

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

جامعة سعد دحلب البليدة
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Projet de Fin d'Études

présenté par

Salmi Mohamed Salah Eddine

&

Hachid Soufyane

pour l'obtention du diplôme de master en Électronique option micro optoélectronique

Thème

**Etude et simulation d'un photodétecteur
métal-semiconducteur-métal à base de
GaAs pour la photodétection à la longueur
d'onde 0.85 micromètre**

Proposé par :

Pr H Aissat Abdelkader

Année Universitaire 2012-2013

Remerciement

En préambule à ce mémoire nous remerciant ALLAH qui nous aide et nous donne la patience et le courage durant ces longues années d'étude.

Nous tenons à saisir cette occasion et adresser nos sincères remerciements et nos profondes reconnaissances à :

Monsieur Abdel Kader AISSAT , notre encadrant de mémoire de fin d'étude, pour ses précieux conseils et son orientation ficelée, ainsi pour l'inspiration, l'aide et le temps qu'ils ont bien voulu nous consacrer et sans qui ce mémoire n'aurait jamais vu le jour.

Monsieur, Mourad EL BESSEGHI qui s'est toujours montrés à l'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de ce mémoire.

A tous les professeurs qui nous ont enseigné et qui par leurs compétences nous ont soutenu dans la poursuite de nos études.

A nos familles et nos amis qui par leurs prières et leurs encouragements, on a pu surmonter tous les obstacles. Nous tenons à remercier toute personne qui a participé de près ou de loin à l'exécution de ce modeste travail.

ملخص:

في هذا العمل قمنا بدراسة في حالة الظلام خصائص المحولات المتحكم فيها ضوئيا بدون استقطاب ما يعرف بالمحولات الضوئية باستعمال ذو الاتصال شوتكي معدن-شبه موصل-معدن (MSM) في الشريط المركزي لخطوط متحدة المستوى. هذه الكواشف كانت قد درست وبالتفصيل من خلال عرض جميع خصائصها في الظلام و قد تم تبين تأثير عوامل الأبعاد على التيار والحزمة النافذة. هذه المكونات لديها عزل جيد في الظلام ما يجعلها أحسن اختيار لزيادة النسبة ON/OFF.

كلمات المفاتيح :

الكاشف الضوئي معدن-شبه موصل-معدن (MSM), ارسينيورالغاليوم (GaAs), مقاطع شوتكي, خط متحد المستوى قاطعات ضوئية للترددات العالية.

Résumé :

Dans ce travail, l'étude en obscurité des caractéristiques des commutateurs commandés optiquement sans polarisation appelés photocommutateurs, ceci en introduisant des photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) interdigité et monoélectrode à contact Schottky dans le ruban central des lignes coplanaires. Ces photodétecteurs ont été séparément détaillés par l'étude du comportement de ces derniers en obscurité, l'influence des paramètres dimensionnels sur le courant d'obscurité et la fréquence de coupure a été mise en évidence. Ces composants présentent un bon isolement en obscurité ce qui représente un bon choix pour le rapport ON/OFF.

Mots-clés: Photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM), Arséniure de Gallium (GaAs), Contact Schottky, Ligne coplanaire, photointerrupteur Hyperfréquence

Abstract :

In this work, we present in dark, the characterizations of optically controlled switches without bias called photoswitch by introducing Metal-Semiconductor-Metal (MSM) photodetectors of interdigitated and monoelectrode structure with Schottky contact in the central strip of the coplanar lines. These photodetectors were separately detailed by the study of the behavior of these last in dark by presenting the influence of dimensional parameters on dark current and frequency. These components have good insulation in darkness which can be the best choice for ON/OFF ratio.

Keywords: Metal-Semiconductor-Metal (MSM) photodetector, Gallium Arsenide (GaAs), Schottky Contact, Coplanar line, Microwave photoswitch.

Listes des acronymes et abréviations

GaAs Gallium Arsenide

InGaAs Indium gallium Arsenide

ZCE: Zone de charge d'espace

N.I.D: Non Intentionnellement Dopée

V_{pd}: Tension de polarisation

EDFA: Erbium Doped Fiber

CCD: Charge Coupled Device

M.O.S: Métal Oxyde Semiconducteur

UTC: Uni-traveling-carrier

NTT: Nippon Telegraph and Téléphone Corporation

MSM: Métal-Semiconducteur-Métal

HEMT: High-electron-mobility transistor

MESFET: Metal–semiconductor field effect transistor

ITO: Indium-Tin-Oxyde

MMICs Monolithic Microwave Integrated Circuits

MS: Métal semiconducteur

GaAsBT: Arséniure de gallium à basse température

CZ: Czochralski

AsGa : Antisite d'arsenic

EJM : Epitaxie par Jet Moléculaire

SRH: Shockley-Read-Hall

C.P. : Chi-Pang

CPW: Coplanar Waveguide

Table des matières

Introduction générale	2
-----------------------------	---

CHAPITRE I

GÉNÉRALITÉS SUR LA PHOTODÉTECTION ET LES PHOTODÉTECTEURS

I.1. Introduction	5
I.2. Principe de la photodétection	6
I.3. Caractéristiques principales des photodétecteurs	6
I.3.1. Coefficient d'absorption et longueur d'absorption	6
I.3.2. Rendement quantique	8
I.3.3. Coefficient de réponse	8
I.3.4. Bande passante à 3dB	9
I.4. Les principaux photodétecteurs.....	9
I.4.1. La photodiode PN classique	10
I.4.2. La photodiode PIN	11
I.4.3. La photodiode à avalanche	12
I.4.4. Photodétecteur à transfert de charge (CCD)	14
I.4.5. Phototransistor.....	15
I.4.6. La photodiode UTC.....	16
I.4.7. Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM)	18
I.5. Comparaison entre structures photoconductrices	21
I.6. Conclusion	21

CHAPITRE II
LE PHOTODETECTEUR
MÉTAL-SEMICONDUCTEUR-MÉTAL

II.1. Introduction	23
II.2. Contact Schottky (Structure MS)	24
II.3. Structure du photodétecteur MSM	25
II.3.1. Photodétecteur MSM à l'équilibre thermique ($V = 0$)	26
II.3.2. Sous polarisation	27
II.4. Allure de la caractéristique $I(V)$ en obscurité et du champ électrique	34
II.5. Coefficient de réponse du photodétecteur MSM	39
II.6. Photocourant du photodétecteur MSM	39
II.7. Comportement dynamique du photodétecteur MSM	40
II.7.1. capacité	41
II.7.2. Résistance.....	44
II.7.3. Circuit équivalent à faible signaux	45
II.8. Conclusion	50

CHAPITRE III

Le photocommutateur

III.1. Introduction	52
III.1.1. Etat de l'art	52
III.1.2. Les différents types de photocommutateurs	53
III.1.3. Choix de matériau	55
III.1.4. L'arséniure de gallium à basse température GaAs BT	57

III.2. La ligne coplanaire	60
III.3. Les paramètres S	61
III.4. Description générale de fonctionnement du photocommutateur	65
III.4.1. Caractérisation des lignes coplanaires introduisant des MSM interdigités...	67
III.4.2. optimisation du photocommutateur	74
III.4.3. Interprétation des résultats obtenus en hyperfréquences	79
III.5. conclusion	80
Conclusion générale	82
Annexe	84
Bibliographie	86

.

