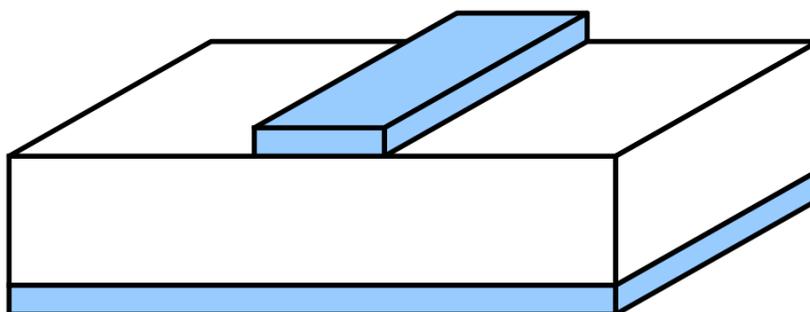


Figure 4.9 : Ligne microruban

- Lignes microruban

Une ligne microruban (microstrip) est constituée d'un ruban conducteur placé sur une face d'un matériau diélectrique, dont l'autre face constitue un plan de masse (figure 4.9) [40]. De nombreuses études ont montré qu'une telle ligne de transmission est le siège d'une onde se propageant en mode quasi-TEM (Transverse Electro-Magnetic), c'est à dire que les champs électriques et magnétique sont perpendiculaires à l'axe de la ligne selon lequel s'effectue la propagation. Le procédé technologique mis en œuvre pour la réalisation des motifs est relativement simple, toutefois il comporte un certain nombre d'inconvénients. En effet, si la connexion des composants en série reste simple, il n'est pas de même pour leur implantation en parallèle, compte tenu de la présence du plan de masse en face arrière.

- Lignes coplanaire

La ligne de transmission coplanaire, dite aussi guide coplanaire et notée CPW (Coplanar Waveguide), est un élément incontournable dans la conception des circuits intégrés. Elle a été proposée pour la première fois comme une alternative à la ligne microruban par Wen en 1969 [41]. Elle est constituée de trois rubans métalliques placés sur le même plan à une distance constante du substrat diélectrique. Le conducteur central véhicule le signal micro-onde. Les deux rubans latéraux servent de plans de masse et sont séparés du signal par des fentes coplanaires. La figure 4.10 représente le schéma d'une ligne de transmission coplanaire sur un substrat diélectrique. 'W' représente la largeur du conducteur central, 'S' la largeur de la fente coplanaire, 'W<sub>g</sub>' la largeur des deux plans de masse, 'H<sub>s</sub>' l'épaisseur du substrat et 't' l'épaisseur des conducteurs métalliques.

La ligne de transmission coplanaire présente plusieurs avantages par rapport à la ligne microruban. Elle permet de s'affranchir des procédés technologiques, face arrière utilisés pour la réalisation des lignes microruban et donc de réduire le coût de fabrication. Elle présente aussi une souplesse de conception et de réalisation. Elle montre également une facilité d'intégration avec d'autres circuits, sans avoir

recours aux vis métalliques grâce à son caractère uni-planaire. De plus, elle facilite la réalisation des circuits complexes comme les filtres et les isolateurs.

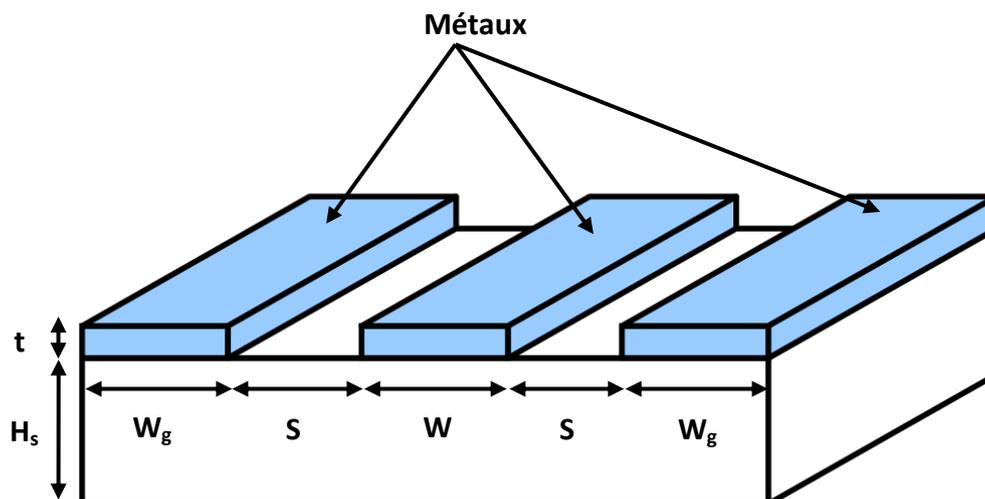


Figure 4.10 : Schéma d'une ligne coplanaire

D'un point de vue électromagnétique, ce type de ligne peut supporter deux modes fondamentaux de propagation (figure 4.11), le premier est un mode coplanaire, qui est un mode impair quasi-TEM. Ce type de mode est très peu dispersif, donc intéressant pour notre application (photocommutateur). Le second est un mode fente, mode pair fortement dispersif. Ce mode apparaît lorsque la ligne présente par exemple des discontinuités, entraînant un rayonnement.

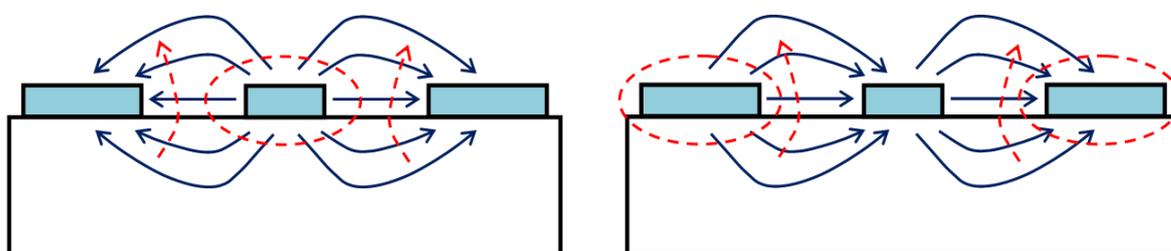


Figure 4.11 : Modes fondamentaux de propagation d'une ligne coplanaire (Champ électrique en bleu, champ magnétique en rouge). A gauche, mode coplanaire, très peu dispersif. A droite, mode fente, très dispersif

Il existe trois mécanismes principaux engendrant des pertes dans les lignes de transmission coplanaires. Les pertes ohmiques  $\alpha_c$  dans les conducteurs métalliques, les pertes diélectriques  $\alpha_d$  dans le substrat, et les pertes radiatives  $\alpha_r$ . L'atténuation totale  $\alpha_T$  est donnée par la somme de ces trois types de pertes.

- Pertes ohmiques

Ces types de pertes au sein d'une ligne coplanaire sont proportionnels à la résistance  $R_s$  des conducteurs métalliques de la ligne. Cette résistance peut-être considérée comme surfacique car la propagation du signal se fait principalement dans l'épaisseur de peau  $\delta$ .  $R_s$  peut être exprimée suivant la formule suivante :

$$R_s = \sqrt{\pi f \mu \rho_c} = \frac{1}{\sigma_c \delta} \quad (4.1)$$

où  $\sigma_c$  est la conductivité du métal,  $\mu$  sa perméabilité magnétique et  $\delta$  l'épaisseur de peau. Les pertes ohmiques sont dépendantes de la géométrie des lignes coplanaires ainsi que de la fréquence.

Pour minimiser ce type de pertes, il existe plusieurs solutions. La première consiste à utiliser un métal ayant une très bonne conductivité tel que le cuivre ou l'or, ainsi que des épaisseurs relativement grandes. En effet, les pertes ohmiques diminuent avec l'augmentation de l'épaisseur des conducteurs métalliques. En revanche cette diminution tend à stagner à mesure que l'épaisseur augmente (3 à 4 fois l'épaisseur de peau).

- Pertes diélectriques

Les pertes diélectriques dépendent principalement des paramètres intrinsèques du matériau utilisé. Ces pertes sont liées à la fois au facteur de pertes ( $\tan \delta$ ) du matériau diélectrique et à la résistivité de celui-ci [42]. Dans le cas du GaAs-BT, les pertes diélectriques sont relativement faibles puisque le coefficient de tangente de pertes est de l'ordre de 0.006 et la résistivité de l'ordre de  $2 \cdot 10^7$  Ohms.cm<sup>-1</sup>.

En outre, contrairement aux pertes métalliques (proportionnelles à la racine carrée de la fréquence), les pertes diélectriques varient linéairement avec la fréquence. Leur contribution dans les pertes globales devient donc prédominante dans le domaine micro-onde.

- Pertes radiatives

Ce type de pertes dans une ligne coplanaire correspond à une dissipation de l'énergie électromagnétique dans le substrat. Celles-ci apparaissent lorsque la fréquence est supérieure à 200 GHz [43,44] et peuvent aussi apparaître localement au niveau des discontinuités [40]. Dans notre cas, la plage de fréquence utilisée est 0-40 GHz, donc bien en deçà de la fréquence limite de ces pertes.

C'est pour toutes les raisons citées précédemment, que les lignes coplanaires ont été choisies pour être utilisées afin de réaliser des photocommutateurs, servant pour l'échantillonnage des signaux hyperfréquence, à la fréquence de 20 GHz.

#### 4.5.1. Modélisation de la ligne de transmission

La différence principale entre la théorie des circuits et la théorie des lignes de transmission est la taille électrique. L'analyse de type circuit suppose que les dimensions physiques d'un réseau sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde électrique, alors que les lignes de transmission peuvent être une petite fraction de longueur d'onde, voire plusieurs longueurs d'onde [45]. Une ligne de transmission est donc un réseau distribué de paramètres où les tensions et les courants peuvent varier en amplitude et en phase le long de la ligne.

En basse fréquence lorsque la longueur d'onde est grande devant la longueur de la ligne, la différence de potentiel entre les deux conducteurs est la même tout au long de la ligne. Par contre en haute fréquence lorsque la longueur d'onde est petite ou comparable à la longueur de la ligne, ce n'est plus le cas. Ce

phénomène a été mis en évidence par le physicien allemand Heinrich Rudolf Hertz sur la ligne bifilaire [46].

En haute fréquence une ligne de transmission peut se modéliser à l'aide de quatre paramètres, qui constituent le modèle à constantes réparties [47]. La Figure 4.12 montre une ligne de transmission qui est souvent représentée schématiquement comme une ligne bifilaire ainsi que le modèle équivalent. Il n'est valable que pour une longueur infinitésimale de ligne, à condition que la longueur  $L$  de la ligne de transmission soit inférieure ou égale au dixième de la longueur d'onde guidée  $\lambda_g$  ( $L \leq \lambda_g / 10$ ).

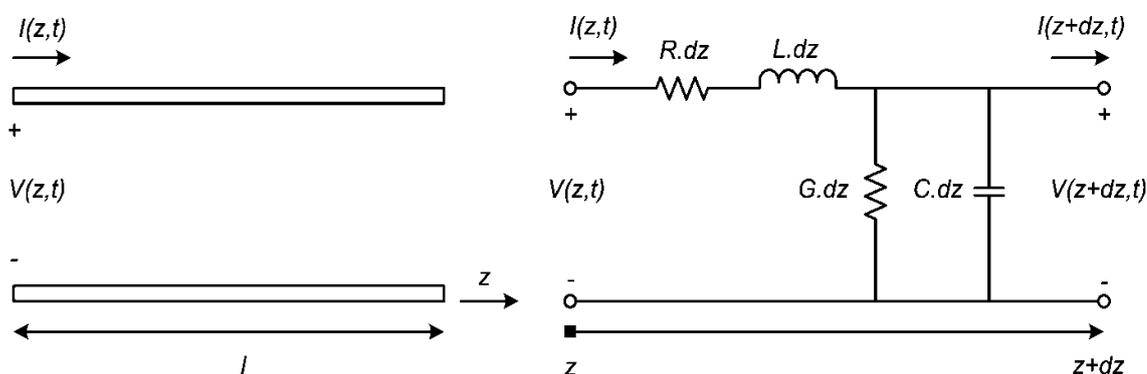


Figure 4.12 : Définition de la tension et du courant sur une ligne bifilaire ainsi que le circuit équivalent pour une longueur infinitésimale de la ligne. (a) Définition de la tension et du courant sur une ligne bifilaire. (b) modèle électrique équivalent

L'onde électromagnétique peut se propager grâce aux échanges d'énergie électrique et d'énergie magnétique. Ces effets se modélisent respectivement par la présence d'une capacité linéique  $C$  et une inductance linéique  $L$ . La capacité linéique  $C$  dépend de l'écart entre les deux conducteurs, du diamètre des conducteurs et de la permittivité du diélectrique et s'exprime en Farad/m. L'inductance linéique  $L$  dépend du diamètre des conducteurs, de l'écart entre les deux conducteurs et de la perméabilité des matériaux et s'exprime en Henry/m. La capacité et l'inductance modélisent les effets de propagation dans la ligne. Les

pertes par effet de Joule sont modélisées par une résistance linéique  $R$ , qui est due aux pertes ohmiques dans les conducteurs ; résistance qui dépend des diamètres et matériaux des conducteurs et s'exprime en ohms/m. La conductance linéique  $G$  traduit les pertes dues au diélectrique. Elle dépend de la capacité linéique et de l'angle de perte du diélectrique et s'exprime en Siemens/m.  $R$  et  $G$  représentent les pertes [46].

Les paramètres du modèle à constantes réparties sont appelés paramètres primaires. Ces quatre paramètres suffisent pour modéliser le comportement d'une ligne de transmission en haute fréquence. Cependant certains paramètres sont sensibles aux variations de la fréquence. D'une façon générale, l'inductance et la capacité linéique dépendent de la fréquence jusqu'à environ 1 GHz. La résistance linéique augmente lorsque la fréquence augmente et la conductance linéique augmente également avec la fréquence mais reste négligeable en dessous de 1 MHz. Les valeurs des paramètres par unité de longueur peuvent être obtenues, soit analytiquement, si la configuration est connue, soit numériquement.

À partir du circuit de la figure 4.12, en appliquant les lois de Kirchhoff sur la tension, on obtient :

$$V(z,t) - R\partial z I(z,t) - L\partial z \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} - V(z+\partial z,t) = 0 \quad (4.2)$$

De même, les lois de Kirchhoff sur le courant :

$$I(z,t) - G\partial z V(z+\partial z,t) - C\partial z \frac{\partial V(z+\partial z,t)}{\partial t} - I(z+\partial z,t) = 0 \quad (4.3)$$

À partir des équations (4.2) et (4.3) et prenant la limite, on obtient les équations différentielles décrivant l'évolution de la tension et du courant instantané le long de la ligne de transmission:

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = -RI(z,t) - L\frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -GV(z,t) - C \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} \quad (4.5)$$

Si on dérive chacune des expressions (4.4) et (4.5) par rapport à la variable  $z$ , on obtient :

$$\frac{\partial V^2(z,t)}{\partial z^2} = -R \frac{I(z,t)}{\partial z} - L \frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial t \partial z} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial I^2(z,t)}{\partial z^2} = -G \frac{V(z,t)}{\partial z} - C \frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t \partial z} \quad (4.7)$$

Ces équations sont appelées équations des télégraphistes ou équations de propagation [48].

#### 4.5.2. Solution des équations de propagation

##### a. Analyse fréquentielle

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la résolution des équations de propagation en régime harmonique. Dans ce cas nous supposons que les sources d'excitation sont sinusoïdales. La tension et le courant s'écrivent :

$$V(z) = |V(z)| \cos(\omega t + \phi) = |V(z)| e^{j\omega t} e^{j\phi} \quad (4.8)$$

$$I(z) = |I(z)| \cos(\omega t + \phi) = |I(z)| e^{j\omega t} e^{j\phi} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = |V| j\omega e^{j\omega t} e^{j\phi} = j\omega V(z) \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} = |I| j\omega e^{j\omega t} e^{j\phi} = j\omega I(z) \quad (4.11)$$

En régime harmonique, en remplaçant  $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$  les équations (4.4) et (4.5) peuvent s'écrire :

$$-\frac{\partial V}{\partial z} = RI + j\omega LI = (R + j\omega L)I \quad (4.12)$$

$$-\frac{\partial I}{\partial z} = GV + j\omega CV = (G + j\omega C)V \quad (4.13)$$

Une deuxième dérivée permet d'obtenir :

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = (R + j\omega L)\frac{\partial I}{\partial z} \quad (4.14)$$

$$-\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = (G + j\omega C)\frac{\partial V}{\partial z} \quad (4.15)$$

À partir de (4.14) et (4.15) et les relations (4.12) et (4.13) on écrit :

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = (R + j\omega L)(G + j\omega C)V \quad (4.16)$$

$$-\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = (R + j\omega L)(G + j\omega C)I \quad (4.17)$$

On définit la constante de propagation complexe :

$$\gamma^2 = (R + j\omega L)(G + j\omega C) \quad (4.18)$$

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (4.19)$$

Cette constante de propagation fait intervenir le coefficient d'affaiblissement de la ligne  $\alpha$  exprimé en Neper/m et une constante de phase  $\beta$  exprimée en rad/m. À partir de (4.18) et (4.19) on peut définir :

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{RG - \omega^2 LC + \left[ (R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2) \right]^{1/2}} \quad (4.20)$$

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-RG + \omega^2 LC + \left[ (R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2) \right]^{1/2}} \quad (4.21)$$

La solution des équations différentielles (4.16) et (4.17) est :

$$V(z) = V_i^+ e^{-\gamma z} + V_r^- e^{+\gamma z} \quad (4.22)$$

$$I(z) = I_i^+ e^{-\gamma z} - I_r^- e^{+\gamma z} \quad (4.23)$$

$V_i^+$ ,  $V_r^-$ ,  $I_i^+$  et  $I_r^-$  : sont des termes complexes représentant respectivement la tension incidente et réfléchi et le courant incident et réfléchi. La forme des solutions dans le domaine complexe se réduit à :

$$V(z,t) = \left( V_i^+ e^{-\gamma z} + V_r^- e^{+\gamma z} \right) e^{j\omega t} \quad (4.24)$$

$$I(z,t) = \left( I_i^+ e^{-\gamma z} - I_r^- e^{+\gamma z} \right) e^{j\omega t} \quad (4.25)$$

$$V(z,t) = V^+ e^{j\omega \left( t - \frac{z}{v_g} \right)} + V^- e^{j\omega \left( t + \frac{z}{v_g} \right)} \quad (4.26)$$

$$I(z,t) = I^+ e^{j\omega \left( t - \frac{z}{v_g} \right)} - I^- e^{j\omega \left( t + \frac{z}{v_g} \right)} \quad (4.27)$$

L'équation (4.27) peut s'écrire:

$$I(z) = \frac{V_i^+}{Z_c} e^{-\gamma z} - \frac{V_r^-}{Z_c} e^{+\gamma z} \quad (4.28)$$

Le rapport entre la tension et le courant incident ou le rapport entre la tension et le courant réfléchi, nous donne une grandeur caractéristique importante dans les lignes de transmission, il s'agit de l'impédance caractéristique  $Z_c$ .

$$Z_c = \frac{V^+}{I^+} = -\frac{V^-}{I^-} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (4.29)$$

L'impédance ramenée à l'entrée de la ligne peut aussi être définie en fonction de l'impédance caractéristique de la ligne  $Z_c$ , l'impédance de charge  $Z_L$  et la constante de propagation  $\gamma$ .

$$Z_{\text{ligne}} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \tan \gamma l}{Z_c + jZ_L \tan \gamma l} \quad (4.30)$$

Pour une ligne de transmission réelle (avec pertes), l'impédance caractéristique est une grandeur complexe. Cette impédance caractéristique est différente selon

le type de câble. En vidéo, les câbles utilisés sont des câbles coaxiaux d'impédance caractéristique 75 ohms. En hyperfréquence, les lignes de transmission utilisées ont pour la plupart une impédance caractéristique de 50 ohms. Le réseau CAN utilise une paire torsadée dont l'impédance caractéristique est de l'ordre de 120 ohms. FlexRay est un protocole qui véhicule des données sur une paire torsadée d'impédance caractéristique de 90 ohms. L'impédance caractéristique dépend de la géométrie et de la constitution du câble. Nous pouvons rencontrer sur le marché deux types de câble, l'un est appelé « câble à impédance contrôlée » où l'impédance caractéristique le long de câble est constante et l'autre est appelé « câble à impédance non contrôlée » où l'impédance caractéristique varie [49].