Liste des figures

Figure I.1- Processus de photo excitation intrinsèque et extrinsèque	5
Figure I.2- Courbes d'absorption des matériaux semi-conducteurs utilisés pour la fenêtre spectrale visible – proche infrarouge	7
Figure I.3- Fréquence de coupure à 3dB ou bande passante d'un Photodétecteur : f-3DB.....	9
Figure I.4- Représentation schématique de la photodiode PN.....	10
Figure I.5- Photodiode PIN et carte du champ électrique correspondant en polarisation inverse	11
Figure I.6- La photodiode PIN à éclairage vertical.....	12
Figure I.7- La photodiode PIN à éclairage latéral	12
Figure I.8- Effet avalanche : une paire électron-trou photocréée génère d'autres paires par ionisation par impact	13
Figure I.9- Structure typique d'une photodiode à avalanche ultra-rapide InGaAs	14
Figure I.10- coupe transversale d'une cellule CCD.....	15
Figure I.11- Structure d'un phototransistor à éclairage vertical	16
Figure I.12- Principe de fonctionnement d'une photodiode UTC	17
Figure I.13- Vues en coupe et de dessus d'un photodétecteur métal semiconducteur-métal	18
Figure II.1- Représentation des bandes d'énergies d'une jonction MS non polarisée....	24
Figure II.2- Structure de base du photodétecteur MSM : (a) Symbole, (b) Schéma simplifié, (c) vue de dessus et (d) vue en coupe.....	26
Figure II.3- (a) Schéma de la structure d'un photodétecteur MSM ($V = 0$), (b) distribution de charge, (c) évolution du champ électrique, (d) diagramme de bande d'énergie à l'équilibre thermique	28
Figure II.4- Caractéristique courant-tension typique d'un photodétecteur MSM en obscurité	34
Figure II.5- Distribution du module du champ électrique dans un photodétecteur MSM.....	35
Figure II.6- Simulation de la caractéristique I(V) en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité de surface $10 \times 10 \mu\text{m}^2$	36

Figure II.7 -Simulation de la caractéristique I(V) en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité de distance interélectrode de 0.3 μm	37
Figure II.8 -Simulation de la caractéristique I(s) en obscurité d'un photodétecteur MSM Interdigité sous tension de polarisation de 5v	37
Figure II.9 -Simulation de la caractéristique I(D) en obscurité d'un photodétecteur MSM Interdigité sous tension de polarisation de 5v.....	38
Figure II.10 -Simulation de la caractéristique I(D) en obscurité d'un photodétecteur MSM Interdigité de surface de 10 x 10 μm^2	38
Figure II.11 -Evolution de la capacité des photodétecteurs MSM interdigités en fonction des distances inter électrodes (Surface variant de 1x1 à 100x100 μm^2)	43
Figure II.12 -Evolution de la capacité des photodétecteurs MSM interdigités en fonction des distances interélectrodes (D/l variant de 1/4 à 3)	44
Figure II.13 -Schéma équivalent d'un photodétecteur MSM sous faible signal	46
Figures II.14 -Evolution de la fréquence de coupure capacitive d'un photodétecteur MSM interdigité en fonction de la distance interélectrode pour des surfaces variant de 1 x 1 à 100 x 100 μm^2 avec un rapport D/l=1.....	47
Figure II.15 -Evolution de la fréquence de coupure capacitive d'une photodétecteur MSM interdigité de surface S=10 x 10 μm^2 en fonction de la distance interélectrode pour D/l variant de 1/4 à 3	47
Figure II.16 -Evolution de la fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surface 10 x 10 μm^2 en fonction des distances interélectrodes	48
Figure II.17 -Evolution de la fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surfaces variant de 1 x 1 à 100 x 100 μm^2 en fonction des distances interélectrodes pour D=1	48
Figure II.18 -Evolution de la fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surface 10 x 10 μm^2 en fonction des distances interélectrodes avec un rapport D / l variant de 1/4 à 3	49
Figure II.19 -Fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surface 10 x 10 μm^2 en fonction des distances interélectrodes	50

Figure III.1 -Un simple photocommutateur	52
Figure III.2 -Différents types de photocommutateurs d'Auston	54
Figure III.3 -Photocommutateur à « contact glissant »	55
Figure III.4 -Structure de bandes d'énergie du GaAs	56
Figure III.5 -Variation du Gap E_g du GaAs en fonction de la température	56
Figure III.6 -génération d'un courant d'obscurité à température ambiante par les accepteurs superficiels	58
Figure III.7 -antisite d'arsenic dans du GaAs	58
Figure III.8 -Schéma d'une ligne coplanaire	60
Figure III.9 -Vue de l'interface du "Waveguide Gapsize Calculator"	61
Figure III.10 -Ligne des champs électrique et magnétique dans une ligne coplanaire..62	
Figure III.11 -Quadripôle sur une ligne (a : ondes entrantes, b : ondes sortantes)	64
Figure III.12 -Graphe de fluence d'un quadripôle	65
Figure III.13 -Principe de fonctionnement du photocommutateur Etat Off, Etat On	66
Figure III.14 -Modèle d'un photocommutateur présenté par Auston en 1975	66
Figure III.15 -Comportement schématique hyperfréquence du photocommutateur à l'état OFF (en bleu) et à l'état ON (en rouge)	67
Figure III.16 -Evolution des paramètres S d'une ligne coplanaire de référence (a) Coefficient de réflexion (S_{11}), (b) Coefficient de transmission (S_{21})	68
Figure III.17 -Carte de propagation du champ pour $f=20\text{GHz}$ sur une ligne coplanaire de largeur $W=10\ \mu\text{m}$	68
Figure III.18 -Ligne coplanaire avec interruption	69
Figure III.19 -Evolution du coefficient de réflexion (S_{11}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de différentes L et d	69

Figure III.20 -Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de différentes L et d	70
Figure III.21 -La ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM interdigité de surface $S=5 \times 5$ avec des distances $D=0.3$ et $1\mu\text{m}$	71
Figure III.22 -Evolution du coefficient de réflexion(S_{11}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de surface $S=5 \times 5 \mu\text{m}^2$ avec des distances $D=0.2, 0.3$ et $1\mu\text{m}$	72
Figure III.23 -Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de surface $S = 5 \times 5$ avec des distances $D = 0.2, 0.3$ et $1 \mu\text{m}$	72
Figure III.24 -Evolution du coefficient de réflexion(S_{11}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de distance $D=1 \mu\text{m}$ avec des surfaces $S=3 \times 3, 5 \times 5$ et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$	73
Figure III.25 -Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de distance $D=1 \mu\text{m}$ avec des surfaces $S=3 \times 3, 5 \times 5$ et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$	74
Figure III.26 -Ligne coplanaire avec forme sinusoïdale des tapers	74
Figure III.27 -Evolution du coefficient de réflexion(S_{11}) d'une ligne coplanaire à l'état Off pour une configuration de tapers sinusoïdale	75
Figure III.28 -Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire à l'état Off pour une configuration de tapers sinusoïdale	75
Figure III.29 -ligne coplanaire avec forme sinusoïdale des tapers et une interruption de dimension L et D	76
Figure III.30 -Cartes de champ électrique E à la fréquence $f= 20$ GHz pour des distances interélectrodes $D=1 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$	77
Figure III.31 -Evolution du coefficient de réflexion (S_{11}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoïdale à l'état Off introduisant des photodétecteurs MSM de longueur $L=3 \mu\text{m}$ pour différents valeurs de D	77

Figure III.32-Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoïdale à l'état Off introduisant des photodétecteurs MSM de longueur $L = 3 \mu\text{m}$ pour différents valeurs de D 78

Figure III.33-Evolution du coefficient de réflexion(S_{11}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoïdale à l'état Off introduisant des photodétecteurs MSM de distance $D=1\mu\text{m}$ pour différents valeurs de L 78

Figure III.34-Evolution des coefficients de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoïdale l'état Off introduisant des photodétecteurs MSM de distance $D=1\mu\text{m}$ pour différents valeurs de L 79

Figure III.35-la configuration sinusoïdale des tapers avec (a) un resserrement de $0.4 \mu\text{m}$ (b) un resserrement de $2\mu\text{m}$

Figure III.36-l'évolution du coefficient de transmission (S_{21}) pour un resserrement de $0.4, 2$ et $6\mu\text{m}$

Liste des tableaux

Tableau I.1 -Tableau comparatif entre différents photodétecteurs	21
Tableau II.1 -Différents type de contact métal- semiconducteur	25
Tableau III.1 -Nombres et largeurs de doigts de photodétecteurs MSM interdigités réalisés pour différentes surfaces	71

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

Les composants électroniques, les technologies et les applications se développent constamment. Les technologies poussent les applications à se diversifier et les applications orientent les technologies vers le développement et l'amélioration. Cette combinaison du technology-push et de l'application-pull conduit à une véritable explosion en diversité et en performances des composants semi-conducteurs existant sur le marché. Cette voie conduit à innover en permanence et à explorer toutes les voies qui peuvent provoquer des avancées significatives. Dans ce domaine, des structures en super-réseaux sont exploitées, les dimensions sont diminuées jusqu'à l'échelle du nanomètre, les lois quantiques sont explorées et des composants tout optiques sont également considérés.

De nos jours, la multiplication des normes de télécommunications implique l'intégration dans un même système, de différents dispositifs réalisant la même fonction de traitement du signal, mais fonctionnant à différentes fréquences. Pour éviter cette contrainte, qui rend difficile la miniaturisation et la réduction des coûts de fabrication des dispositifs hyperfréquences, une solution consiste à réaliser des circuits agiles en fréquence. On peut mettre à profit les propriétés de non linéarité de certains matériaux, qui sont alors utilisés comme substrats des circuits imprimés hautes fréquences.

En électronique rapide et en optoélectronique, les propriétés des composés semiconducteurs III-V sont préférables. On citera par exemple quelques composés binaires et ternaires, GaAs, InP, GaAlAs, InGaAs, ... Les propriétés de ces matériaux sont très intéressantes pour les performances de ces dispositifs.

Ce thème constitue une contribution à l'étude portant sur les composants d'extrémités d'une transmission par fibre optique qui sont les photodétecteurs, et l'accent sera mis plus précisément, sur le photodétecteur MSM (Métal Semiconducteur Métal). Ce dernier est un dispositif semiconducteur symétrique équivalent à deux diodes Schottky montées en tête-bêche ; l'une polarisée en directe, l'autre en inverse. Il s'agit d'une structure planaire qui peut être intégrée de manière monolithique. C'est un dispositif intéressant pour son utilisation ultra rapide dans les circuits optoélectroniques

dont des études ont montré des réponses de commutation sub-nanoseconde sur GaAs [5].

Ainsi, notre principal objectif est d'étudier et de caractériser ce dispositif puis de l'intégrer dans une ligne coplanaire hyperfréquence afin de l'utiliser comme photocommutateur ultra rapide, c'est-à-dire envisager la commande de la transmission des signaux hyperfréquences par voie optique. Cette technique permettra de pouvoir remplacer des liaisons hyperfréquences classiques, souvent lourdes, encombrantes et caractérisées par de fortes atténuations.

Notre étude est divisée en trois chapitres :

Dans le premier chapitre, nous allons présenter les principes de base de la photodétection. Les structures et fonctionnements des photodétecteurs les plus connus seront exposés tels les photoconducteurs, les photodiodes PN et PIN, les photodiodes à avalanche PDA, les phototransistors, les photodiodes UTC (Uni-Travelling-Carrier) ainsi que les photodétecteurs MSM (Métal Semiconducteur Métal). Parmi ces photodétecteurs, certains sont plus utilisés et offrent des potentialités intéressantes. Un tableau comparatif est établi pour mettre en évidence les caractéristiques de chacun.

Dans le deuxième chapitre, le photodétecteur MSM (Métal Semiconducteur Métal) est étudié en détail; nous aborderons son mode de fonctionnement par rapport aux tensions appliquées. Des simulations obtenues par le logiciel MATLAB du photodétecteur MSM seront présentées pour décrire ses différentes caractéristiques en obscurité et sous éclairage (courant d'obscurité, coefficient de réponse, photocourant et comportement en régime dynamique).

Dans le dernier chapitre, nous présenterons quelques notions sur la photocommutation, les paramètres S et les lignes coplanaires en introduisant des différents dispositifs MSM monoélectrode, interdigité et une configuration sinusoïdale des tapers nous verrons l'évolution des coefficients de réflexion et de transmission ce qui nous permet de comprendre le comportement du photocommutateur en hyperfréquence.

CHAPITRE I

I.1. Introduction

Le photodétecteur est un composant à base de semiconducteur. Il absorbe de l'énergie optique et la convertit en énergie électrique, qui se manifeste en photocourant. Il est très important dans la transmission optique et les systèmes de mesure. Les photodétecteurs sont également classés en deux types : intrinsèque et extrinsèque. [1] Les photodétecteurs intrinsèques détectent la lumière de longueur d'onde proche ou supérieure de la bande interdite du semiconducteur, d'où des paires électron-trou sont formées par photo excitation ce qui mène à un photocourant. Les photodétecteurs extrinsèques détectent une énergie lumineuse plus petite que l'énergie de la bande interdite. Les photons sont absorbés et élèvent un électron des bandes intermédiaires c'est-à-dire des bandes d'impuretés introduites. Cet électron laisse un vide ou une lacune dans la bande interne et passe à la bande de conduction ; de la même manière un électron de la bande de valence passe à un niveau profond et laisse un trou dans la bande de valence. Les électrons et les trous des niveaux profonds contribuent ainsi au photocourant. Le processus de photo excitation intrinsèque et extrinsèque des porteurs est illustré dans la figure I.1.