#### b. Ligne sans pertes

Dans la pratique on considère souvent l'approximation d'avoir une résistance linéique R et une conductance linéique G nulles sur les lignes ( $R \approx G \approx 0$ ). Avec cette approximation, la ligne est considérée sans pertes ou à très faibles pertes. Ceci reste valide jusqu'à une certaine fréquence de travail. Avec ces approximations, les équations des télégraphistes (4.2) et (4.3) se simplifient comme suit :

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = -L \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -C \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} \quad (4.32)$$

Les équations dans le domaine fréquentiel s'écrivent :

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = j\omega L \frac{\partial I}{\partial z} \quad (4.33)$$

$$-\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = j\omega C \frac{\partial V}{\partial z} \quad (4.34)$$

La solution des équations différentielles dans le domaine complexe est:

$$V(z,t) = \left( V_i^+ e^{-j\beta z} + V_r^- e^{+j\beta z} \right) e^{j\omega t} \quad (4.35)$$

$$I(z,t) = \left( I_i^+ e^{-j\beta z} - I_r^- e^{+j\beta z} \right) e^{j\omega t} \quad (4.36)$$

La constante de propagation dans ce cas est donnée par :

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{LC} \quad (4.37)$$

$$\beta = \omega\sqrt{LC} \quad \alpha = 0 \quad (4.38)$$

On définit aussi la longueur d'onde :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{LC}} \quad (4.39)$$

En ce qui concerne l'expression de l'impédance caractéristique, l'approximation sur R et G permet d'écrire que :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4.40)$$

Dans ces conditions, l'impédance caractéristique de la ligne est un nombre purement réel. Nous noterons au passage que la vitesse de propagation, appelée aussi vitesse de phase, dans une ligne de transmission sans (ou à faibles) pertes s'exprime par :

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (4.41)$$

L'impédance caractéristique et la constante de propagation, constituent les paramètres secondaires d'une ligne de transmission.

### c. Coefficient de réflexion

Un autre paramètre important dans les lignes de transmission est, le coefficient de réflexion. Chaque discontinuité dans un câble est associée à un coefficient de réflexion, qui donne une information sur la polarité des champs dans le milieu de propagation et la quantité d'énergie renvoyée vers le plan le générateur.

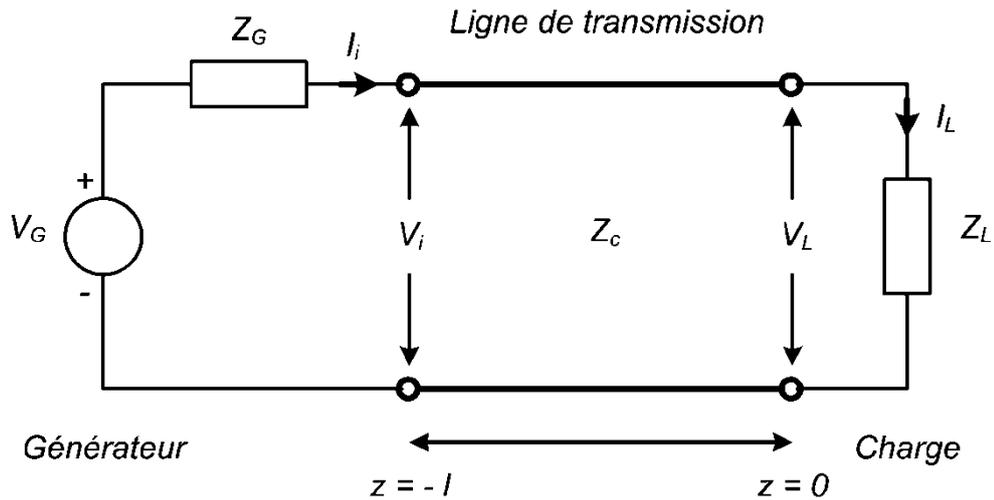


Figure 4.13 : Ligne de transmission excitée par un générateur d'impédance  $Z_G$  et chargée par une impédance  $Z_L$

On choisit le plan de référence, en  $z = 0$  (au niveau de la charge). La tension et le courant des équations (4.35) et (4.36) deviennent :

$$V(z) = V_i^+ e^{-j\beta z} + V_r^- e^{+j\beta z} = V_L = V^+ + V^- \quad (4.42)$$

$$I(z) = I_i^+ e^{-j\beta z} - I_r^- e^{+j\beta z} = I_L = I^+ - I^- = \left( \frac{V^+ - V^-}{Z_c} \right) \quad (4.43)$$

En calculant le rapport  $\frac{V_L}{I_L}$ , nous déterminons l'impédance de charge  $Z_L$ , elle s'exprime de la façon suivante :

$$Z_L = \frac{V_L}{I_L} = Z_c \left( \frac{V^+ + V^-}{V^+ - V^-} \right) = Z_c \frac{1 + \frac{V^-}{V^+}}{1 - \frac{V^-}{V^+}} = Z_c \frac{1 + \Gamma_L}{1 - \Gamma_L} \quad (4.44)$$

$\Gamma_L$  : correspond au coefficient de réflexion, qui est le rapport entre l'amplitude de l'onde réfléchie et celle incidente au niveau de la charge  $Z_L$ . Nous pouvons

également exprimer le coefficient de réflexion en fonction des impédances  $Z_L$  de charge :

$$V^- = \left( \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} \right) V^+ \Rightarrow \frac{V^-}{V^+} = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} = \Gamma_L \quad (4.45)$$

Les deux équations (4.22) et (4.23) deviennent :

$$V(z) = V^+ e^{-j\beta z} + \Gamma_L V^+ e^{j\beta z} \quad (4.46)$$

$$I(z) = \frac{V^+}{Z_c} e^{-j\beta z} - \Gamma_L \frac{V^+}{Z_c} e^{j\beta z} \quad (4.47)$$

#### 4.5.3. Paramètres S

On modélise un dispositif hyperfréquence par un ensemble de ports. Chaque port correspond à un plan de référence. Le terme de 'port' a été introduit par H. A. Wheeler dans les années 1950 [45,51]. Les paramètres S relient les ondes incidentes avec les ondes réfléchies par les ports du dispositif. Ainsi, un dispositif hyperfréquence est décrit complètement au niveau de ses ports.

Pour certains composants ou circuits, les paramètres S peuvent être calculés en utilisant des techniques analytiques d'analyse des réseaux, ou bien mesurés avec un analyseur de réseau vectoriel. Une fois déterminés, ces paramètres S peuvent être mis sous forme matricielle. Par exemple, pour un dispositif hyperfréquence à N ports :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & \dots & S_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ S_{N1} & \dots & S_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (4.48)$$

Un élément spécifique de la matrice S peut être déterminé par :

$$S_{ij} = \left. \frac{b_i}{a_i} \right|_{a_k=0 \text{ pour } k \neq j} \quad (4.49)$$

C'est-à-dire qu'un élément  $S_{ij}$  de la matrice est déterminé en introduisant une onde incidente  $a_j^+$  sur le port "j" et en mesurant l'onde transmise  $b_i^-$  sur le port "i". Toutes les autres ondes incidentes sont égales à zéro, et que tous les ports doivent être terminés avec une charge adaptée pour éviter les réflexions.

Les paramètres  $a_i$  et  $b_i$  représentent des tensions complexes normalisées incidentes et réfléchies et sont parfois appelés les ondes de puissance. Elles peuvent être exprimées en fonction des tensions et intensités mesurées sur le  $i^{\text{ème}}$  port, par les relations suivantes :

$$a_i = \frac{V_i + Z_i I_i}{2\sqrt{|R(Z_i)|}} \quad \text{et} \quad b_i = \frac{V_i - Z_i^* I_i}{2\sqrt{|R(Z_i)|}} \quad (4.50)$$

Où l'exposant  $*$  représente le complexe conjugué.  $Z_i$  correspond à une impédance de référence, choisie de façon arbitraire. Généralement, on admet que l'impédance de référence est la même pour tous les ports du réseau (par exemple l'impédance caractéristique de la ligne,  $Z_c$ , qui est positive et réelle) et on utilise alors les relations :

$$a_i = \frac{V_i + Z_c I_i}{2\sqrt{|R(Z_c)|}} \quad \text{et} \quad b_i = \frac{V_i - Z_c^* I_i}{2\sqrt{|R(Z_c)|}} \quad (4.51)$$

$S_{ii}$  correspond au coefficient de réflexion mesuré sur le port "i" lorsque tous les autres ports sont terminés par des charges adaptées.

$S_{ij}$  correspond au coefficient de transmission entre le port "i" et le port "j" lorsque tous les autres ports sont terminés par des charges adaptées.

Le signe "-" (moins) dans les relations exprimant les ondes réfléchies  $b_i$  provient de la convention de signe utilisée pour le courant. Le courant réfléchi provenant de la sortie "rentre" dans le réseau : il est donc du signe opposé au courant "incident" dans le réseau.

Dans le cas d'un quadripôle Q (figure 4.14):

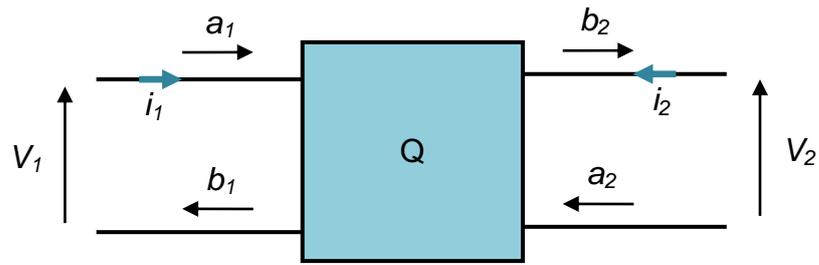


Figure 4.14 : Représentation d'un quadripôle

Où :

$a_i$  : est l'onde incidente à l'accès  $i$

$b_i$  : est l'onde réfléchie à l'accès  $i$

$Z_{ci}$  : est l'impédance de référence au port  $i$

On peut écrire :

$$\begin{cases} V_1 = a_1 + b_1 \\ V_2 = a_2 + b_2 \end{cases} \quad (4.52)$$

$$\begin{cases} I_1 = a_1 - b_1 \\ I_2 = a_2 - b_2 \end{cases} \quad (4.53)$$

$$\begin{cases} b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{cases} \quad (4.54)$$

Soit, sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (4.55)$$

La signification physique des paramètres  $S$  est la suivante :

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad \text{Coefficient de réflexion à l'entrée, la sortie étant adaptée.}$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad \text{Coefficient de transmission entrée - sortie, la sortie étant adaptée.}$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad \text{Coefficient de réflexion en sortie, l'entrée étant adaptée.}$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad \text{Coefficient de transmission sortie - entrée, l'entrée étant adaptée.}$$

#### 4.5.4. Méthodes numériques de modélisation

La résolution numérique des problèmes électromagnétiques, a commencé au milieu des années 1960 avec les premières apparitions des ordinateurs modernes à grande vitesse [52,53]. Depuis, des efforts considérables ont été déployés pour résoudre les problèmes complexes, pour lesquels les solutions de formes analytiques n'existent pas ou car ils sont insolubles. Basée toutes sur les équations de Maxwell, chaque méthode numérique a ses propres avantages et inconvénients pour répondre aux besoins spécifiques définis par l'utilisateur. Il existe deux approches pour l'analyse des structures planaires et les lignes de transmission en général. L'approche statique ou quasi-statique, et l'approche dynamique ou également appelée approche full-wave. L'approche statique ou quasi-statique produit les paramètres de la ligne de transmission pour le mode TEM seulement. D'autre part, l'approche dynamique peut produire les paramètres de la ligne, non seulement pour le mode TEM, mais aussi pour les modes hybrides, dont les paramètres sont fonction de la fréquence [45]. Dans ce qui suit, nous allons présenter un ensemble des méthodes numérique les plus utilisées pour l'analyse et la modélisation des lignes de transmission.

##### 4.5.4.1. Méthodes variationnelles

Dans les problèmes électromagnétiques, les solutions sont généralement obtenues en résolvant directement les équations différentielles ou intégrales appropriées. Alors que les méthodes variationnelles opèrent en recherchant indirectement la solution. Généralement une méthode variationnelle cherche un

fonctionnel qui donne le maximum ou le minimum d'une quantité souhaitée [54,55]. Ainsi, une méthode variationnelle est essentiellement une technique de maximisation ou de minimisation.

Leur principal avantage est qu'elles produisent des formules stationnaires, qui donnent des résultats insensibles aux erreurs de premier ordre. Il existe trois types de méthodes variationnelles, selon la technique utilisée pour obtenir des solutions approximatives aux problèmes: la méthode directe basée sur la procédure classique de Rayleigh-Ritz ou simplement de Ritz, la méthode indirecte telle que la méthode de Galerkin et des moindres carrés, et la méthode semi-directe basée sur la technique de séparation des variables. Les méthodes variationnelles peuvent être formulées dans les deux domaines, spatial et spectral ou domaine de Fourier. Leurs applications comprennent l'analyse des lignes de transmission pour obtenir les impédances caractéristiques, les constantes diélectriques, et les pertes, l'analyse des discontinuités, la détermination des fréquences de résonance des résonateurs, et la détermination des impédances d'antennes et des obstacles dans les guides d'ondes [45].

#### 4.5.4.2. Méthode des différences finies dans le domaine temporel

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain), est une méthode numérique basée sur la discrétisation en temps et en espace des équations de Maxwell. L'algorithme original de la FDTD a été proposé par Yee en 1966 [56], et spécialement conçu pour résoudre les problèmes électromagnétiques dans un système de coordonnées rectangulaires. Le calcul d'un vecteur de champ électrique en un point donné dans le temps et dans l'espace dépend de la valeur de ce champ à l'instant précédent, plus une fonction des champs magnétiques perpendiculaires environnants. De même, le champ magnétique dépend de la valeur précédente dans le temps, plus une fonction des champs électriques perpendiculaires environnants.

Les principaux avantages de cette méthode résident dans sa formulation relativement simple, la robustesse de l'algorithme qu'elle utilise, et dans la

possibilité d'effectuer des études sur une large bande de fréquence. Toutefois, ce genre de méthodes exige un nombre d'inconnus très élevé. En plus, elles trouvent de grandes difficultés pour modéliser les structures de géométries complexes qui ne peuvent pas être représentées par des éléments rectangulaires. Afin de remédier à ce problème, une subdivision très fine doit être utilisée. En outre, des conditions aux limites sont typiquement nécessaires, afin de réduire le problème d'un système ouvert à celui d'un système limité. Ces conditions approximatives peuvent conduire à des solutions instables. Par conséquent, un temps de calcul considérable est nécessaire pour extraire la solution à une fréquence donnée.

La méthode FDTD a été déjà appliquée à une grande variété de problèmes, y compris la diffusion électromagnétique [57], l'analyse des lignes de transmission et des discontinuités [58,59], l'analyse des guides d'ondes diélectriques [60], et des circuits planaires [61,62], l'analyse des filtres microruban et des coupleurs [63], l'analyse des antennes actives [64] et passives [65] et l'électronique médicale [66].

#### 4.5.4.3. Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (FEM : Finite Element Method), est similaire à celle des différences finies vu qu'elles exploitent, toutes les deux, la forme différentielle des équations de Maxwell pour les champs électromagnétiques dans l'espace. Cependant, la méthode des éléments finis utilise une division tétraèdre au lieu de la division cubique ce qui la rend plus commode pour l'analyse des structures arbitraires. Au lieu des équations différentielles, avec des conditions aux limites, des fonctionnelles correspondant sont formulés et des expressions variationnelles sont appliquées à chacune des petites régions polygonales, ou volumes tétraédriques de subdivision de la région d'intérêt. Le résultat final est ; une très grande équation matricielle. Un des problèmes de ce procédé est l'existence des zéros (matrices creuses) dits parasites (non physiques). Plusieurs algorithmes sont disponibles pour réduire ou éliminer ces zéros [67,68].

En raison de sa flexibilité et sa polyvalence, la méthode des éléments finis est devenue un outil puissant dans toutes les disciplines d'ingénierie. Elle a été

appliquée avec succès à de nombreux problèmes électromagnétiques, y compris les lignes de transmission et les guides d'ondes optiques et micro-ondes [69-71].

#### 4.5.4.4. Méthode de la matrice des lignes de transmission

La matrice de ligne de transmission (TLM : Transmission Line Matrix), a été développée par P. B. Johns et ses collègues [72], elle représente une simulation numérique du champ électromagnétique dans l'espace à trois dimensions plus le temps. La TLM est basée sur le modèle discret du principe de Huygens qui est une autre forme des équations de Maxwell, alors que la FDTD est une forme discrète des équations de Maxwell. Par conséquent, la TLM est similaire à la FDTD et peut être obtenue directement à partir des équations de Maxwell [73,74]. Celuch et Gwarek ont démontré l'équivalence des deux méthodes dans [75]. Comme résultat, la FDTD et la TLM partagent les mêmes limites et les mêmes avantages.

Le principe de base de la TLM est un maillage de nœuds discrets reliés par des lignes de transmission, avec la solution qu'est extraite dans le domaine temporel. Le principal avantage de la TLM est, qu'il est possible d'inclure des paramètres dépendants du temps dans l'algorithme et la facilité avec laquelle la plupart des structures compliquées peuvent être analysées. Le principal inconvénient de la méthode est qu'elle est limitée par la quantité de mémoire de stockage requis, qui dépend de la complexité de la structure et de la non-uniformité du champ [72]. Cette technique n'est pas optimisée pour les structures planaires, il y a donc beaucoup de calculs par rapport aux autres méthodes optimisées pour ce genre de structures [76].

#### 4.5.4.5. Méthode d'équations intégrales

La méthode d'équations intégrales (IEM : Integral Equation Method), a été introduite par T. Weiland en 1977, elle est très similaire à la FDTD, car elle consiste à reformuler les équations de Maxwell en fonction du temps et de l'espace, dans un volume donné sous une forme discrète [77-80], elle fournit des équations récursives pour résoudre le problème posé. Contrairement à la FDTD,

elle repose sur la discrétisation des équations de Maxwell présentées sous leur forme intégrale, plutôt que sous leur forme différentielle.

La IEM a été utilisée pour analyser les discontinuités dans les lignes microruban dans les structures ouvertes et blindées [81-84]. Cette méthode a été également améliorée par plusieurs auteurs, différents noms lui ont été attribués suivant les applications traitées. La IEM singulière est utilisée pour déterminer les modes normaux de propagation dans les lignes de transmission [85], alors que dans [86] la IEM limite est proposée pour l'analyse des lignes de transmission planaire avec une épaisseur de métallisation finie. Une IEM dite volume-surface a été également publiée dans [87], cette dernière permet le calcul des champs électromagnétiques dans les modèles 3D compliqués.

Les équations intégrales sont en général résolues par une technique de transformation, qui transforme l'équation intégrale en un ensemble d'équations linéaires. Cette transformation peut se faire avec l'une des nombreuses méthodes alternatives [88]. Dans certains cas, une expression variationnelle dérivée de l'équation intégrale, est suffisante pour trouver la grandeur d'intérêt souhaitée [89].

#### 4.5.4.6. Méthode spectrale

La méthode spectrale (SDA : Spectral Domain Method), est essentiellement une version transformée de Fourier de la méthode d'équations intégrales, c'est l'une des méthodes les plus populaires. Mais par rapport à la méthode classique des équations intégrales, la SDA possède plusieurs avantages: ses résultats de formulation donnent un système d'équations algébriques à la place d'équations intégrales, les expressions de forme fermée peuvent facilement être obtenues, et l'incorporation des conditions physiques des structures analysées via les fonctions dites de base est réalisée avec des solutions stationnaires [53]. Ces caractéristiques font de la SDA une méthode plus simple et plus efficace que la méthode d'équations intégrales classique.

L'analyse dans le domaine de transformée de Fourier a été introduite par Yamashita et Mitra en 1968 [55] pour le calcul de l'impédance caractéristique et la vitesse de phase dans une ligne microruban ouverte ; quand à la résolution des équations intégrales en utilisant la technique de la transformée de Fourier a été présenté par Denlinger dans [90], toutefois, la solution obtenue été fortement dépendante de la distribution du courant dans le ruban. Pour éviter cette difficulté et permettre des améliorations systématiques de la solution, Itoh et Mitra [91] ont introduit l'approche du domaine spectral, autrement dit, la méthode du domaine spectral en 1973 pour les lignes microruban ouvert, et améliorée pour les lignes microruban blindées dans [92]. Plusieurs auteurs ont également contribué au développement de la SDM. Das et Pozar dans [93], Railton et al dans [94], Meade dans [95], Tsai et al ont développé dans [96] la méthode MPIEM (Mixed Potential Integral Equation Method) dans le domaine spectral, et Kuo et al [97] ont élaboré l'approche HSMD (Hybrid Mode Spectral Domain) afin d'étudier la nature de la dispersion dans plusieurs lignes microruban couplées, avec une épaisseur arbitraire de métallisation. La SDA est actuellement largement utilisée dans l'analyse des lignes de transmission planaires, résonateurs, antennes, et les problèmes de diffusion.

#### 4.5.4.7. Méthode des moments

La méthode des moments (MoM : Method of Moments), est une méthode fréquentielle basée sur la résolution des équations intégrales en courant. Elle permet de déterminer directement, et de manière précise, la distribution du courant dans les structures étudiées et de remonter ensuite au champ rayonné en tout point de l'espace [98,99]. L'utilisation de la MoM en électromagnétisme est devenue populaire depuis les travaux de Richmond [100] et Harrington [101]. La méthode a été appliquée avec succès à une grande variété de problèmes électromagnétiques pratiques tels que le rayonnement dû aux éléments fils minces, les problèmes de diffusion, l'analyse des lignes microrubans et des structures avec pertes.

Elle présente l'avantage de ne modéliser que le circuit (les structures métalliques) et non pas tout l'espace environnant. Ainsi, elle est la mieux adaptée pour la

modélisation des circuits planaires [102]. Cette méthode permet l'insertion facile de composants discrets dans la structure en définissant simplement l'impédance équivalente au niveau du segment correspondant.

Cependant, cette méthode est plus délicate lors de la résolution de problèmes avec diélectriques ou matériaux magnétiques. La MoM est une méthode fréquentielle, ainsi, le traitement de problèmes non linéaires est impossible. De même, si on cherche à déterminer le spectre sur une large bande de fréquence, il faut refaire le calcul pour chaque fréquence. Si le pas de fréquence n'est pas assez fin, des fréquences de résonance du circuit peuvent être masquées. Finalement, la MoM traite difficilement les milieux avec ouvertures [98].

#### 4.5.5. Logiciels commerciaux de modélisation

Les logiciels commerciaux capables de travailler sur les structures en technologie planaire en générale, ou bien sur les lignes coplanaires en particulier, sont nombreux. Ils sont conçus à partir des différentes méthodes numériques citées dans la section précédente. Les outils numériques utilisés et les types de problèmes à résoudre peuvent être divisés en trois grandes catégories. Chaque classe est caractérisée non pas par la méthode numérique qu'elle utilise, mais plutôt par l'ordre de la géométrie qu'ils peuvent analyser. Dans chaque classe, un certain nombre de différentes méthodes numériques peuvent être utilisées [103].

##### 4.5.5.1. Simulateur 2D

La géométrie d'ordre le plus bas à résoudre, généralement, est une section 2D. Les simulateurs 2D sont adaptés pour des rubans ou fentes avec section transversale uniforme dans le sens longitudinal. Les ensembles de section transversale uniforme des lignes peuvent être trouvés dans les inducteurs en spirales, les condensateurs interdigités, et de nombreux filtres distribués. Parmi les logiciels les plus connus nous citons :

#### 4.5.5.1.1. Quick-Field

Quick-Field est un logiciel de calculs par éléments finis très efficace pour les problèmes électromagnétiques, thermiques et de contraintes mécaniques. Il se compose de plusieurs modules, utilisant les technologies de résolution les plus récentes, avec un préprocesseur facile d'utilisation et un post-processeur très efficace.

Le préprocesseur de Quick-Field permet, d'importer les designs issus d'AutoCAD ou d'autres systèmes CAO. La géométrie étant définie, la création du maillage se fait sans effort. La technologie sophistiquée de son éditeur peut générer un maillage adapté à chaque géométrie. Il permet de définir les charges et les conditions limites et cela, totalement indépendamment du maillage, et les modifier à n'importe quel moment. Le post-processeur interactif de Quick-Field permettra d'analyser les résultats sous de nombreuses visualisations graphiques : tenseurs, vecteurs, lignes de champ, couleurs, courbes le long de contours arbitraires.

#### 4.5.5.2. Simulateur planaire 2.5D

La simulation, des structures planaires de formes arbitraires, nécessite des outils de simulation plus performants que les simulateurs 2D. Généralement on se déplace vers un simulateur 2.5 D pour mieux répondre à ce type de problèmes. Ces outils sont également appelés "simulateur 3D planaires", par la plupart des éditeurs. Avec ces outils, un nombre arbitraire de couches diélectriques homogènes sont autorisées. Des motifs métalliques planaires arbitraires peuvent être ensuite placés, à l'interface, entre n'importe quelle paire de couches diélectriques. Des liaisons métalliques (Via métal) peuvent être utilisées aussi pour connecter des couches métalliques et c'est ici que la dimension "demi", intervient dans la description 2.5D, qui est quelque part entre une structure strictement planaire et une structure arbitraire en 3D. En comparaison avec les simulateurs 2D, l'effort numérique augmente considérablement et le temps de calcul devient un problème. La méthode numérique utilisée est généralement la méthode des moments. Parmi les logiciels les plus connus, dans cette catégorie, nous citons :

#### 4.5.5.2.1. Sonnet

Ce logiciel, commercialisé par la société Sonnet Software, utilise une méthode intégrale résolue par la méthode des moments. Il utilise la formulation des structures blindées. Ce simulateur électromagnétique est considéré comme un outil 2.5D vu qu'il simule les structures tridimensionnelles en maillant les surfaces bidimensionnelles à l'aide des éléments de surface. Les plans sont reliés entre eux par des éléments métalliques (Via Hole). Ces derniers sont calculés comme un élément. Chaque Via est considéré comme une maille tridimensionnelle. L'association des éléments bidimensionnels avec ceux tridimensionnels donne naissance au terme 2.5 dimensions. Les dernières versions Sonnet possèdent :

- Deux nouveaux moteurs : « Desktop Solver » et « High Performance Solver » permettant d'améliorer la vitesse d'analyse par rapport aux versions précédentes jusqu' à 15 fois pour le premier et 50 fois pour le deuxième.
- De nouvelles fonctionnalités dans la génération de maillage, améliorant la rapidité de traitement de circuits complexes tout en réduisant l'utilisation de l'espace mémoire.
- Nouvelles fonctionnalités dans l'import et l'export de fichiers Gerber (traitement des formats RS274X, import mono et multicouches, polygones complexes ...)
- Contrôle paramétrique des matériaux par introduction de variables : épaisseurs, pertes...
- Anisotropie uni-axiale : permettant de dissocier les caractéristiques des couches verticales du diélectrique à des couches horizontales.

#### 4.5.5.2.2. Momentum

Ce logiciel, commercialisé par Agilent EEsof EDA, fonctionne sous l'environnement ADS (Advanced Design System) également développé par Agilent Technologies. Momentum est considéré parmi les leaders des simulateurs électromagnétiques 2.5D planaires. Il est employé pour la modélisation et l'analyse des circuits passifs. Il utilise la méthode des Moments (MoM) dans le domaine fréquentiel pour les structures ouvertes, ce qui lui permet de simuler avec précision, les effets électromagnétiques des géométries planaires de conception arbitraire (y compris des structures multicouches).

Les principaux avantages de Momentum:

- Combine entre les simulations quasi-statique pour les structures passives RF et full-wave pour la modélisation haute fréquence des interconnexions.
- Utilise un maillage efficace et une fréquence d'échantillonnage adaptatif, ce qui réduit considérablement le temps de simulation.
- Capable de simuler des effets électromagnétiques, y compris l'effet de peau, l'effet du substrat, les métaux épais et les diélectriques multiples.

#### 4.5.5.3. Simulateur 3D

Ce sont les outils les plus généraux. Ils peuvent théoriquement traiter n'importe quel problème électromagnétique. Le prix payé pour cette généralité est le temps de calcul. L'effort numérique nécessaire est assez élevé à cause du maillage de l'espace du problème dans son ensemble. Il est probablement plus facile de décrire des géométries complexes en utilisant des outils FEM plutôt que des outils dans le domaine temporel. Cependant, les outils dans le domaine temporel sont assez efficaces, pour générer des données de fréquence large bande. La plupart de ces outils sont autonomes. Parmi les logiciels les plus connus, dans cette catégorie, nous citons :

##### 4.5.5.3.1. HFSS (High Frequency Simulation Software)

Ce logiciel, commercialisé par la société ANSOFT, est basé sur une méthode différentielle utilisant la méthode des éléments finis. Il maille la structure en utilisant des éléments volumiques et des tétraèdres. L'avantage de cet outil 3D est sa possibilité de traiter toutes sortes de structures homogènes et inhomogènes, quelle que soit la technologie désirée (microruban, coplanaire, ligne à fente, guide, ...).

L'équation d'onde doit être résolue pour chaque fréquence. La fréquence est fixée et le champ électrique est calculé. Le balayage de fréquences permet de connaître la solution pour une gamme de fréquences, mais toujours à partir du même maillage. Il convient alors de fixer la fréquence principale la plus élevée. Ce

code 3D crée un maillage tétraédrique adaptatif. C'est-à-dire qu'HFSS utilise une méthode d'interpolation combinée, avec un processus itératif dans lequel un maillage est créé et automatiquement redéfini dans les régions critiques. Une solution est extraite à partir d'un maillage, puis suivant la convergence de la solution, affine le maillage ou non, en discrétisant de manière plus précise les régions sur lesquelles un pourcentage d'erreurs est élevé. Ce processus d'itération mène à une solution avec une bonne approximation de la valeur réelle.

Toutefois, la mise en œuvre du logiciel est très lourde pour les circuits planaires qui sont des circuits simples. L'optimisation est très difficile à effectuer. En effet, le fait de changer une dimension dans la structure, impose de la redessiner (c-à-d : refaire l'ensemble des tâches). Le logiciel exige des moyens informatiques importants. Les calculs nécessitent la résolution de systèmes matriciels de grandes dimensions.

#### 4.5.5.3.2. CST Microwave Studio

Le logiciel Microwave Studio (MWS) de Computer Science Technology (CST) est un logiciel de simulation électromagnétique de structures en 3-Dimensions. Les simulations MWS sont basées sur la méthode d'équations intégrales (IEM - integral equation method), pour déterminer les solutions aux problèmes électromagnétiques régis par les équations de Maxwell.

Le logiciel MWS maille la structure en utilisant des éléments volumiques parallélépipèdes permettant la description directement en 3-D de tous les composants des systèmes décrits, ce qui lui permet d'être appliqué à de nombreux problèmes électromagnétiques, allant de la statique aux hyperfréquences en analyses temporelle et fréquentielle. Il permet aussi de décrire les dispositifs hyperfréquences à contrôler tels qu'ils sont réalisés en pratique, par un empilement de couches de matériaux avec ses propres caractéristiques, permittivité et tangente de pertes dans le cas d'un semi-conducteur et conductivité électrique dans le cas d'un métal à pertes.

Comme tous les simulateurs 3D, l'avantage de cet outil est sa possibilité de traiter toutes sortes de structures homogènes et inhomogènes, quelle que soit la technologie désirée. Mais, la mise en œuvre du logiciel est très lourde pour les circuits planaires qui sont des circuits simples. Le logiciel exige des moyens informatiques importants. Les calculs nécessitent la résolution de systèmes matriciels de grandes dimensions.

#### 4.6. Caractérisation en obscurité

##### 4.6.1. Photocommutateurs introduisant des PD-MSM mono-électrode

La caractérisation en obscurité (état Off) des photocommutateurs introduisant des PD-MSM mono-électrode que nous avons faite, porte sur la mesure des coefficients de réflexion et de transmission du signal hyperfréquence,  $S_{11}$  et  $S_{21}$  respectivement, sur une plage de fréquence allant de 0 à 40 GHz.

Pour pouvoir atteindre des largeurs de ligne microniques ou submicroniques, il est nécessaire d'utiliser des tapers permettant d'adapter progressivement l'onde électromagnétique, limitant ainsi les pertes. Les simulations ont été réalisées sur des lignes coplanaires introduisant des photodétecteurs MSM mono-électrode avec des tapers linéaires (figure 4.15) prenant des valeurs de  $D$  (distance d'interruption) égale à 0.8, 1 et 1.3  $\mu\text{m}$  et des valeurs de  $L$  (largeur d'interruption) égale à 1 et 2  $\mu\text{m}$  [104]. Rappelons aussi que les plots d'accès ont été conçus de façon à donner une impédance caractéristique de 50 Ohms, obtenus avec une largeur de 88  $\mu\text{m}$  au niveau du conducteur central, pour une distance entre le conducteur central et le plan de masse de 66  $\mu\text{m}$ . Ces valeurs ont été obtenues grâce au logiciel de calcul TXLINE 2003-Microstrip. La fenêtre de ce dernier est représentée sur la figure 4.16, où on sélectionne l'onglet CPW pour Coplanar waveguide, on choisit les paramètres du matériau, on introduit quelques grandeurs physiques (épaisseur de substrat, épaisseur du métal, longueur des lignes coplanaires) et la fréquence utilisée. Dans la présentation des résultats, nous allons nous intéresser à la fréquence de 20 GHz, fréquence de fonctionnement du dispositif, dont le but ultime est l'utilisation pour l'échantillonnage rapide des signaux hyperfréquence.