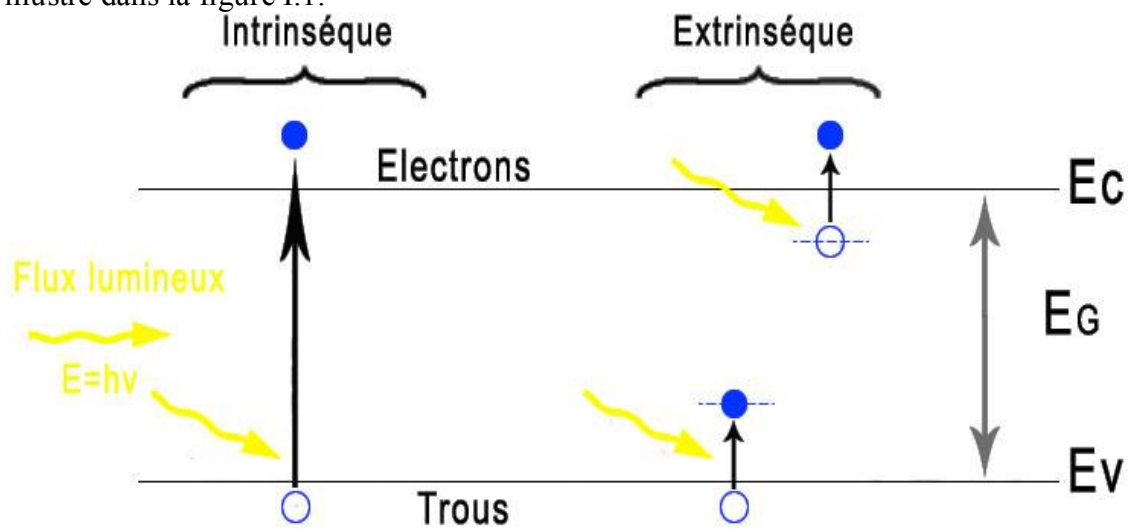


Figure I.1. Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semiconducteurs intrinsèque et extrinsèque.

Dans ce chapitre nous présentons quelques généralités sur la photodétection, en se basant sur ses principes de base. Nous exposons aussi la théorie générale des photodétecteurs avec les équations qui définissent les paramètres déterminant les

Chapitre I Généralités sur la photodétection et sur les photodétecteurs

performances du photodétecteur. Nous présentons les différents types de photodétecteurs.

I.2. Principe de 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 grains (quantum) d'énergie. Ces grains sont assimilables à des particules et il leur a été donné le nom de photon [2]. L'énergie du photon E_{photon} doit être égale ou supérieure à la hauteur de la bande d'énergie interdite E_g du semiconducteur pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. Cela implique une longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le matériau devient transparent à ce rayonnement. λ_c est déterminée par l'énergie de bande interdite E_g du semiconducteur selon la relation suivante :

$$E_{\text{photon}} = h\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \geq E_g \Rightarrow \lambda_c = \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (\text{I.1})$$

Soit :

$$E(\text{eV}) = \frac{1.24}{\lambda(\mu)} \quad (\text{I.2})$$

Où h est la constante de Planck, ν la fréquence de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique ϵ_r , λ la longueur de l'onde dans le diélectrique, et c la célérité.

La photodétection est un phénomène d'absorption dans un matériau de l'énergie lumineuse portée par les photons qui sont transformée en énergie électrique portée par les électrons et les trous. Donc Le mécanisme de la photodétection est généré par une transition optique entre deux ensembles de niveaux quantiques.

I.3. Caractéristiques principales des photodétecteurs

Un photodétecteur est un composant semiconducteur ayant la capacité de détecter un rayonnement du domaine optique et de le transformer en signal électrique. Les principales caractéristiques qui définissent le fonctionnement d'un photodétecteur sont le coefficient d'absorption et la longueur d'absorption, le rendement quantique, et le coefficient de réponse.

I.3.1. Coefficient d'absorption et longueur d'absorption

Le flux de photons se propage dans le semiconducteur et décroît suivant une loi exponentielle proportionnellement à la distance parcourue x , décrite par (I.3) :

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \tag{I.3}$$

$\phi(x)$: Flux de photons dans le semiconducteur à l'abscisse x .

ϕ_0 : Flux de photons à la surface.

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot k \text{ (cm}^{-1}\text{)} \tag{I.4}$$

Le coefficient d'absorption α dépend essentiellement de la nature du semiconducteur et de la longueur d'onde du rayonnement incident, et k représente le coefficient d'extinction.

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

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha(\lambda)} \tag{I.5}$$

La figure I.2 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 $In_{0,53}Ga_{0,47}As$. 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.

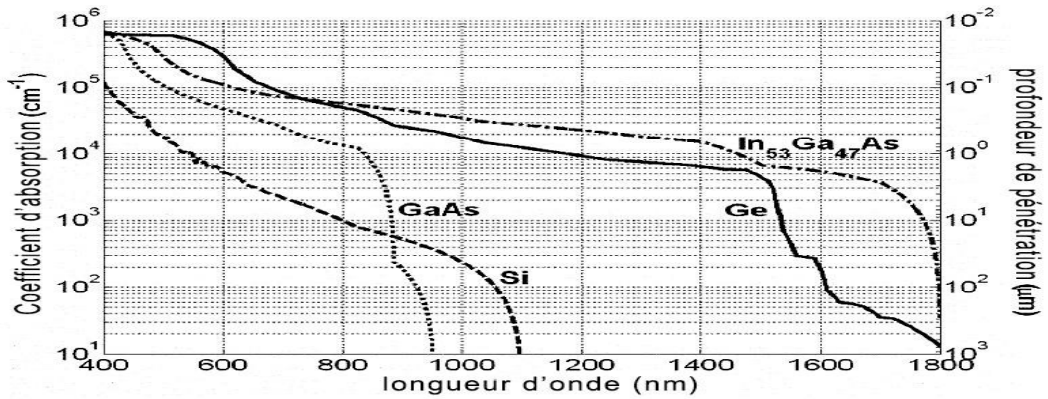


Figure I.2 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour divers semiconducteurs [3].

I.3.2. Rendement quantique

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 :

- le rendement quantique interne : qui exprime le rapport entre le nombre de paires électrons-trous générées et le nombre de photons absorbés (I.6)

$$\eta_{int} = \frac{\text{nbre de paires électrons – trous générées}}{\text{nbre de photons absorbés}} \leq 1 \quad (\text{I.6})$$

- le rendement quantique externe tient compte, par rapport au rendement quantique interne, du nombre de photons incidents global dans le semiconducteur (I.7) et du nombre de porteurs réellement collectés. Il peut être écrit en fonction des grandeurs mesurables : courant photogénéré I_{ph} , la puissance optique incidente P_{opt} et la longueur d'onde du faisceau optique λ (I.8)

$$\eta_{ext} = \frac{\text{nbre de paire électrons – trous collectées}}{\text{nbre de photons incidents}} \quad (\text{I.7})$$

$$\eta_{ext} = \frac{I_{ph}(\lambda)/q}{p_{opt}/h\nu} = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \cdot \frac{I_{ph}(\lambda)}{p_{opt}} \quad (\text{I.8})$$

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 :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \cdot (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha W}) \quad (\text{I.9})$$

Avec α 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.

I.3.3. Coefficient de réponse

Une des caractéristiques principales des photodétecteurs est appelée responsivité ou sensibilité du photodétecteur. Elle caractérise la conversion optique-électrique du photodétecteur. Elle est définie comme le rapport du courant photo-généré sur la

Chapitre I Généralités sur la photodétection et sur les photodétecteurs

puissance optique incidente en court-circuitant la sortie et est exprimée en Ampère par Watt (I.10)

$$s_{ph|c.c.}(\lambda) = \frac{I_{ph.c.c.}(\lambda)}{p_{opt}} = \eta_{ext} \cdot \frac{\lambda(\mu m)}{1.24} \quad (A/W) \quad (I.10)$$

I.3.4. Bande passante à 3dB

Une autre caractéristique est la bande passante ou la fréquence de coupure à - 3dB. Cette valeur est schématisée sur la figure (I.3) et représente la fréquence à laquelle le courant utile de sortie est divisé de moitié par rapport à la réponse maximale de sortie.

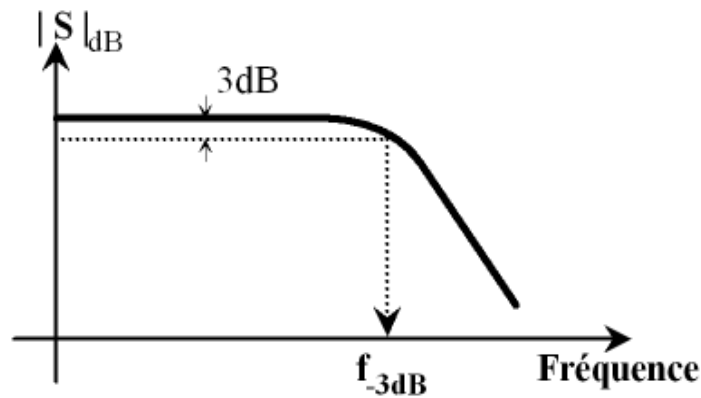


Figure. I.3– Fréquence de coupure à 3dB ou bande passante d'un photodétecteur : f_{-3dB}

Dans le cas où l'effet capacitif est prépondérant, ce qui est le cas le plus fréquent, la réponse dynamique s'écrit généralement en fonction de la fréquence de travail f comme suit :

$$S(f) = \frac{S(0)}{(1 + \frac{f^2}{f_c^2})^{1/2}} \quad (I.11)$$

Où f_c est la fréquence de coupure à -3 dB du photodétecteur donnée par l'expression suivante :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (I.12)$$

Et τ est le temps de réponse du photodétecteur égal à $R_{PD}C_{PD}$.

I.4. Les principaux photodétecteurs

Dans cette partie nous présentons brièvement les différents types de photodétecteurs ainsi que les principales notions physiques à l'origine de leur fonctionnement.

I.4.1. La photodiode PN classique :

Une photodiode classique est une simple jonction PN polarisée en inverse afin d'obtenir une grande zone de charge d'espace ou zone de déplétion favorisant la photodétection. Dans le cas où les deux matériaux sont de même nature, on parle d'homojonction. Dans le cas contraire on parle d'hétérojonction. Le fonctionnement de la photodiode est illustré dans la figure I.4. Les photons incidents créent des paires électron-trou dans chacune des régions 1,2 et 3 [4].

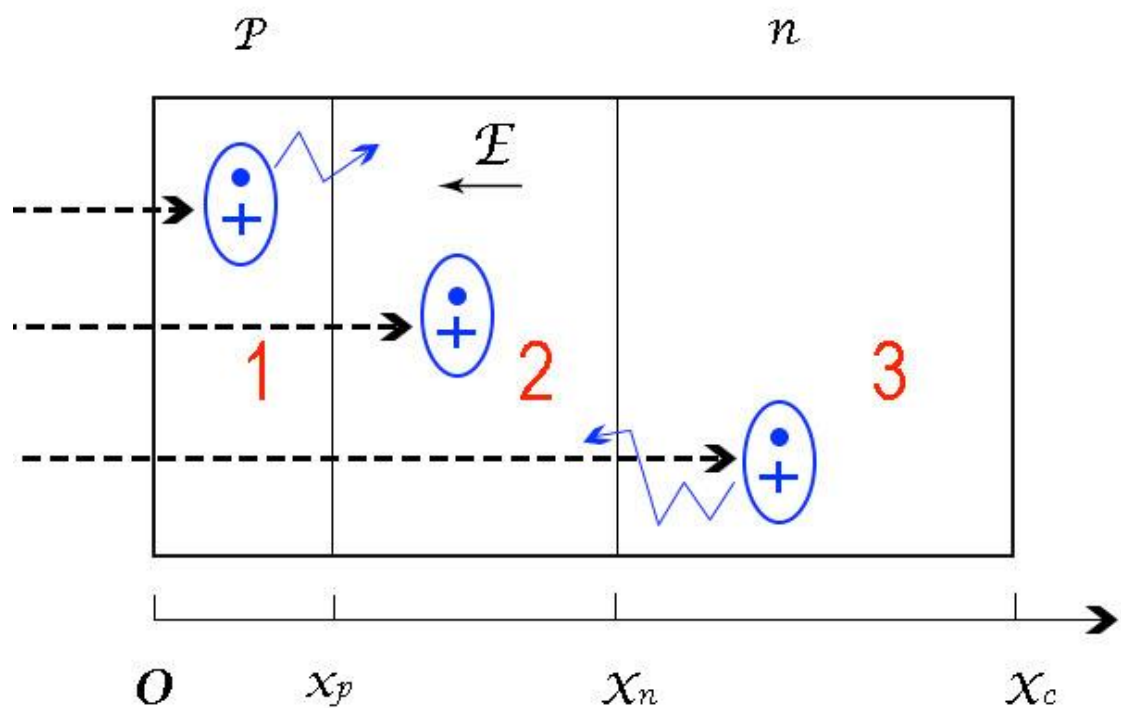


Figure I.4 : Représentation schématique de la photodiode PN [5].

Une paire électron-trou produite dans la ZCE est donc séparée par l'effet du champ électrique interne de la jonction et ne donne pas lieu à une recombinaison. Les porteurs minoritaires sont accélérés dans un côté pour devenir des porteurs majoritaires dans l'autre côté participant ainsi à la génération du photocourant qui est constitué de porteurs minoritaires. Pour cette raison, le photocourant circule dans le sens de polarisation inverse de la diode.

Les photodiodes PN trouvent leurs utilités dans la détection rapide des signaux faibles, l'asservissement, la photométrie, les instruments de mesure, la télécommunication par fibre optique et l'imagerie médicale. Les limitations de cette photodiode sont de deux types :

- Diffusion des porteurs minoritaires qui, lorsqu'elle a lieu, s'accompagne d'une réduction en régime dynamique du temps de réponse de la photodiode.
- Rendement quantique faible, lié à l'épaisseur de la zone déserte, insuffisante pour absorber la majorité du faisceau optique.

Pour remédier à ces limitations la photodiode PIN a été développée.

I.4.2. La photodiode PIN

Nous venons de voir l'intérêt d'une photodiode d'avoir une ZCE suffisamment grande pour que le photocourant soit essentiellement créé dans cette zone. On peut augmenter artificiellement l'épaisseur de la ZCE en intercalant une région intrinsèque I dite N.I.D (Non Intentionnellement Dopée) entre les régions fortement dopées de type N^+ et de type P^+ afin d'augmenter l'épaisseur de la zone déserte sans modifier la tension de polarisation [5].

Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, toute la zone intrinsèque est soumise à un fort champ électrique quasi-uniforme. Les photoporteurs atteignent très vite leur vitesse limite. On obtient ainsi des photodiodes très rapides, en plus le champ électrique dans la région de déplétion empêche la recombinaison des porteurs, ce qui rend la photodiode un composant très sensible. Le dispositif est illustré sur la figure I.5.