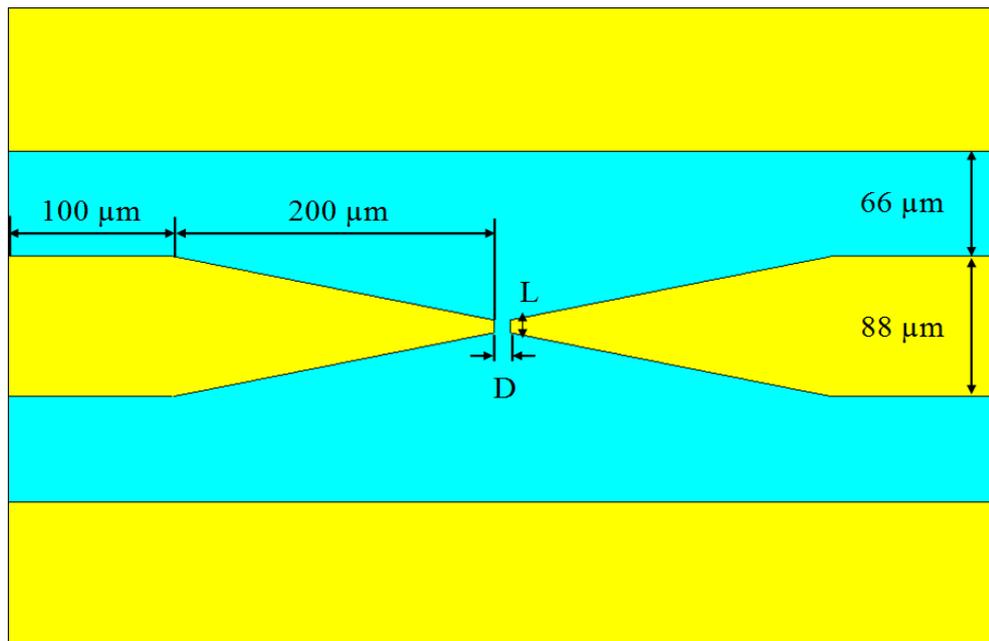


Figure 4.15 : Photocommutateurs introduisant un PD-MSM mono-électrode

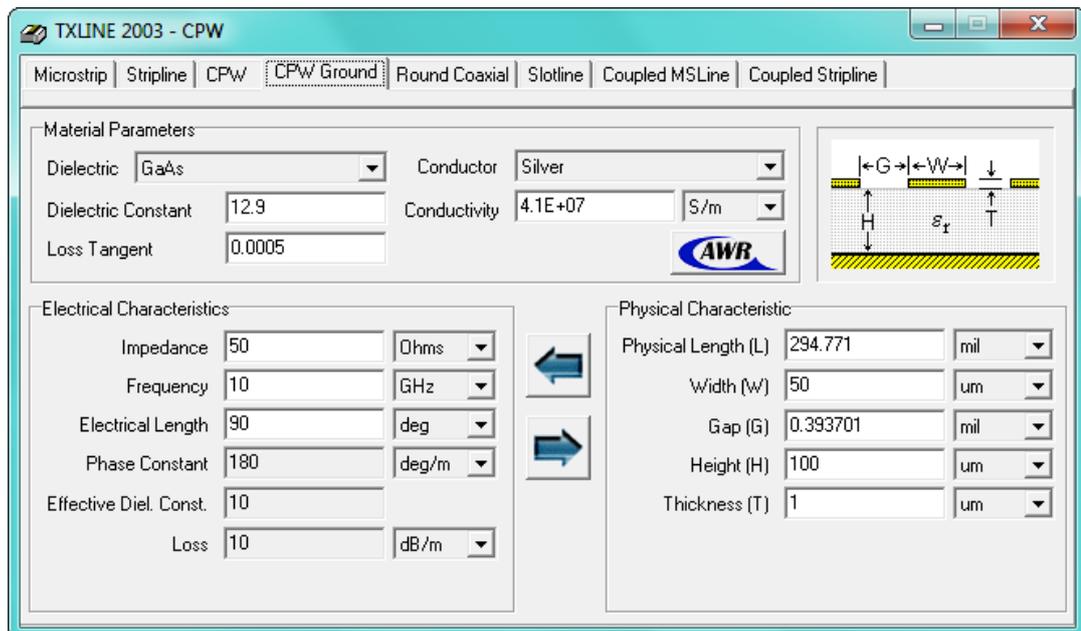


Figure 4.16 : Interface du logiciel de calcul TXLINE 2003-Microstrip

Les figures 4.17(a) et 4.17(b) montrent l'évolution des coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) et de transmission ( $S_{21}$ ) en obscurité, ces résultats, obtenus par l'utilisation du logiciel de simulation CST Microwave Studio, révèlent que les paramètres L et D n'ont que très peu d'influence sur le coefficient de réflexion, ainsi que sur l'isolation hyperfréquence (donnée par le coefficient  $S_{21}$ ) lorsque les lignes sont mesurées en obscurité. L'isolation varie entre -25 et -28 dB à 20 GHz, et ce quelle que soit la valeur des paramètres L et D, ce qui paraît logique, puisque les longueurs d'onde à ces fréquences sont de quelques millimètres, soit trois à quatre ordres de grandeurs de plus que les dimensions de l'interruption. Dans ce cas-là, seule la capacité de l'interruption intervient dans l'arrêt du signal hyperfréquence. Cette première étude valide le fait qu'une interruption inférieure au micromètre permet de stopper quasiment la propagation du signal. En revanche, avec cette isolation de -28 dB, il est donc nécessaire d'optimiser ces lignes afin de diminuer le couplage existant entre les deux extrémités de l'interruption, et ceci en vue d'aboutir à un rapport On/Off du photocommutateur qui soit supérieur à 40 dB, afin d'assurer le bon fonctionnement du dispositif.

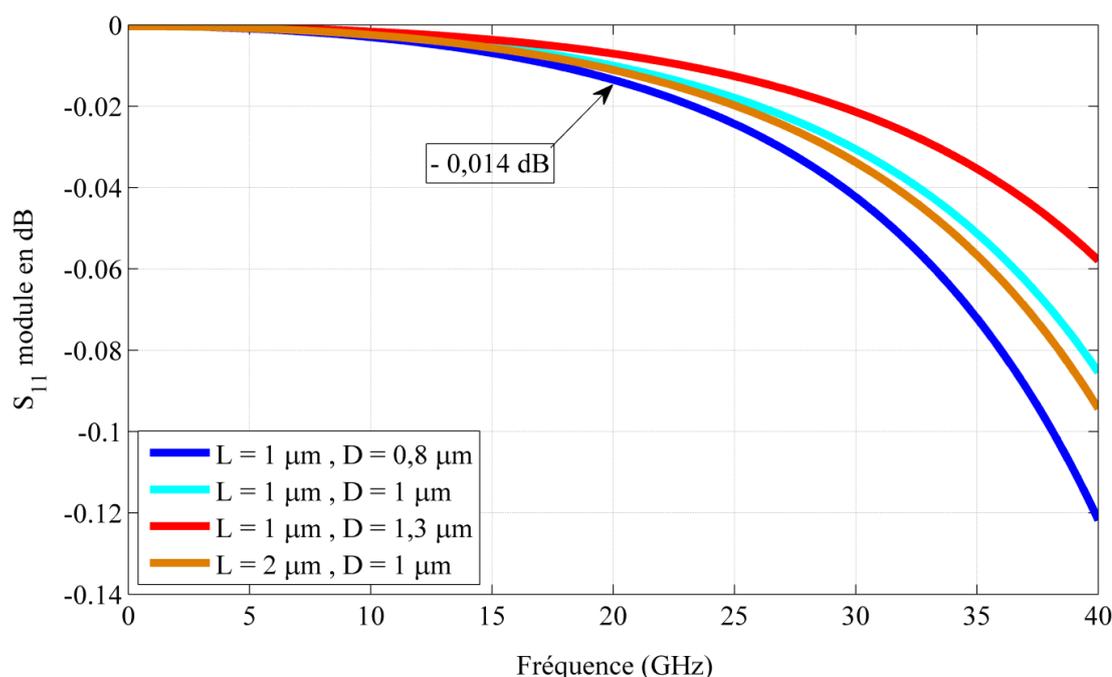


Figure 4.17(a) : Evolution du coefficient de réflexion ( $S_{11}$ )

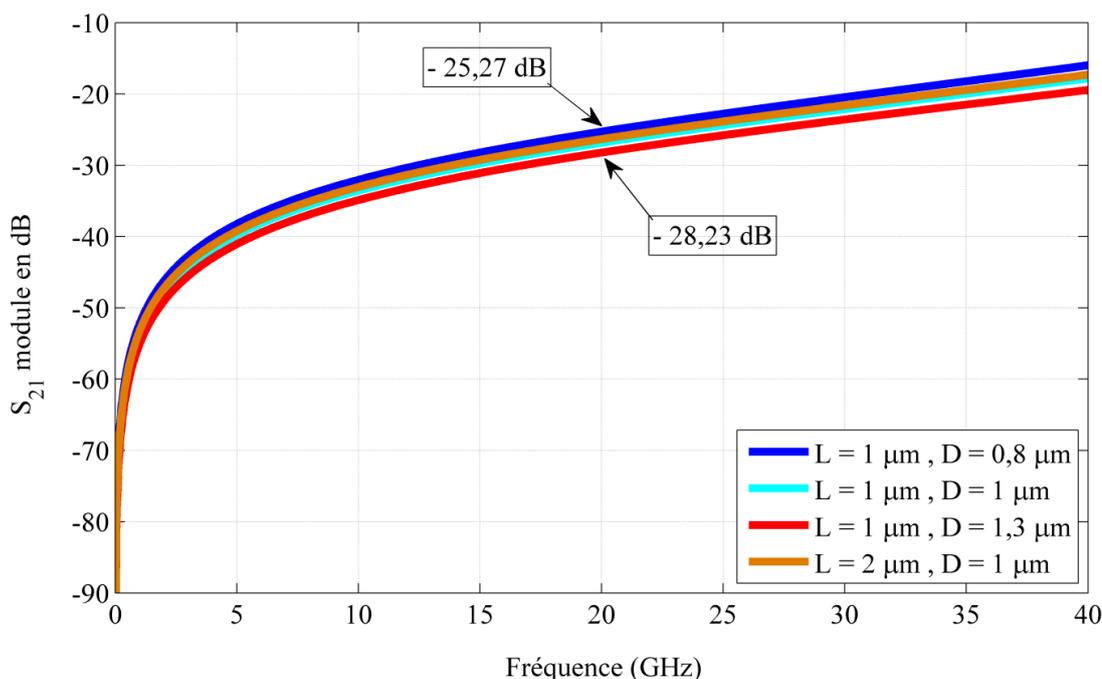


Figure 4.17(b) : Evolution du coefficient de transmission ( $S_{21}$ )

#### 4.6.2. Photocommutateurs introduisant des PD-MSM interdigités

##### 4.6.2.1. Influence de la distance interélectrodes

La caractérisation à l'état Off des photocommutateurs introduisant des photodétecteurs MSM interdigités que nous avons menée, porte sur la mesure des coefficients de réflexion et de transmission du signal hyperfréquence,  $S_{11}$  et  $S_{21}$  respectivement, sur une plage de fréquence allant de 0 à 40 GHz. Les simulations ont été réalisées sur des lignes coplanaires introduisant des photodétecteurs MSM interdigités comme celui représenté sur la figure 4.18(a). Les grandeurs géométriques caractéristiques du photodétecteur MSM sont la distance interélectrodes  $D$ , et la largeur et longueur des doigts,  $I$  et  $L$  respectivement, comme le montre la figure 4.18(b). Pour étudier l'influence de la distance interélectrodes sur le comportement hyperfréquence du photocommutateur, la largeur et la longueur des doigts  $I$  et  $L$ , sont fixées à 0,25 et 10  $\mu\text{m}$  respectivement, tandis que la distance interélectrodes  $D$  est prise égale à 0,1, 0,25, 0,5 et 1  $\mu\text{m}$  [105]. Les plots d'accès ont été également conçus de façon à donner une impédance caractéristique de 50 Ohms.

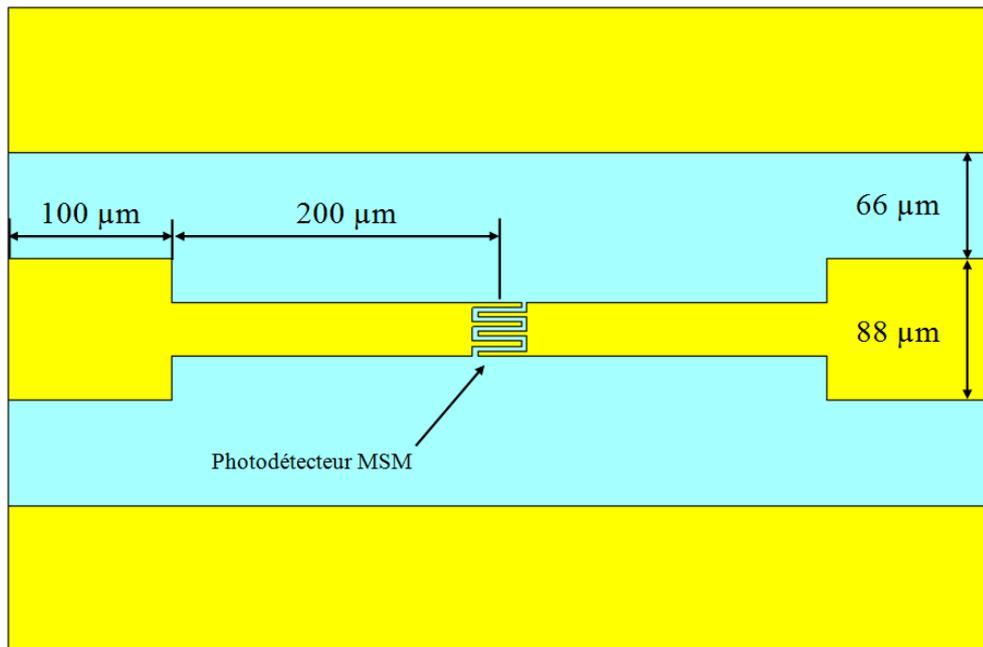


Figure 4.18(a) : Photocommutateur introduisant un PD-MSM Interdigité

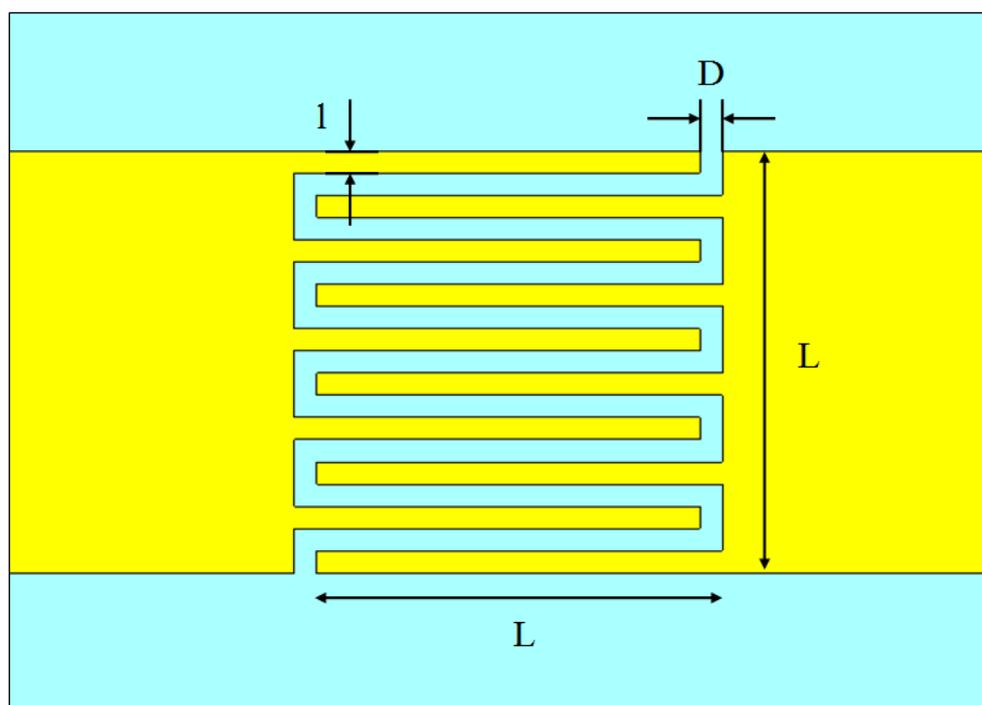


Figure 4.18(b) : Vue de dessus de la structure interdigitée du PD-MSM

Les figures 4.19(a) et 4.19(b) montrent l'évolution des coefficients de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  en obscurité, ces résultats révèlent que le paramètre  $D$  n'a que peu d'influence sur le coefficient de réflexion à 20 GHz, ce dernier varie entre -0.003 et -0.1 quelque soit la valeur de  $D$ , ce qui paraît logique, puisque comme le cas mono-électrode, les longueurs d'onde à ces fréquences sont de quelques millimètres, soit à plusieurs ordres de grandeurs de plus que les dimensions du photodétecteur MSM. L'isolation hyperfréquence, donnée par le coefficient de transmission  $S_{21}$  varie entre -17.8 et -32.2 dB à 20 GHz, on constate que c'est la valeur de  $D$  égale à  $0.5 \mu\text{m}$  qui fournit le meilleur compromis en terme d'isolation, cela peut être expliqué par le fait que l'interruption devient plus efficace dans l'arrêt de champ électromagnétique, lorsque l'espacement entre les doigts devient égale à la largeur de ces derniers. Cependant, avec cette isolation de -32.2 dB, il est aussi nécessaire d'optimiser ces dispositifs, afin de diminuer encore plus le couplage existant entre les deux électrodes du photodétecteur MSM.