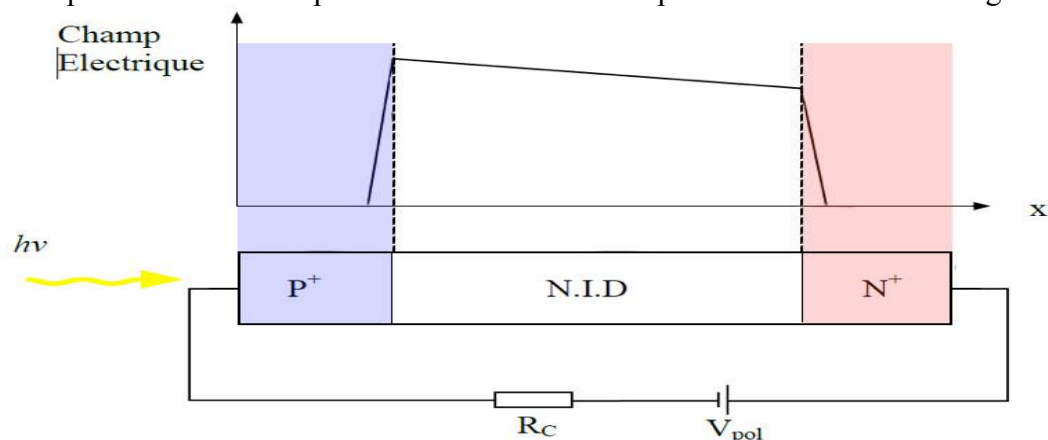


Figure I.5 : Photodiode PIN et carte du champ électrique correspondant en polarisation inverse [6].

Le principe de fonctionnement de ce détecteur est le même que celui de la photodiode PN. Polarisée en inverse, la couche N.I.D est totalement déplétée et convertie en signal électrique la majorité du signal optique incident. La valeur du champ électrique est pratiquement constante dans la zone N.I.D. L'éclairement de la photodiode peut se faire côté épitaxie comme il peut se faire côté substrat. La couche P+ peut être absorbante comme elle peut être transparente. Les deux types sont illustrés dans la figure (I.6) [7-9].

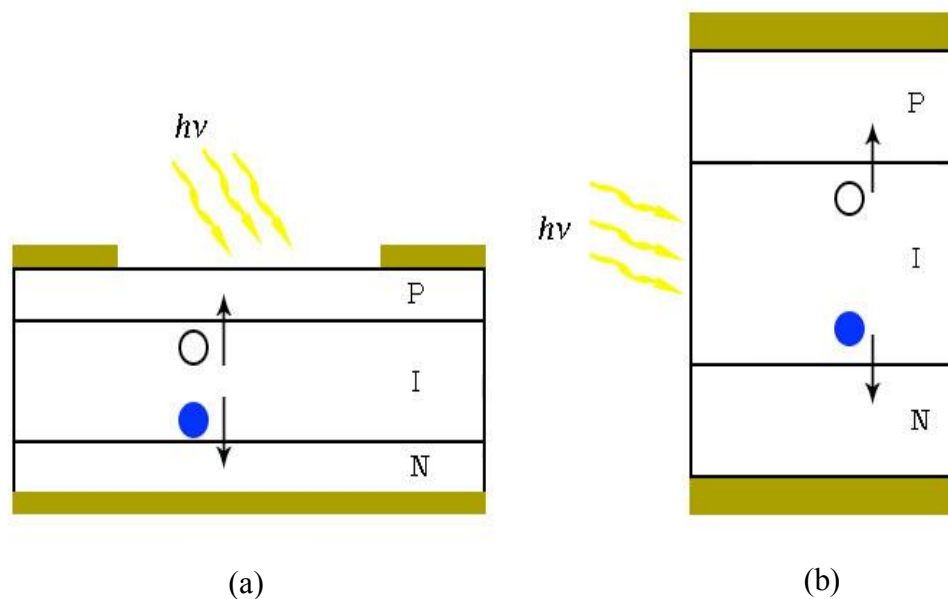


Figure I.6 : (a) photodiode PIN à éclairage vertical, (b) photodiode PIN à éclairage latéral.

I.4.3. La photodiode à avalanche

Les signaux optiques, après propagation dans une fibre optique, sont généralement très faibles, par conséquent, le signal électrique délivré par les photodiodes requiert souvent une amplification. Le but de la photodiode à avalanche est d'obtenir une amplification interne du photocourant et ainsi augmenter la réponse du photodétecteur. Dans une photodiode à avalanche on obtient un champ fort en appliquant une tension inverse très importante à une structure PIN (figure I.7). Il y a trois sources du courant traversant la diode :

- ❖ La génération primaire (par absorption d'un photon).
- ❖ La génération par impact due aux électrons.
- ❖ La génération par impact due aux trous.

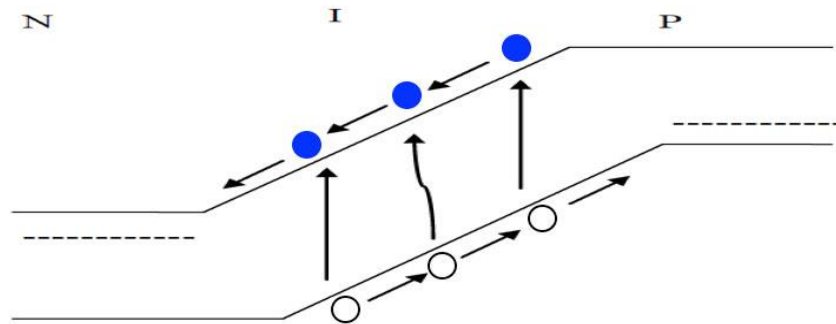


Figure I.7 : Effet avalanche : une paire électron-trou photocréée génère d'autres paires par ionisation par impact.

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 (I.8). 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 ces conditions, la photodiode à avalanche peut rester faible bruit tout en apportant une amplification. L'éclairage se fait usuellement par un faisceau optique injecté verticalement.

La caractéristique principale de la photodiode à avalanche est son coefficient de multiplication M qui dépend des coefficients d'ionisation des électrons α_n et des trous α_p , il est décrit par l'équation (1.13) [10].

$$M = \frac{1}{L} \cdot \frac{e^{(\alpha_n - \alpha_p)L} - 1}{\alpha_n - \alpha_p e^{(\alpha_n - \alpha_p)L}} \quad (\text{I.13})$$

Ce coefficient de multiplication peut atteindre 10^4 et permet à la photodiode à avalanche d'être très utile pour la détection de faibles signaux, notamment en sortie de fibre optique. Les inconvénients de ce composant sont liés à sa réalisation difficile, à la tension élevée nécessaire à la condition d'avalanche et à la nature aléatoire du mécanisme de gain qui est un phénomène bruyant. Signalons aussi que pour les systèmes de télécommunications par fibre optique modernes, l'intérêt de la photodiode à avalanche a tendance à diminuer à cause de l'apparition des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA). Les photodiodes à avalanche atteignent des fréquences de

coupure relativement équivalentes à celles des photodiodes PIN classiques. On peut citer les débits à 17 GHz à gain unitaire, publiés par Kagawa en 1993[12], avec une structure en InGaAs pour la zone d'absorption et InGaAsP-InAlAs pour la zone de multiplication. Elle est illuminée par la face arrière à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, avec un rendement quantique de 74% et un produit gain-bande maximum de 110 GHz avec une bande passante d'environ 10 GHz. Campbell présenta une structure avec une zone de multiplication en Si cette fois, éclairée sur la gamme $\lambda = 1,3 - 1,6 \mu\text{m}$, qui atteignait une fréquence de coupure supérieure à 10 GHz de gain unitaire et un rendement de 42%. Le produit gain-bande était estimé à environ 400 GHz [13].

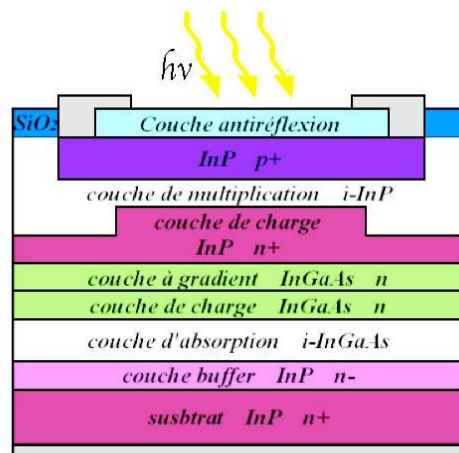


Figure 1.8 : Structure typique d'une photodiode à avalanche ultra-rapide en InGaAs [11]

I.4.4. Photodétecteur à transfert de charge (CCD)

Les dispositifs à transfert de charge (Charge Coupled Device en anglais) consistent un ensemble de capacité M.O.S. (Métal Oxyde Semiconducteur) réalisées sur la même plaquette et dont les grilles sont très voisines les unes des autres. Le principe de fonctionnement est le suivant : créer sous l'une des grilles un puits de potentiel dans lequel on va piéger des porteurs minoritaires, qui sont créés par la lumière, puis par polarisation convenable de la grille voisine, faire transférer ce paquet de charge sous celui-ci.

Structure de base : le bloc de base du CCD est une capacité M.O.S. montrée dans la figure (I.9) polarisée avec une tension supérieure à la tension de seuil (régime de déplétion profonde). Quand cette cellule est excitée par la lumière il y a absorption et génération de photoporteurs. Si la génération se produit dans la région de charge d'espace, les électrons et les trous sont séparé par le champ électrique ; les charges

positives descendent à l'électrode en bas tandis que les charges négatives sont piégées à l'interface SiO₂/Si. Si l'absorption se produit hors ZCE, les charges positives vont ou bien se recombiner ou bien contribuer au signal par diffusion.

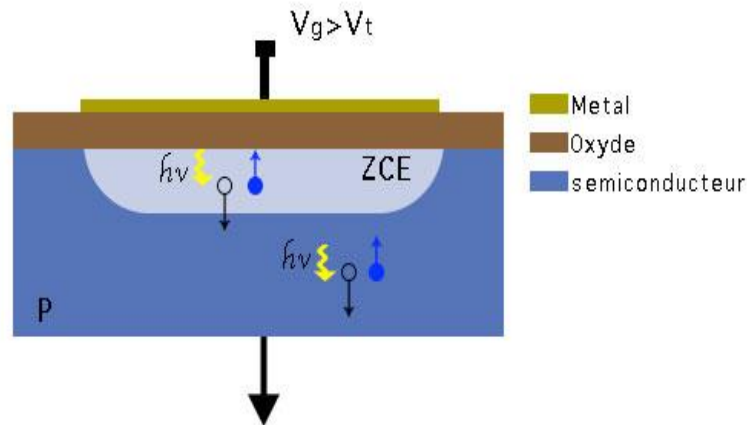


Figure I.9 : coupe transversale d'une cellule CCD [14]

En même temps que les électrons dus à la lumière s'établissent à l'interface, d'autres électrons dus au phénomène de génération thermique viennent s'y ajouter. On définit un temps de stockage le temps nécessaire pour l'établissement de la couche d'inversion, pour le Silicium ce temps est de l'ordre de la seconde. Ce temps est atteint si la charge accumulée est égale à la charge positive de l'électrode. Tant que le temps est très inférieur au temps de stockage, les charges dues aux générations thermiques sont négligeables de sorte les charges accumulées constituées sont proportionnelles à la lumière reçue. Si on met une deuxième capacité MOS à côté de la première, on peut faire transiter les charges accumulées de l'une à l'autre, c'est le principe de transfert de charge.

I.4.5. Phototransistor

Un phototransistor est un transistor bipolaire dont la base est accessible au rayonnement à détecter. Cette base est flottante de sorte que le courant de base est nul, et s'écrit en l'absence d'éclairement comme suit :

$$I_b = -I_e - I_c = -(1 - \alpha)I_e + I_{co} = 0 \quad (\text{I.14})$$

Chapitre I Généralités sur la photodetection et sur les photodétecteurs

Où I_{co} représente le courant de saturation de la jonction collecteur-base. Lorsque la base est soumise à un rayonnement, les photoporteurs créent un courant de génération et le courant de base s'écrit :

$$I_b = -(1 - \alpha)I_e + I_{co} + I_{ph} = 0 \quad (I.15)$$

Ainsi le courant d'émetteur, égal au courant de collecteur, s'écrit :

$$I_e = (1 + \beta)(I_{co} + I_{ph}) \approx \beta I_{ph} \quad (I.16)$$

Le photocourant est ainsi multiplié par le gain β du transistor. Ce dernier est cependant faible car la base doit être assez large pour absorber un maximum de photons. La sensibilité du phototransistor ~ 6 A/W, se situe entre celles de la photodiode pin $\sim 0,5$ A/W, et de la photodiode à avalanche ~ 60 A/W. Son principal inconvénient est inhérent à la nature du photocourant, qui résulte de la diffusion des photoporteurs à travers la base car la constante de temps est très importante $\sim 10^{-5}$ s.

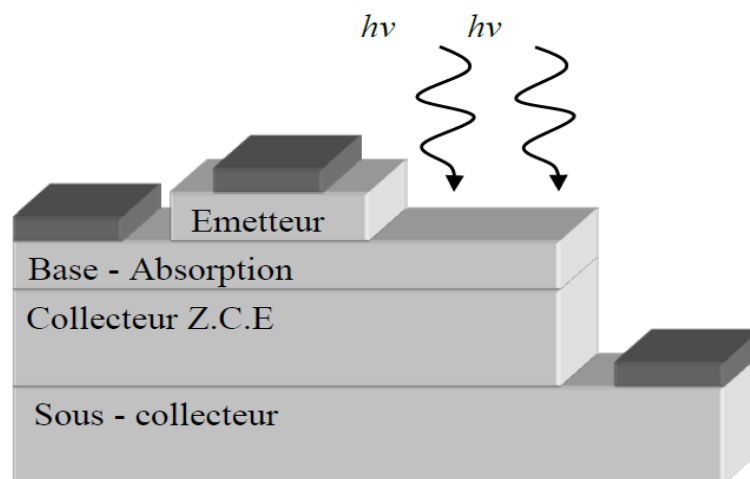


Figure I.10 : Structure d'un phototransistor à éclairage vertical [6]

Le phototransistor offre ainsi un courant électrique de sortie élevé avec une sensibilité amplifiée par l'effet de transistor. L'avantage du phototransistor est lié, d'une part à la possibilité d'intégration, et d'autre part, à la fonction du mélangeur opto-électrique. Cela explique ses tentatives applications dans des réseaux radio sur fibre.