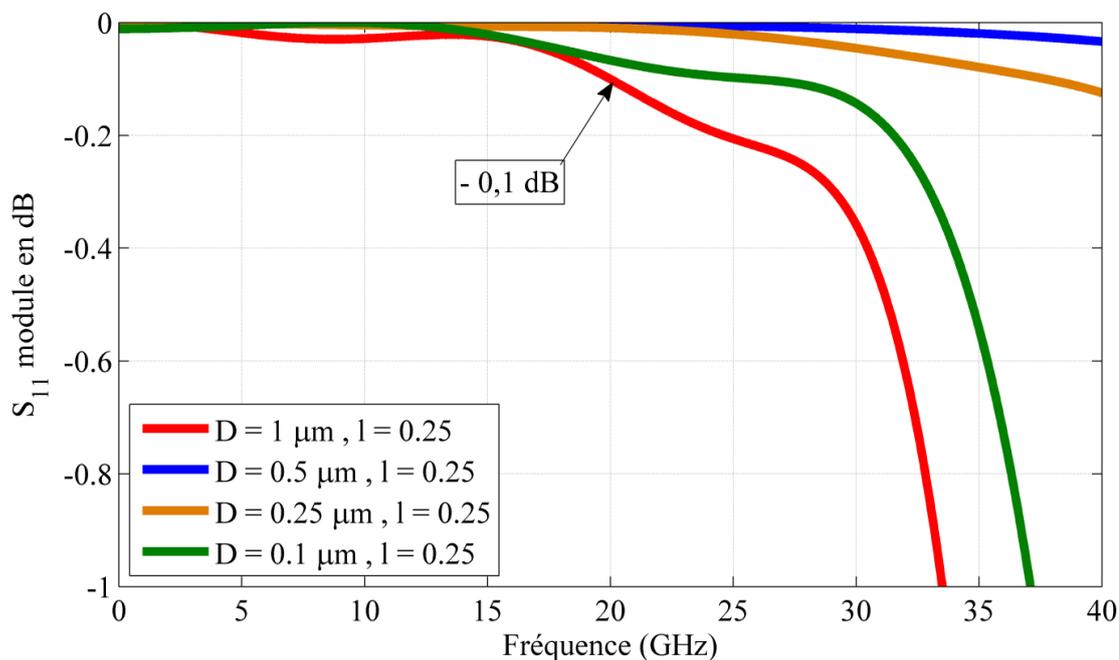


Figure 4.19(a) : Evolution du coefficient de réflexion  $S_{11}$  pour différentes valeurs de  $D$

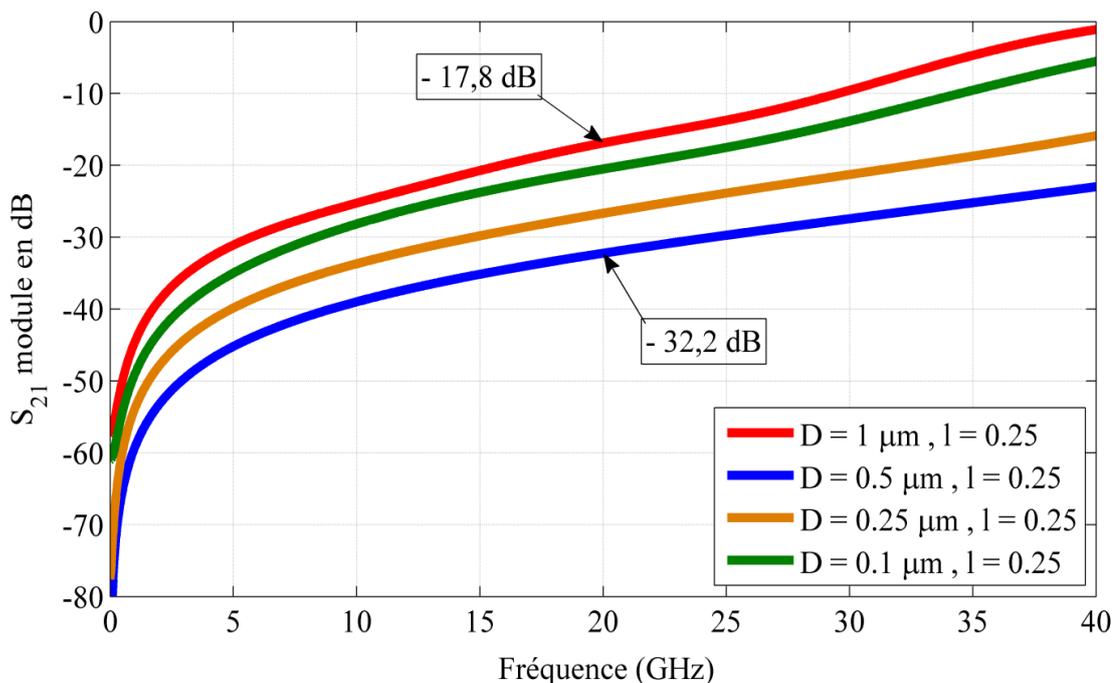


Figure 4.19(b) : Evolution du coefficient de transmission  $S_{21}$  pour différentes valeurs de  $D$

#### 4.6.2.2. Influence de la surface du photodétecteur MSM

Les caractérisations effectuées dans cette partie sont relatives à des lignes coplanaires introduisant des photodétecteurs MSM interdigités de différentes surfaces actives  $S$  ( $L \times L$ ) égale à  $40 \times 40$ ,  $20 \times 20$ ,  $10 \times 10$  et  $5 \times 5$   $\mu\text{m}^2$ . La distance interélectrodes  $D$  et la largeur des doigts  $l$  sont gardées constantes, égales à  $0.5$   $\mu\text{m}$  et  $0.25$   $\mu\text{m}$  respectivement,  $N$  représente le nombre des doigts dans chaque configuration. Les coefficients de réflexion et de transmission obtenus sont présentés sur les figures 4.20(a) et 4.20(b) respectivement.

D'après les résultats obtenus on constate que l'isolation est mauvaise dans le cas des grandes surfaces, tel que  $S = 40 \times 40$  et  $S = 20 \times 20$   $\mu\text{m}^2$ . Par contre elle s'améliore en diminuant la surface active du photodétecteur MSM, elle est meilleure dans le cas d'une surface égale à  $10 \times 10$   $\mu\text{m}^2$ , elle atteint une valeur de -32.2 dB. Il faut noter aussi que l'isolation recommence à diminuer quand la surface active du photodétecteur devient très petite, comme pour  $S$  égale à  $5 \times 5$

$\mu\text{m}^2$ , cela peut être expliqué par la fait que la diminution de la longueur des doigts entraine une diminution de la résistance linéique de ces derniers, et donc une diminution de l'isolation hyperfréquence. En ce qui concerne le coefficient de réflexion, sa valeur reste acceptable pour toutes les configurations car il ne dépasse pas  $-0.08$  dB.

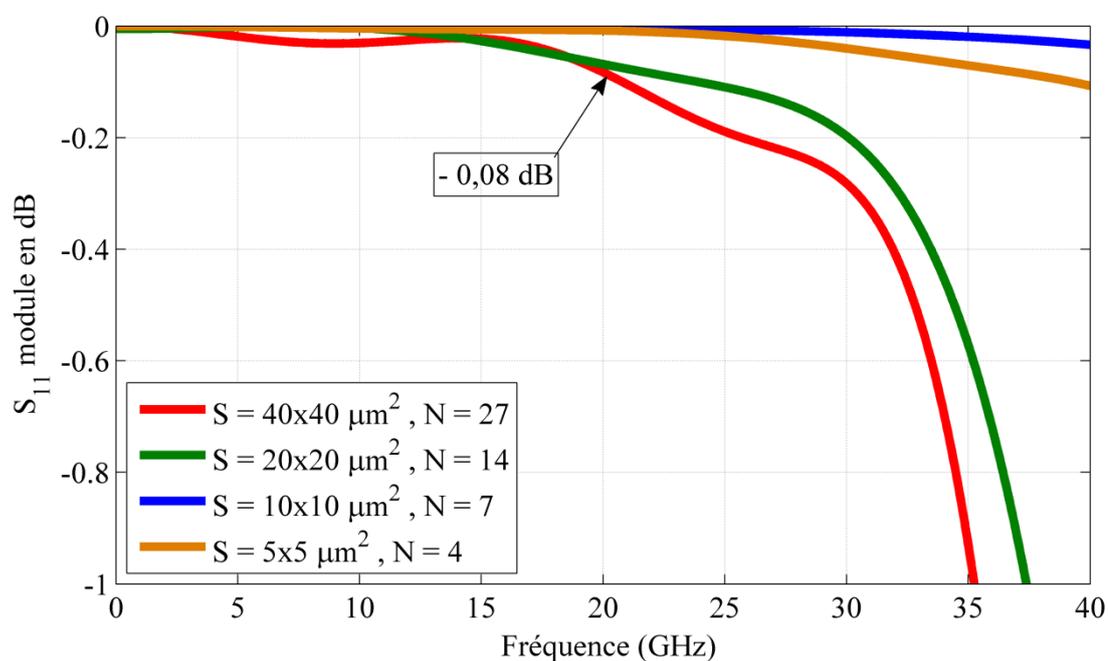


Figure 4.20(a) : Evolution du coefficient de réflexion  $S_{11}$  pour différentes surfaces  $S$  du photodétecteur MSM

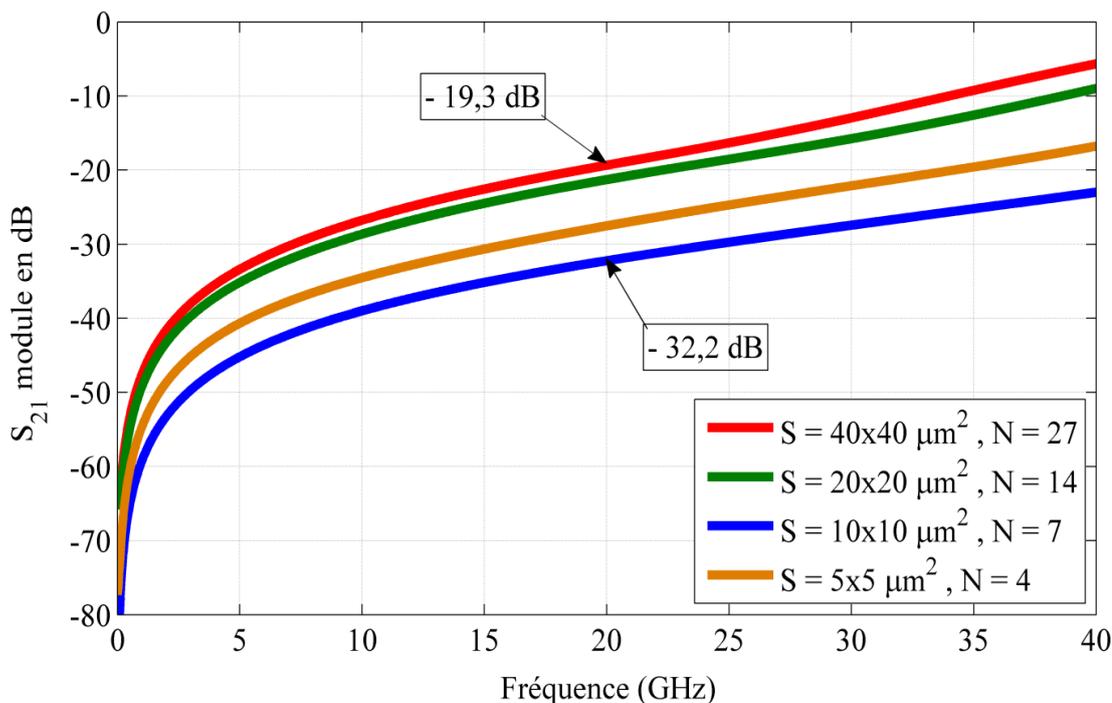


Figure 4.20(b) : Evolution du coefficient de transmission  $S_{21}$  pour différentes surfaces  $S$  du photodétecteur MSM

#### 4.7. Optimisation du photocommutateur

##### 4.7.1. Photocommutateurs introduisant des PD-MSM mono-électrode

##### 4.7.1.1. Optimisation par l'introduction des tapes de formes sinusoïdales et exponentielles

Le but de l'optimisation est l'augmentation de l'isolation en obscurité, pour cela des nouvelles topologies des lignes coplanaires introduisant des tapers de formes sinusoïdales et exponentielles sont proposées. Le rôle des tapers est de permettre au champ électromagnétique de s'adapter progressivement et de limiter les variations d'impédance. Les figures 4.21(a) et 4.21(b) représentent les topologies des photocommutateurs comportant respectivement une configuration sinusoïdale et exponentielle des tapers, avec l'interruption de dimension  $L$  et  $D$ . Notons aussi que la distance entre le conducteur centrale et les plans de masse est maintenue constante dans les deux cas.

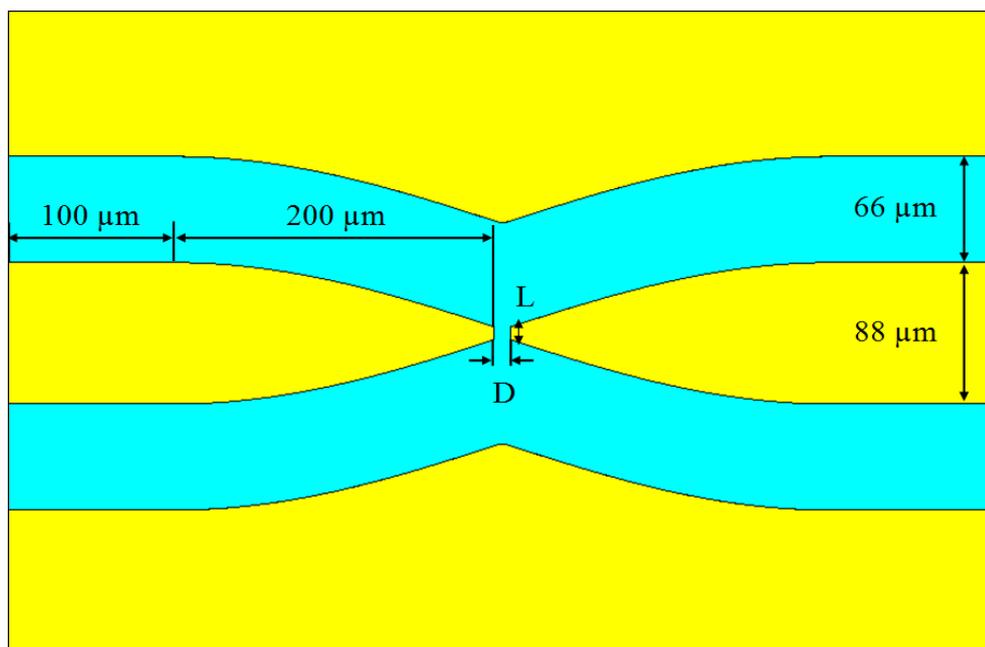


Figure 4.21(a) : Ligne coplanaire avec configuration sinusoïdale des tapers

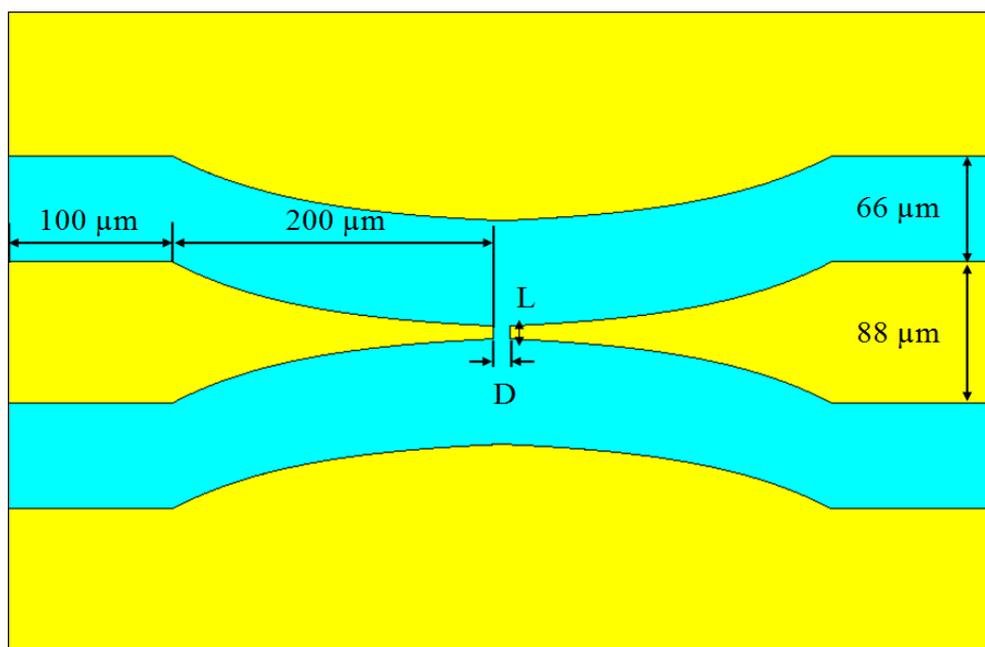


Figure 4.21(b) : Ligne coplanaire avec configuration exponentielle des tapers

La figure 4.22 montre l'évolution de coefficient de transmission ( $S_{21}$ ) en décibels pour les différentes formes des tapers (linéaire, sinusoïdale et exponentielle) dans le cas d'une distance d'interruption  $D = 1 \mu\text{m}$  et une largeur d'interruption  $L = 1 \mu\text{m}$ . On constate que l'isolation obtenue avec une topologie sinusoïdale est de l'ordre de -36 dB à 20 GHz, tandis qu'elle est de l'ordre de -39 dB pour la configuration exponentielle à la même fréquence, ce qui représente une bonne amélioration par rapport au dispositif d'origine (linéaire) qui était à -26 dB à fréquence équivalente. Cette amélioration peut être expliquée par le fait que les tapers de type sinusoïdal et encore plus exponentiel, permettent une transition beaucoup plus linéaire de l'impédance que les tapers de forme triangulaire. À noter que les coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) (non représenté) de tous les dispositifs sont quasi semblables, proches de 0 dB quelle que soit la fréquence.

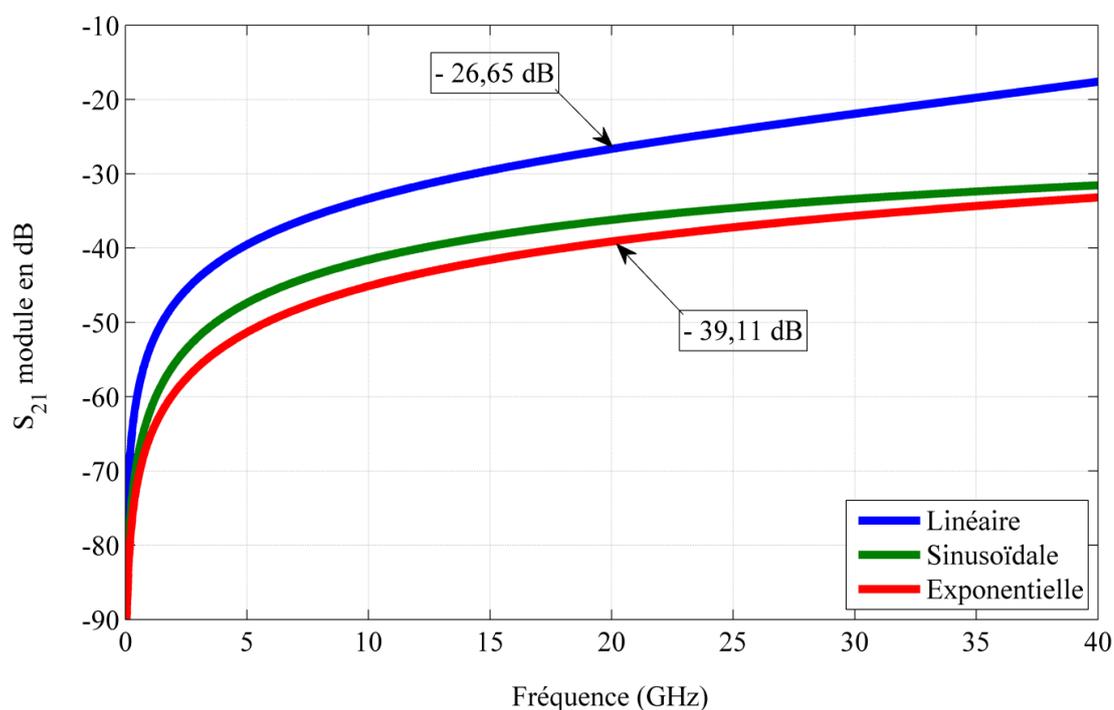


Figure 4.22 : Comparaison des différentes formes de tapers

#### 4.7.1.2. Optimisation par resserrement des plans de masse

La topologie des lignes coplanaires impliquant un resserrement des plans de masse autour de conducteur central, est représentée sur la figure 4.23 dans le cas d'une configuration exponentielle des tapers, associée à un resserrement des plans de masse de distance  $T$   $\mu\text{m}$ .

La figure 4.24 montre l'évolution du coefficient de transmission ( $S_{21}$ ) dans le cas d'une topologie avec configuration exponentielle des tapers associée à un resserrement des plans de masse  $T$  de 66, 2 et 0,5  $\mu\text{m}$ , avec  $L$  et  $D$  égaux à 1  $\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus affirment l'existence d'une grande amélioration dans l'isolation grâce au resserrement des plans de masse. Une valeur d'isolation à 20 GHz d'environ - 59 dB a été atteinte dans le cas d'un resserrement de 0.5  $\mu\text{m}$ , soit un gain d'environ 20 dB par rapport au cas sans resserrement. Pour expliquer ce phénomène, on peut émettre l'hypothèse que le resserrement des masses entraîne une concentration du champ électromagnétique et donc des lignes de champ. On peut donc penser que ce fort confinement permet à l'interruption d'être beaucoup plus efficace dans l'arrêt du signal micro-onde (figures 4.25 (a) et (b)).

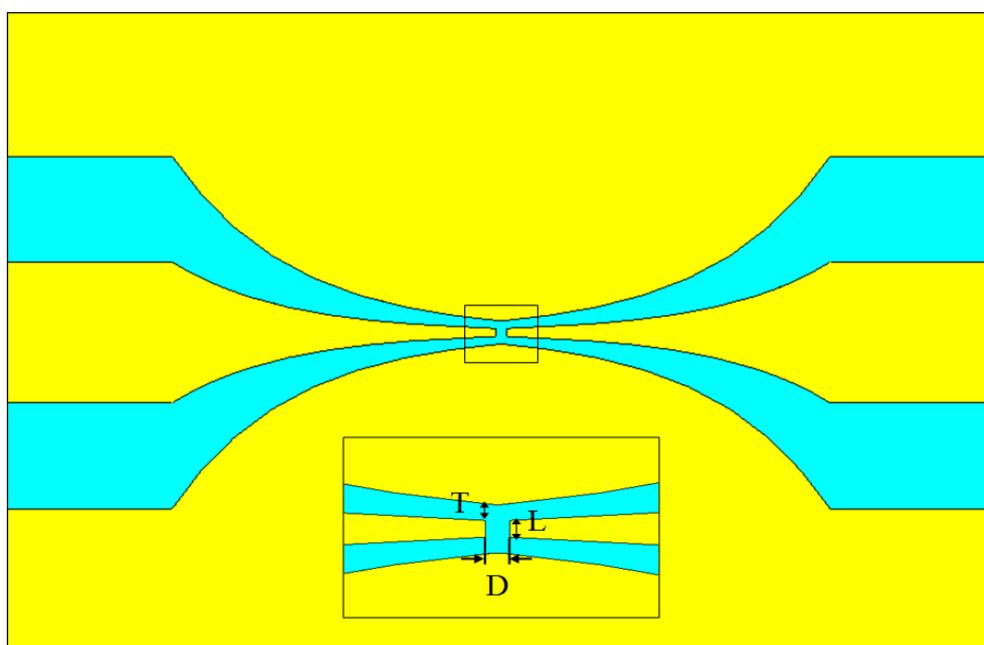


Figure 4.23 : Configuration exponentielle avec resserrement des plans de masse

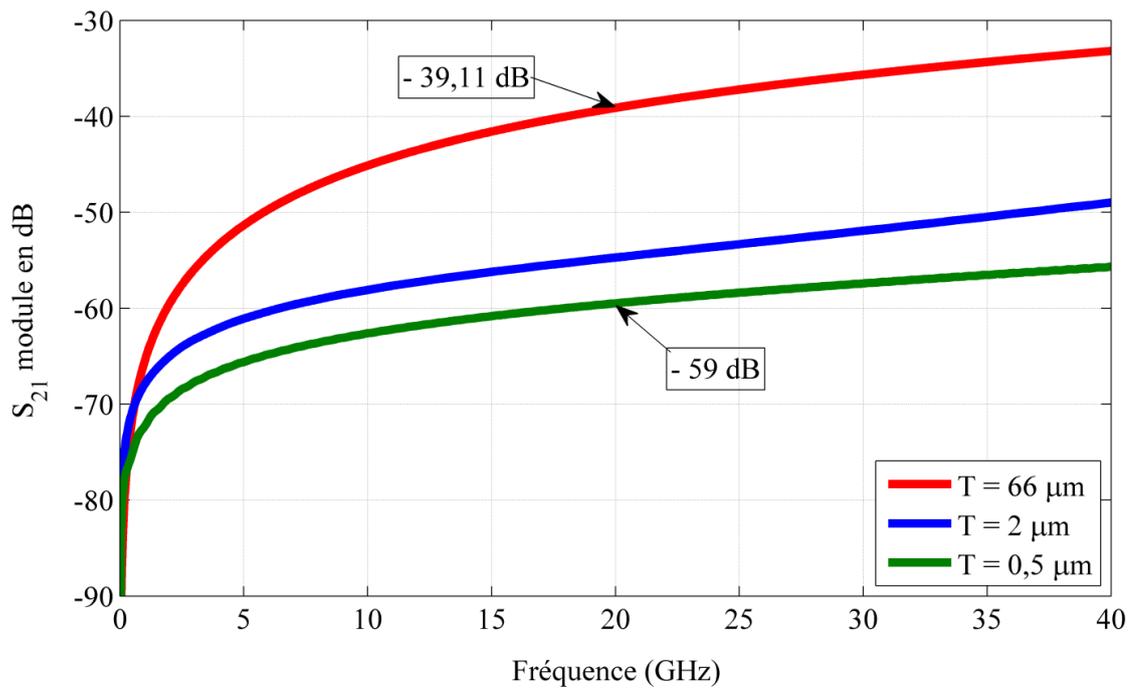


Figure 4.24 : Evolution du coefficient de transmission ( $S_{21}$ ) pour une configuration exponentielle des tapers avec resserrement des plans de masse

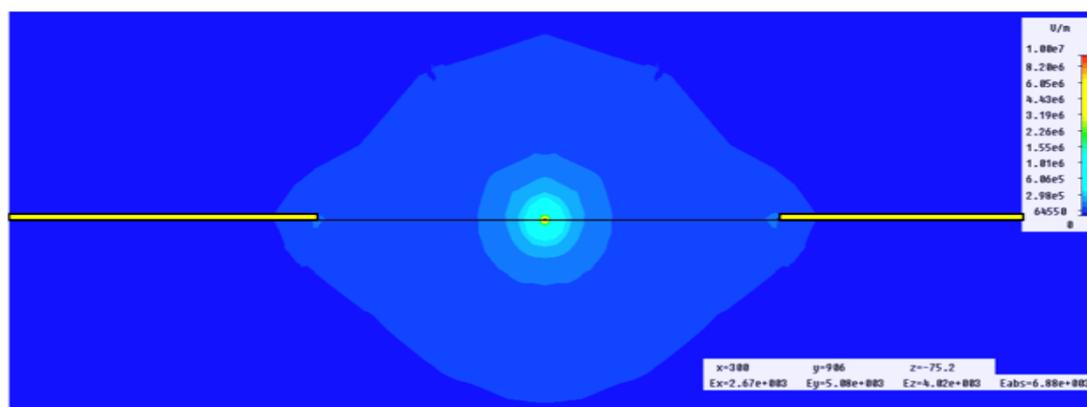


Figure 4.25(a) : Carte de champ du module de E des premiers dispositifs (avec taper linéaire)

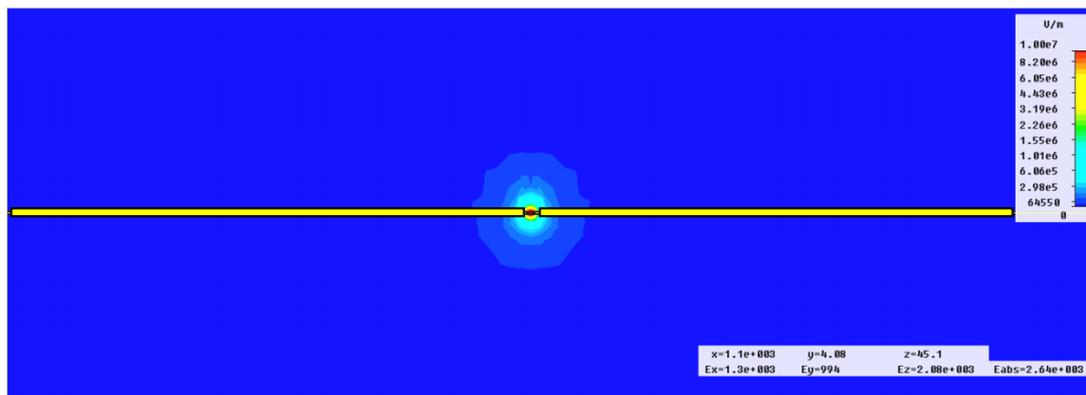


Figure 4.25(b) : Carte de champ du module de E pour une ligne avec taper exponentiel, dans le cas d'un resserrement de  $0.5 \mu\text{m}$ , au niveau de l'interruption

#### 4.7.2. Photocommutateurs introduisant des PD-MSM interdigités

De la même manière que les photocommutateurs introduisant des PD-MSM mono-électrode, afin d'optimiser l'isolation hyperfréquence ; des nouvelles topologies des lignes coplanaires introduisant des tapers de formes linéaires, ainsi que des resserrements des plans de masse autour de la ligne centrale sont étudiés. La figure 4.26 représente le photocommutateur introduisant un PD-MSM interdigité comportant une configuration linéaire des tapers, associée au resserrement des plans de masse de distance  $T \mu\text{m}$ .

La figure 4.27 montre l'évolution du coefficient de transmission  $S_{21}$  pour différentes valeurs de resserrement  $T$  : sans resserrement, 66, 10 et  $0.5 \mu\text{m}$ . La distance interélectrodes  $D$ , la largeur des doigts  $l$ , ainsi que la surface active sont prises égales à  $0.5 \mu\text{m}$ ,  $0.25 \mu\text{m}$  et  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  respectivement. Les résultats obtenus prouvent l'existence d'une grande amélioration dans isolation grâce au resserrement des plans de masse autours du conducteur central de la ligne coplanaire. Une valeur d'isolation de  $-52.3 \text{ dB}$  a été atteinte dans le cas d'un resserrement de  $0.5 \mu\text{m}$ , soit également un gain d'environ 20 dB par rapport au cas sans resserrement. Le resserrement des plans de masses permet à l'interruption d'être beaucoup plus efficace dans l'arrêt du signal hyperfréquence.

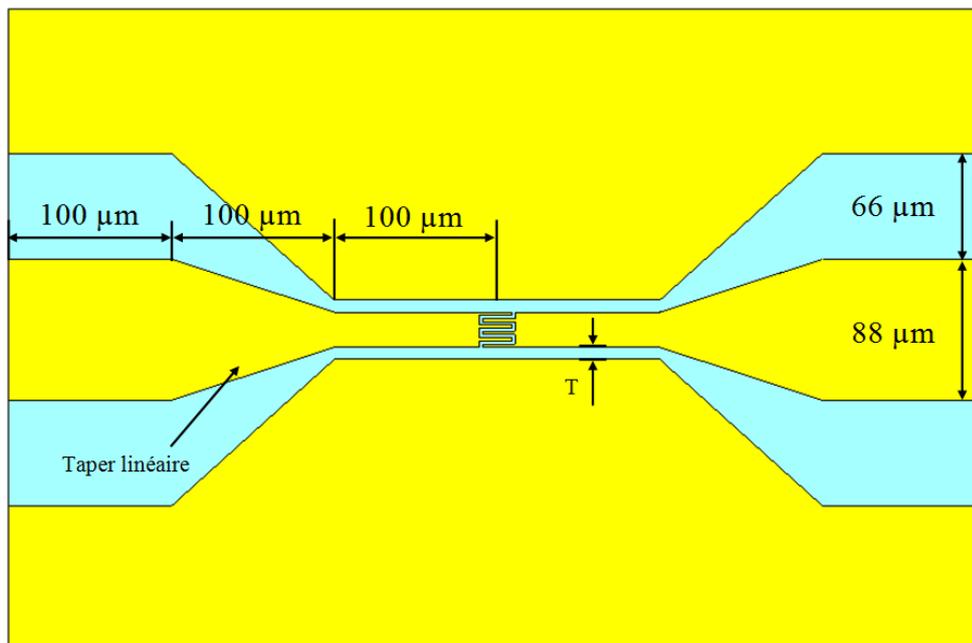


Figure 4.26 : Photocommutateur introduisant un PD-MSM interdigité avec tapers linéaires associé au resserrement des plans de masse

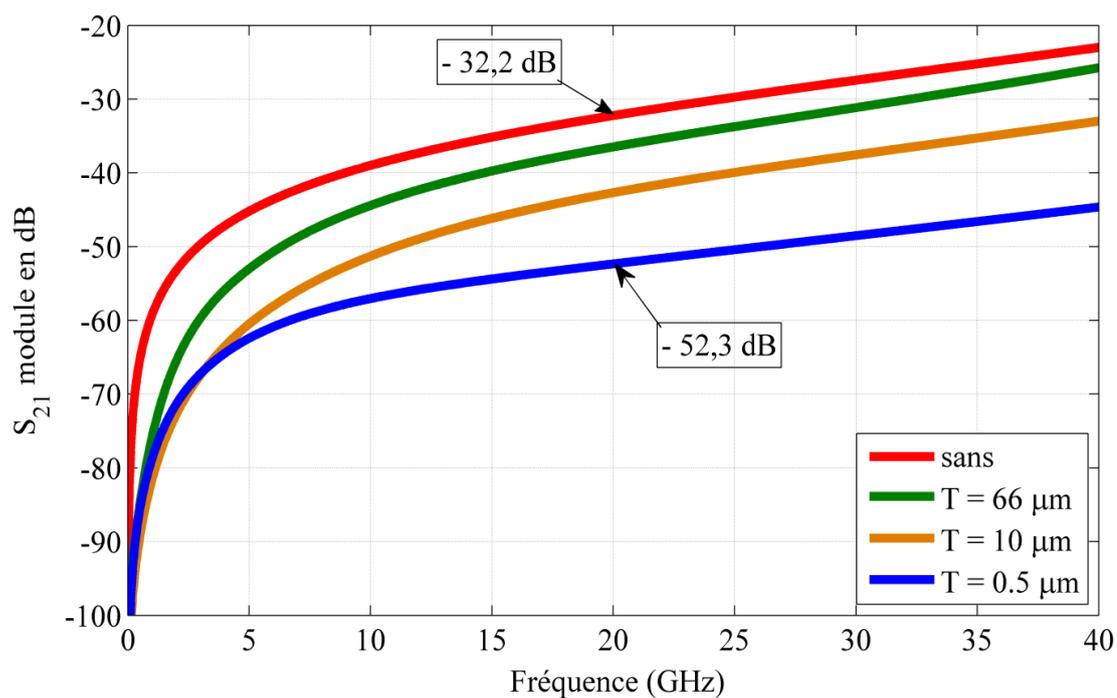


Figure 4.27 : Evolution du coefficient de transmission  $S_{21}$  pour différentes valeurs de resserrement de mass T

#### 4.7.3. Rapport On/Off

Afin de déterminer la valeur du rapport On/Off des photocommutateurs, et aussi prouver que l'isolation obtenue, dans les deux types de ces derniers, est vraiment due à l'interruption introduite par les photodétecteurs MSM, et non pas par la forme de la ligne coplanaire ; nous avons simulé des lignes coplanaire non interrompues, jouant ainsi le rôle de l'état On dans le cas idéal. Les figures 4.28(a) et 4.28(b) représentent le coefficient de transmission dans les deux états, On et Off, pour les deux types de photocommutateurs, mono-électrode avec configuration exponentielle des tapes, et un resserrement des plans de masse de  $0.5 \mu\text{m}$ , et interdigité avec configuration linéaire des tapes, et un resserrement des plans de masse de  $0.5 \mu\text{m}$  également. Le rapport R ainsi obtenu est égale à 56 dB pour le premier type, et 48.8 dB pour le deuxième. Ces dernières valeurs du rapport On/Off sont jugées largement suffisantes afin d'assurer le bon fonctionnement du dispositif.

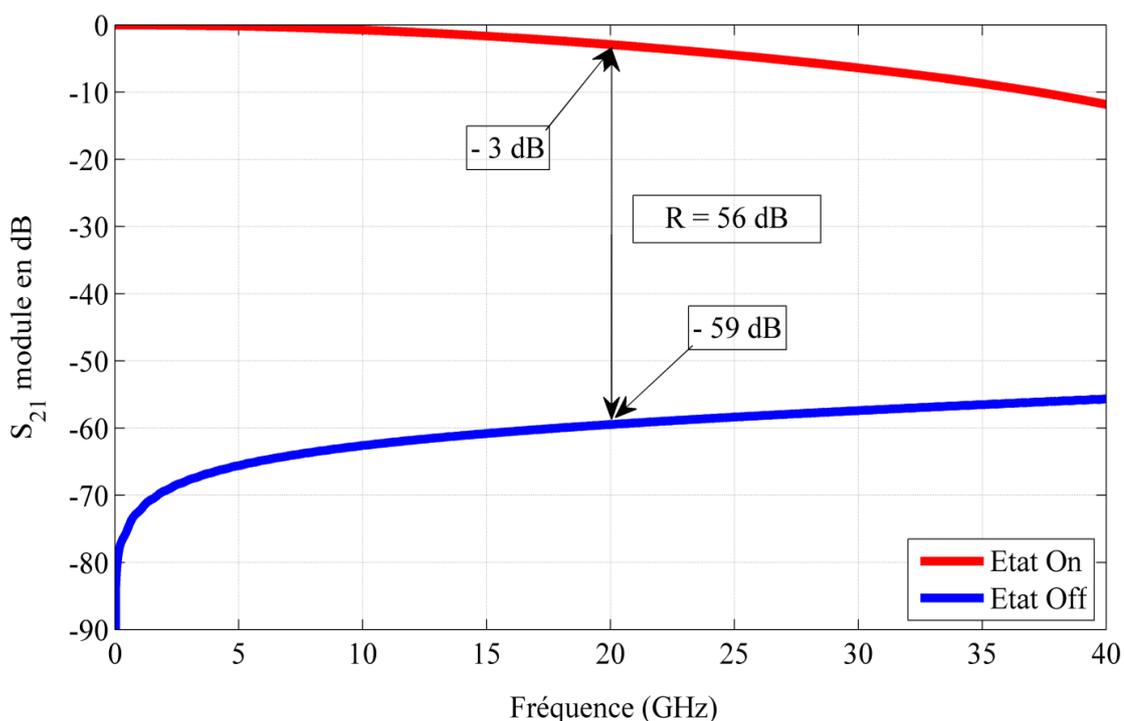


Figure 4.28(a) : Evolution du coefficient de transmission  $S_{21}$  dans l'état On et Off pour le photocommutateur introduisant un PD-MSM mono-électrode

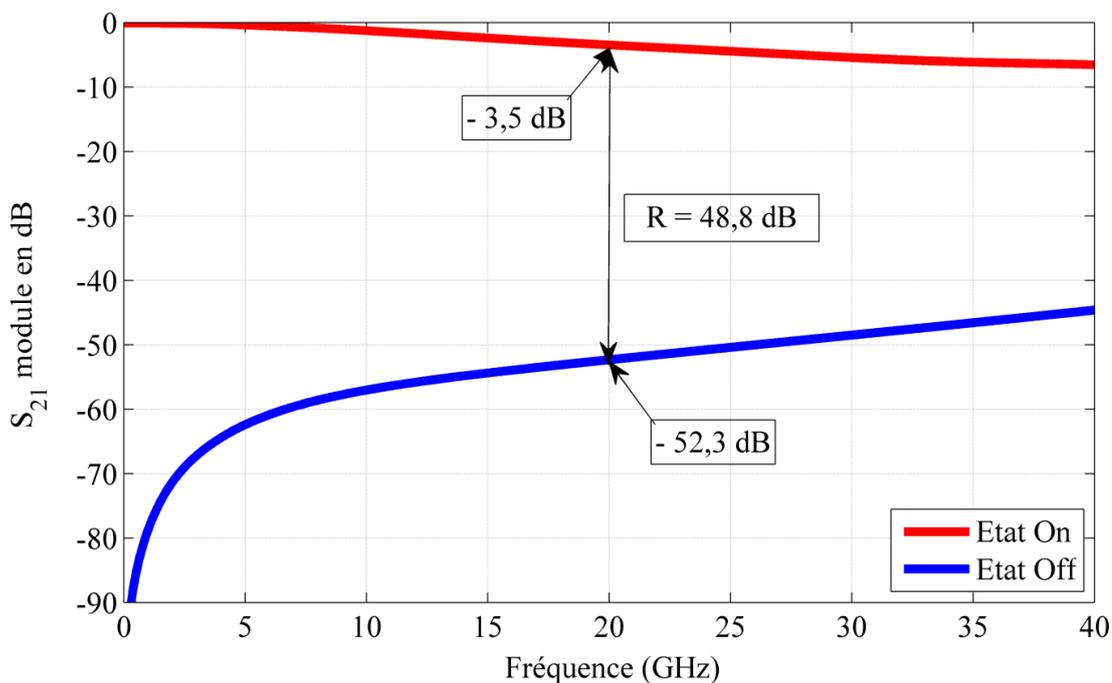


Figure 4.28(b) : Evolution du coefficient de transmission  $S_{21}$  dans l'état On et Off pour le photocommutateur introduisant un PD-MSM interdigité

#### 4.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'optimisation des photocommutateurs constitués d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM mono-électrode et interdigités dans la ligne centrale. L'évolution des coefficients de réflexion et de transmission en obscurité, nous ont permis d'expliquer l'influence des différents paramètres dimensionnels du photodétecteur MSM sur l'isolation hyperfréquence. L'optimisation des performances par l'introduction des nouvelles formes des tapers plus complexes : linéaires, sinusoïdales et exponentielles, ainsi que par le resserrement des plans de masse autour de la ligne centrale, a permis d'atteindre de fortes isolations hyperfréquences, de l'ordre de -59 dB dans le cas de photocommutateur introduisant un photodétecteur MSM mono-électrode et de l'ordre de -52 dB dans le cas de photocommutateur introduisant un photodétecteur MSM interdigité. Ces valeurs obtenues de l'isolation hyperfréquence sont jugées très suffisantes, vu que les rapports On/Off associés sont respectivement égales à 56 dB et 48.8 dB, ce qui est considéré comme étant très acceptable afin de permettre le bon fonctionnement du dispositif.

## REFERENCES

1. Auston, D.H., *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*. Applied Physics Letters, 1975. 26(3): p. 101-103.
2. Johnson, A.M. and D.H. Auston, *Microwave switching by picosecond photoconductivity*' IEEE Journals of Quantum Electronics, 1975. 11(6): p. 283-287.
3. Castagné, R., S. Laval, and R. Laval, *Picoseconds-wavelength optoelectronic gate*. Electronics Letters, 1976. 12(17): p. 438-439.
4. Lee, C.H., *Picosecond optoelectronic switching in GaAs*. Applied Physics Letters, 1977. 30(2): p. 84-86.
5. Leonberger, F.J. and P.F. Moulton, *High-speed InP optoelectronic switch*. Applied Physics Letters, 1979. 35(9): p. 712-714.
6. Auston, D.H., et al., *An amorphous silicon photodetector for picosecond pulses*. Applied Physics Letters, 1980. 36(1): p. 66-68.
7. Mak, P.S., V.K. Mathur, and C.H. Lee, *Picosecond optoelectronic switching in CdS<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub>*. Optical communication, 1980. 32: p. 485-488.
8. Margulis, W. and W. Sibett, *Picosecond GaP switches*. Optical communication, 1981. 37: p. 224-228.
9. Smith, P.R., et al., *Picosecond photoconductivity in radiation-damaged silicon-on-sapphire films*. Applied Physics Letters, 1981. 38(1): p. 47-50.
10. DeFonzo, A.P., *Picosecond photoconductivity in germanium films*. Applied Physics Letters, 1981. 39(6): p. 480-482.
11. Brückner, V. and F. Kerstan, *Ultrafast optoelectronic switching in CdS*. Electronics Letters, 1982. 18(20): p. 885-887.
12. Bharadwaj, P.K., et al., *High voltage optoelectronic switching in diamond*. Applied Physics Letters, 1983. 43(2): p. 207-209.

13. Andersson, I. and S.T. Eng, *Phase and amplitude characteristics of InP:Fe modified interdigitated gap photoconductive microwave switches*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1989. 37(4): p. 729-733.
14. Andersson, I. and S.T. Eng, *Analysis of high-speed laser-controlled microstrip directional coupler*. Solid-State Electronics, 1987. 30(1): p. 133-137.
15. Shimasaki, H. and M. Tsutsumi, *Light-controlled microstrip line coupler*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1989. 10(9): p. 1131-1138.
16. Andersson, I., *High-speed microwave switching using laser-controlled microstrip directional coupler*. Electronics Letters, 1989. 25(5).
17. Platte, W., R. Glöckler, and H. Brand, *GaAs-loaded metal waveguide components for high-speed low-vswr optoelectronic millimetre-wave switching*. Electronics Letters, 1984. 20(14): p. 608-610.
18. Hilleringman, U. and K. Goser, *Optoelectronic system integration on silicon: waveguides, photodetectors and VLSI CMOS circuits on one chip*. IEEE Transactions on Electron Devices, 1995. 42(5): p. 841-845.
19. Freeman, P., et al., *Optical control of 14GHz MMIC oscillator based on InAlAs/InGaAs HBT's with monolithically integrated optical waveguides*. IEEE Transactions on Electron Devices, 1996. 43(3): p. 373-378.
20. Chouteau, S., *Intégration de la commande optique d'un commutateur microonde en technologie coplanaire sur silicium*, 1997, Institut National Polytechnique de Grenoble.
21. Zamdmer, N., et al., *Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias*. Applied Physics Letters, 1999. 75: p. 2313-2315.

22. Urata, R., et al., *Ultrafast differential sample and hold using low-temperature-grown GaAs MSM for photonic A/D conversion*. IEEE Photonics Technology Letters, 2001. 13: p. 717 -719.
23. Tripon-Canseliet, C., *Commande optique de circuits micro-ondes : Application à la modulation et à l'échantillonnage*, 2003, Université de Paris 6.
24. Tripon-Canseliet, C., et al., *Optically-controlled microwave phase shifting and sampling by efficient photoconductive switching on LT-GaAs substrate integrated technology*. Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering, 2006. 6343(8).
25. Delord, J., et al., *Study of optoelectronic sampler linearity for analog-to-digital conversion of RF signals*. IEEE Photonics Technology Letters, 2009. 21: p. 1396-1371.
26. Delord, J., *Echantillonnage photoconductif de signaux hyperfréquence*, 2010, Université de Savoie.
27. Roux, J., J. Delord, and J. Coutaz, *RF frequency response of photoconductive samplers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2011. 47: p. 223 -229.
28. Pagies, A., *Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence*, in *Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie de Lille*, 2011, Université de Lille 1.
29. Desplanque, L., *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldyshsubpicoseconde*, in *Microondes et Microtechnologies*, 2003, Université des Sciences et Technologies de Lille 1.
30. F.W.Smith, et al., *New M.B.E. buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFET*. IEEE Elect. Dev. Lett., 1988. 9.

31. D.C.Look, et al., *Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs : Hopping in a dense EL2 like band*. Phys. Rev., 1990. 42: p. 3578.
32. M.Kaminska, et al., *Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*. J. Vac. Sci. Technol., 1989. 7.
33. M.Kaminska, et al., *Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*. Appl. Phys. Lett., 1989. 54.
34. X.Liu, et al., *Native point defects in low-temperature-grown GaAs*. Appl. Phys Lett., 1995. 67.
35. M.R.Melloch, et al., *Formation of Arsenic precipitates in GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures*. Appl. Phys. Lett., 1990. 57.
36. Warren, A.C., et al., *Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy*. Applied Physics Letters, 1990. 57: p. 1331-1333.
37. M.Stellmacher, *Propriétés physiques des matériaux III-V à non stoechiométrie contrôlée*, 1999, Ecole Polytechnique.
38. S.Gupta, J.F.Whitaker, and G.Mourou, *Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by Molecular Beam Epitaxy at very low substrate temperatures*. IEEE J. Quantum Electron., 1992. QE-28: p. 2464-2472.
39. A. Affel Herman, L.E., *Concentric conducting system*, 1931, Google Patents.
40. Gupta, K.C., et al., *Microstrip lines and slotlines*. Second Edition 1996: Artech House.
41. C. P. Wen, *Coplanar waveguide: a surface strip transmission line suitable for non reciprocal gyromagnetic device application*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1969. 17 p. 1087-1090.

42. Ponchak, G., *RF transmission lines on silicon substrates*, in *29th European Microwave Conference* 1999: Munich. p. 158-161.
43. Liao, C.L., et al., *Transient propagation in lossy coplanar waveguides*. IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., 1995. 44(12): p. 2605-2611.
44. Zhang, J. and T.Y. Hsiang, *Subterahertz attenuation in coplanar waveguides*. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Long Beach, CA, 2005.
45. Pozar, D.M., *Microwave Engineering*. Second edition, 1998, New York: John Wiley & Sons, Inc.
46. Smail, M.K., *Développement d'une méthodologie dédiée à la réflectométrie en vue du diagnostic filaire*, in *Physique*, 2010, Université Paris-sud 11
47. Neff, H.P., *Introductory Electromagnetics*, 1991, New York: John Wiley & Sons, Inc.
48. Chipman, R.A., *Theory and problems of Transmission Lines* 1968, New York: John Wiley & Sons, Inc.
49. Ravot, N., *Analyse et diagnostic de réseau filaire complexes par réflectométrie*, 2007, Université Paris-Sud 11.
50. Holt, C.A., *Introduction to Electromagnetic fields and waves*, 1967, New York: John Wiley & Sons, Inc.
51. Collin, R.E., *Foundations for microwave engineerin*. Second Edition, 2002: IEEE Press.
52. Yagoub, C.E.M. and M.L. Tounsi, *EM Methods for MIC Modeling and Design: An Overview*. Piers Online, 2007. 3(1): p. 67-71.
53. Yagoub, C.E.M., M.L. Tounsi, and T.-P. Vuong, *EM Methods for Full-Wave Characterization of Microwave Integrated Circuits*, in *Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering, CCECE* 2007. p. 1675-1678.

54. Bhat, B. and S.K. Koul, *Unified approach to solve a class of strip and microstrip-like transmission lines*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1982. 30: p. 679-686.
55. Yamashita, E. and R. Mittra, *Variational method for the analysis of microstrip lines*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1968. 16: p. 251-256.
56. Yee, K.S., *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1966. AP 14: p. 302-307.
57. Taflove, A. and K.R. Umashankar, *The finite-difference time-domain (FDTD) method for numerical modelling of electromagnetic scattering*. IEEE Transactions on Magnetics, 1989. 25: p. 3086-3091.
58. Railton, C.J. and J.P. McGeehan, *An analysis of microstrip with rectangular and trapezoidal conductor cross sections*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1990. 38: p. 1017-1022.
59. Zhang, X. and K.K. Mei, *Time-domain finite difference approach to the calculation of the frequency dependent characteristics of microstrip discontinuities*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1988. 36: p. 1775-1787.
60. Railton, C.J., et al., *Optimized absorbing boundary conditions for the analysis of planar circuits using finite difference time domain method*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1993. 41: p. 290-297.
61. Mezzanotte, P., et al., *Analysis of packaged microwave integrated circuits by FDTD*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1994. 42: p. 1796-1801.
62. Sheen, D.M., et al., *Application of the three dimensional finite-difference time-domain method of the analysis of planar microstrip circuits*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1990. 38: p. 849-857.

63. Paul, D.L., E.M. Daniel, and C.J. Railton, *Fast finite difference time domain method for the analysis of planar microstrip circuits*, in *21st European Microwave Conference* 1991. p. 303-308.
64. Toland, B., et al., *FDTD analysis of an active antenna*. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 1993. 3: p. 423-425.
65. Daniel, E.M. and C.J. Railton, *Fast finite difference time domain analysis of microstrip patch antennas*. IEEE Antennas and propagation Symposium Digest, 1991: p. 414-417.
66. Pothecary, N.M. and C.J. Railton, *Finite difference time domain modelling of hyperthermia applicators for cancer therapy*. IEEE MTT-S Digest, 1993: p. 1151-1154.
67. Rahman, B.M.A. and J.B. Davies, *Penalty function improvement of waveguide solution by finite elements*. IEEE Trans. MTT, 1984. 32(8): p. 922-928.
68. Chari, M.V.K. and S.J. Salon, *Numerical Methods in Electromagnetism*, 2000, USA: Academic Press, Inc.
69. Khan, R.L. and G.I. Costache, *Finite element method applied to modelling crosstalk problems on printed circuits boards*. IEEE Trans. Elect. Comp., 1989. 31: p. 5-15.
70. Daly, P., *Upper and lower bounds to the characteristic impedance of transmission lines using the finite method*. Inter. J. Comp. Math. Elect. Engr., 1984. 3(2): p. 65-78.
71. Khebir, A., A.B. Kouki, and R. Mittra, *An absorbing boundary condition for quasi-TEM analysis of microwave transmission lines via the finite element method*. J. Elect. Waves Appl., 1990. 4(2): p. 145-157.
72. Itoh, T., *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*, 1989: John Willey and Sons.

73. Vetri, J.L. and N.R.S. Simons, *A class of symmetrical condensed node TLM methods derived directly from Maxwell's equations*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1993. 41: p. 1419-1428.
74. Krumpholtz, M. and P. Russer, *On the dispersion in TLM and FDTD*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1994. 42: p. 1275-1279.
75. Celuch-Marcysiak, M. and W.K. Gwarek, *Formal equivalence and efficiency comparison of the FD-D, TLM and SN methods in application to microwave CAD programs*, in *21st European Microwave Conference*, 1991. p. 199-204.
76. Meade, S.A., *The Rapid and Rigorous Mathematical Modelling of Passive Planar Microwave Circuits*, 1994, University of Bristol.
77. Weiland, T., *Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods*. International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, 1996. 9: p. 295-319.
78. Weiland, T., *A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six Component Fields*. Electronics and Communications (AEÜ), 1977. 31: p. 116-120.
79. Krietenstein, B., et al., *The perfect boundary approximation technique facing the big. Challenge of high precision field computation.*, in *Proceedings of the 19th international linear accelerator conference*, 1998. p. 860-862.
80. Clemens, T.W.M., *Discrete electromagnetism with the finite integration technique*. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2001. 15: p. 79-80.
81. Katehi, P.B. and N.G. Alexopoulos, *Frequency dependent characteristics of microstrip discontinuities in millimeterwave integrated circuits*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1985. 33: p. 1029-1035.

82. Dunleavy, L.P. and P.B. Katehi, *Shielding effects in microstrip discontinuities*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1988. 36: p. 1767-1773.
83. Harokopus, W.P. and P.B. Katehi, *Characterisation of microstrip discontinuities on multilayer dielectric substrates including radiation losses*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1989. 37: p. 2058-2066.
84. Livernois, T.G. and P.B. Katehi, *A simple method for characterizing planar transmission line discontinuities on dissipative substrate*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1991. 39: p. 368-370.
85. Omar, A.S. and K. Schunemann, *Formulation of the singular integral equation technique for planar transmission lines*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1985. 33: p. 1313-1321.
86. Zhu, L. and E. Yamashita, *Full-wave boundary integral equation method for suspended planar transmission lines with pedestals and finite metallisation thickness*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1993. 41: p. 478-483.
87. Nadobny, J., et al., *A volume-surface integral equation method for solving Maxwell's equations in electrically inhomogeneous media using tetrahedral grids*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1996. 44: p. 543-554.
88. Harrington, R.F., *Field computation by moment methods*, 1968, New York: Macmillan.
89. Itoh, T., *Recent advances in numerical methods for microwave and millimeter-wave passive structures*. IEEE Transaction on Magnetics, 1989. 25(4): p. 2931.
90. Denlinger, E.J., *A frequency dependent solution for microstrip transmission lines*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1971. 19(39): p. 30-39.

91. Itoh, T. and R. Mittra, *Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1973: p. 496-499.
92. Itoh, T. and R. Mittra, *A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1974: p. 896-898.
93. Das, N.K. and D.M. Pozar, *A generalised spectral-domain Green's function for multilayer dielectric substrates with application to multilayer transmission lines*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1987. 35: p. 326-335.
94. Railton, C.J. and T. Rozzi, *Complex modes in boxed microstrip*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1988. 36: p. 865-873.
95. Meade, S.A. and C.J. Railton, *Efficient implementation of the spectral domain method including precalculated corner basis functions*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1994. 42: p. 1678-1684.
96. Tsai, M.J., et al., *Modelling planar arbitrary shaped microstrip elements in multilayered media*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1997. 45: p. 330-337.
97. Kuo, J. and T. Itoh, *Hybrid-mode computation of propagation and attenuation characteristic of parallel coupled microstrips with finite metalisation thickness*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, 1997. 45: p. 274-280.
98. Slama, J.B.H., *Modélisation du rayonnement électromagnétique des circuits d'électronique de puissance. Application à un hacheur*, in *Génie Electrique* 1997, Ecole Centrale de Lyon.
99. Grenier, D., *Antenne et propagation radio*, 2012: Québec, Canada.
100. Richmond, J.H., *Digital computer solutions of the rigorous equations for scattering problems*. Proc. IEEE, 1965. 53: p. 796-804.

101. Harrington, R.F., *Matrix methods for field problems*. Proc. IEEE, 1967. 55: p. 136-149.
102. Louis, A., *Compatibilité électromagnétique. Des moyens d'essais à la modélisation de composants électroniques*, in *Electronique*, 2006, Université de Rouen.
103. Laib, S.-E., *Caractérisation de la ligne coplanaire à microruban volumique et ses discontinuités par l'approche Full-wave basée sur la technique MPIE dans le domaine spatial*, in *Electronique*, 2012, Université Ferhat Abbas, Sétif.
104. M. El Besseghi, A. Aissat, D. Decoster, *Microwave Insulation Optimization of Photoswitches Consisting of a Coplanar Line Introducing a Single-Electrode MSM Photodetector*, International Journal of Advanced Research in Electrical, Electronics and Instrumentation Engineering, 2013, 2(10).
105. A. Aissat, M. El Besseghi, D. Decoster, *Optimization of Photoswitch Constituted of a Coplanar Line Introducing an Interdigitated MSM Photodetector*, Superlattices and Microstructures, 2014, 72: p. 245-252.

## CONCLUSION

La transmission optique à très haut débit, nécessite le développement de récepteurs de très hautes performances. Le travail de cette thèse a eu pour but l'optimisation des photodiodes PIN et MSM, afin de répondre aux besoins de la photodétection à la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ , mais également pour la fonction de photocommutation hyperfréquence, grâce à l'intégration des photodiodes MSM dans les lignes coplanaires.

Pour ce faire, nous avons d'abord mené une étude globale concernant les semiconducteurs et les photodétecteurs, nous avons présenté les principales caractéristiques de ces derniers, ainsi que les différents types fréquemment utilisés dans les transmissions par fibres optiques.

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté l'optimisation des photodiodes PIN par l'introduction des zones désertes mixtes. En les comparant aux zones désertes entièrement absorbantes, nous avons pu conclure que les photodiodes à zones désertes mixtes, sont plus rapides que les photodiodes à zones désertes entièrement absorbantes. La surface maximale et le volume maximal dépassent respectivement de 64% et de 8%, ceux des photodiodes à zones désertes entièrement absorbantes. Les abaques que nous avons fourni, permettent d'optimiser les performances, lorsque plusieurs paramètres tels que la surface, l'épaisseur d'absorbant, ou la fréquence de coupure sont imposés simultanément.

Par la suite, nous avons présenté la modélisation et la simulation de photodétecteur MSM de structure planaire interdigitée, à base d' $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$  dans le troisième chapitre. Grâce aux modèles théoriques, nous avons tracé les variations de courant d'obscurité, de photocourant, de la capacité, et de la fréquence de coupure. Le courant d'obscurité obtenu est très faible, il varie entre 20.18 et 61.50 pA à une tension de polarisation de 10 V, ceci est fait grâce à la mince couche, utilisée pour l'augmentation de la barrière Schottky, à base de  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , que nous avons introduite dans la structure épitaxiale de composant.

Le photocourant obtenu est appréciable, il atteint 15 mA. La même chose pour la fréquence de coupure à -3dB, cette dernière dépend de temps de transit des porteurs et de la capacité. Vu que la capacité dans le photodétecteur MSM est très faible, il est alors nécessaire de trouver un compromis pour chaque structure.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous avons présenté l'optimisation des photocommutateurs constitués d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM monoélectrode et interdigités. Grâce à l'évolution des coefficients de réflexion et de transmission, nous avons pu étudier l'influence des différents paramètres géométriques du photodétecteur MSM sur l'isolation hyperfréquence. Nous avons par la suite présenté l'optimisation des performances par l'introduction des nouvelles formes des tapers plus complexes, ainsi que par le resserrement des plans de masse; des bonnes valeurs d'isolation hyperfréquence ont été atteintes, -59 dB dans le cas de photocommutateur introduisant un photodétecteur MSM mono-électrode et -52 dB dans le cas de photocommutateur introduisant un photodétecteur MSM interdigité. Les rapports On/Off associés sont respectivement égaux à 56 dB et 48.8 dB, ce qui est considéré comme étant très acceptable afin de permettre le bon fonctionnement du dispositif.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Les matériaux III-V peuvent être remplacés par d'autres matériaux, tel-que les semiconducteurs à base de nitrure (GaN, InGaN, InN..), ou bien par d'autres composés ternaires ou quaternaires de la famille III-V, pour la réalisation des photodiodes PIN et MSM fonctionnant à 1.55  $\mu\text{m}$ . Concernant le photocommutateur, des résultats encore meilleurs peuvent être atteints si on arrive à trouver un compromis entre les différents paramètres géométriques de la ligne coplanaire et du photodétecteur MSM. Il serait également intéressant de réaliser ce composant sur un matériau absorbant à 1.55  $\mu\text{m}$ , afin de pouvoir utiliser les sources optiques compactes développées pour les applications de télécommunications, sachant qu'un matériau photosensible à 1.55  $\mu\text{m}$  et ayant des propriétés équivalentes à celle du GaAs BT n'existe pas encore.

## LISTE D'ABREVIATIONS

<b>ADS :</b>	Advanced Design System
<b>APD :</b>	Avalanche Photodiode
<b>ARC :</b>	Anti Reflection Coating
<b>CAD :</b>	Computer Aided Design
<b>CAN :</b>	Controller Area Network
<b>CAO:</b>	Conception Assistée par Ordinateur
<b>CPW:</b>	Coplanar Waveguide
<b>CST :</b>	Computer Science Technology
<b>CTO :</b>	Cadmium Tin Oxyde
<b>CZ :</b>	Czochralski
<b>EJM :</b>	Epitaxie par Jet Moléculaire
<b>FDTD :</b>	Finite Difference Time Domain
<b>FEM :</b>	Finite Element Method
<b>FWHM :</b>	Full Width Half Maximum
<b>GaAs BT :</b>	Arséniure de Gallium Basse Température
<b>HBT :</b>	Heterojunction Bipolar Transistor
<b>HEMT :</b>	High Electron Mobility Transistor
<b>HFSS :</b>	High Frequency Simulation Software
<b>HSMD :</b>	Hybrid Mode Spectral Domain
<b>IEM :</b>	Integral Equation Method
<b>ITO:</b>	Indium Tin Oxyde
<b>MESFET:</b>	Metal–Semiconductor Field Effect Transistor
<b>MMICs :</b>	Monolithic Microwave Integrated Circuits
<b>MoM :</b>	Method Of Moments
<b>MPIEM :</b>	Mixed Potential Integral Equation Method
<b>MS :</b>	Métal-Semiconducteur
<b>MSM :</b>	Métal-Semiconducteur-Métal
<b>MWS :</b>	Microwave Studio

<b>N.I.D :</b>	Non Intentionnellement Dopée
<b>NEP :</b>	Noise Equivalent Power
<b>NTT :</b>	Nippon Telegraph and Téléphone Corporation
<b>PIN :</b>	P-I-N Photodiode
<b>RADAR :</b>	Radio Detection and Ranging
<b>RF :</b>	Radio Fréquence
<b>SDA :</b>	Spectral Domain Method
<b>SNR :</b>	Signal to Noise Ratio
<b>SRH :</b>	Shockley Read Hall
<b>TE :</b>	Transverse Electric
<b>TEM :</b>	Transverse Electro-Magnetic
<b>TLM :</b>	Transmission Line Matrix
<b>TM :</b>	Transverse Magnetic
<b>UTC :</b>	Uni Traveling Carrier
<b>ZCE :</b>	Zone de Charge d'espace

## LISTE DES SYMBOLES

$\Delta\phi$	Abaissement de la barrière de potentiel par la force image
$\chi$	Affinité électronique
$E_C$	Bande de conduction
$E_V$	Bande de valence
$E_g$	Bande interdite
$\phi_{bn}$	Barrière de potentiel d'électrons
$\phi_{bp}$	Barrière de potentiel des trous
$V_{BD}$	Breakdown voltage
$C$	Capacité
$q$	Charge élémentaire
$\alpha$	Coefficient d'absorption
$k$	Coefficient d'extinction
$R$	Coefficient de réflexion
$T$	Coefficient de transmission
$S_{11}$	Coefficients de réflexion
$S_{21}$	Coefficients de transmission
$K_B$	Constante de Boltzmann
$h$	Constante de Plank
$\gamma$	Constante de propagation
$A_n$	Constante de Richardson des électrons
$A_p$	Constante de Richardson des trous
$I_{obs}$	Courant d'obscurité
$N_a$	Densité d'accepteurs d'électron
$N_d$	Densité de donneurs d'électro
$P$	Densité de trous libres
$J$	Densité de courant
$J_n$	Densité de courant d'électrons
$J_{obs}$	Densité de courant d'obscurité
$J_p$	Densité de courant des trous
$N$	Densité d'électrons libres
$N_v$	Densité d'états dans la bande de valence
$N_c$	Densité d'états dans la bande de conduction
$eV$	Electron volt
$E_\phi$	Energie du photon
$d_{abs}$	Epaisseur de la couche absorbante
$V_{FB}$	Flat bande voltage
$f$	Fréquence
$f_{-3dB}$	Fréquence de coupure à -3db

$f_{RC}$	Fréquence de coupure capacitive
$f_{tr}$	Fréquence de coupure en transit
$\nu$	Fréquence de l'onde lumineuse
$Z_c$	Impédance caractéristique
$Z_L$	Impédance de charge
$n$	Indice de réfraction réel
$\lambda_c$	Longueur d'onde de coupure
$\lambda$	Longueur de l'onde
$\mu$	Mobilité
$E_{Fm}$	Niveau de fermi du métal
$E_{Fs}$	Niveau de fermi du semiconducteur
$\mu_0$	Perméabilité du vide
$\epsilon_0$	Permittivité du vide
$\epsilon_r$	Permittivité relative
$I_{ph}$	Photocourant
$V_d$	Potentiel de diffusion
$P_{opt}$	Puissance optique
$V_{RT}$	Reach through voltage
$\eta_{ext}$	Rendement quantique externe
$\eta_{int}$	Rendement quantique interne
$H_{tr}^p$	Réponse fréquentielle en transit des électrons
$H_{tr}^n$	Réponse fréquentielle en transit des trous
$h_{tr}$	Réponse impulsionnelle en transit
$R_c$	Résistance de charge
$R_s$	Résistance série
$R_{sh}$	Résistance shunt
$S_{ph}$	Sensibilité
$T$	Température
$\tau_{diff}$	Temps de diffusion
$\tau_{RC}$	Temps de réponse de circuit rc
$\tau_{tr}$	Temps de transit
$\tau_{tr}^n$	Temps de transition d'électrons
$\tau_{tr}^p$	Temps de transition des trous
$V$	Tension appliquée
$\phi_m$	Travail de sortie du métal
$\phi_s$	Travail de sortie du semiconducteur
$c$	Vitesse de la lumière
$v_n$	Vitesse de saturation d'électrons
$v_p$	Vitesse de saturation des trous
$V_{abs}$	Volume absorbant

**PUBLICATIONS ET CONFERENCES**

- ✓ M. El Besseghi, A. Aissat, D. Decoster, *Simulation of the Metal-Semiconductor-Metal photodetector based on InGaAs for the photodetection at the wavelength 1.55  $\mu\text{m}$* , *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, Volume 125, Issue 11, June 2014, Pages 2543-2546.
- ✓ A. Aissat, M. El Besseghi, D. Decoster, *Optimization of Photoswitch Constituted of a Coplanar Line Introducing an Interdigitated MSM Photodetector*, *Superlattices and Microstructures*, Volume 72, August 2014, Pages 245-252.
- ✓ A. Aissat, M. El Besseghi, D. Decoster, *Transport Optimization in PIN Photodiodes Using Mixed Depletion Region*, *International Journal of Electronics*, 2014, <http://dx.doi.org/10.1080/21681724.2014.917713>.
- ✓ M. El Besseghi, A. Aissat, D. Decoster, *Microwave Insulation Optimization of Photoswitches Consisting of a Coplanar Line Introducing a Single-Electrode MSM Photodetector*, *International Journal of Advanced Research in Electrical, Electronics and Instrumentation Engineering*, Volume 2, Issue 10, October 2013.
- ✓ A. Aissat, M. El Besseghi, D. Decoster, *Simulation of the Metal-Semiconductor-Metal photodetector based on InAlAs/GaAsSb for the photodetection at the wavelength 1.3  $\mu\text{m}$* , *International Conference on Multimedia Computing and Systems, (ICMCS'14)*, 14th to 16th April 2014, Marrakech, Morocco.
- ✓ M. El Besseghi, A. Aissat, D. Decoster, *Simulation de Photocommutateur à Base de Photodétecteur MSM Interdigité*, *Conférence Nationale sur les Technologies de l'Information et les Télécommunications CNTIT'13*, 10-11 Décembre 2013, Tlemcen, Algérie.