I.4.6. La 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'espace (space-

charge effect). L'effet de charge d'espace est un effet qui limite la vitesse des porteurs à fort courant photogénéré [15]. 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 combat cet effet. Elle a été présentée pour la première fois en 1997 par les chercheurs du laboratoire japonais NTT (Nippon Telegraph and Téléphone Corporation) [16-17]. Des structures similaires ont été présentées antérieurement pour diminuer le courant d'obscurité [18], et réduire la capacité de jonction [19]. 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 [20].

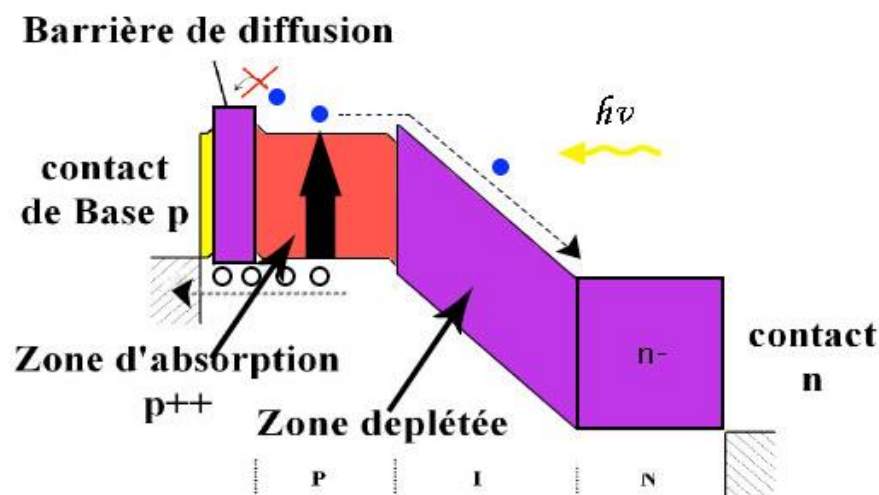


Figure I.11 : Principe de fonctionnement d'une photodiode UTC

La figure I.11 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.

Chapitre I Généralités sur la photodétection et sur les photodétecteurs

Les paires électrons-trous sont photogénérés 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 déplacent dans la zone de charge d'espace et ainsi eux seuls déterminent le temps de transit.

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 peu près de 13 mW à 100 GHz pour un photocourant de 33 mA, mais une faible sensibilité de 0,07 A/W [21-22].

I.4.7. Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM)

Les photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) ont été utilisés ces deux dernières décennies dans de nombreuses applications optique-microondes [23-29]. La structure d'un photodétecteur MSM est constituée de structures de métal interdigitées déposées sur un semiconducteur non-dopé formant des jonctions Schottky, comme le montre la figure (I.12). On obtient ainsi deux diodes Schottky tête-bêche, l'une polarisée en direct et l'autre en inverse. Cette disposition interdigitée permet d'augmenter la surface photodetectrice et aussi d'obtenir des temps de transit intrinsèques très courts [30].

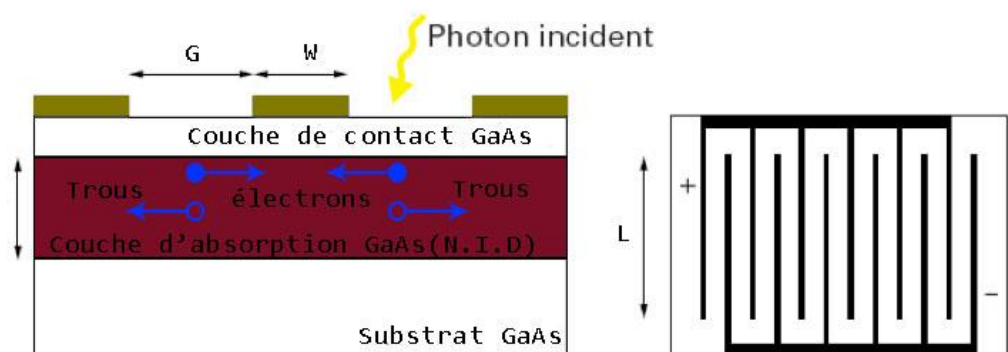


Figure I.12 : Vues en coupe et de dessus d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal [31]

Chapitre I Généralités sur la photodétection et sur les photodétecteurs

La clé du succès de ces structures réside dans leur simplicité d'intégration dans les processus de production de transistors à effet de champ (HEMT et MESFET).

Le composant est éclairé verticalement, les photons incidents pénètrent le semiconducteur entre les électrodes où réside le champ électrique qui permet après absorption des photons de séparer les paires électrons-trous. Les trous vont être attirés vers les électrodes négatives et les électrons vers les électrodes positives, néanmoins, la zone d'absorption des photodétecteurs MSM sera limitée par l'effet d'ombre dû à la surface des électrodes. Le rendement quantique externe sera alors dépendant du rapport entre la largeur de la zone d'absorption interélectrodes (L) et la largeur totale éclairée comme écrit dans (I.17).

$$\eta_{\text{ext}} = (1 - R) \cdot \frac{L}{L + l} \cdot (1 - e^{-\alpha W}) \quad (\text{I.17})$$

Avec R coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur, L largeur de la zone d'absorption interélectrodes et l largeur de l'électrode W la largeur de la zone d'absorption

Les valeurs typiques pour les sensibilités de ces photodétecteurs sont d'environ 0,1–0,6 A/W pour les photodiodes PIN et MSM III-V, dépendant du rendement quantique et des autres paramètres optiques [32]. Il est possible d'améliorer le rendement, et donc la sensibilité, soit en utilisant des électrodes semi-transparentes, soit en éclairant par la face arrière [32]. [33] utilise des électrodes semi-transparentes en oxyde d'indium-étain (ITO : Indium-Tin-Oxyde) et obtient sur GaAs une sensibilité de 0,8 A/W à $\lambda = 850$ nm. [34] utilise un éclairage face arrière et ainsi obtient une sensibilité jusqu'à 0,96 A/W à $\lambda = 1,3$ μm sur InGaAs, soit un rendement quantique de 92%.

Pour certains matériaux composés, comme InGaAs, il est possible d'utiliser des matériaux au paramètre de maille de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ non adapté, avec $x > 0,53$, pour une croissance sur une couche InP [35]. La contrainte sur le paramètre de maille permet d'augmenter l'absorption du matériau par rapport au cas relaxé. Mais cela ne marche pas systématiquement et il peut alors apparaître une dégradation des performances en cas de défauts ou de dislocations de la couche d'absorption contrainte.

En 1995, Sethi, présente une structure MSM en Arséniure de Gallium GaAs dopé à l'Erbium Er pour des concentrations allant de 10^{18} à 10^{20}cm^{-3} et de largeur de

doigt d'électrode et d'espace inter-électrodes de $2\mu\text{m}$ [36]. Il atteint une sensibilité de 1,38 A/W pour un dopage de 10^{18}cm^{-3} mais avec une réponse impulsionnelle de 22 ps et un courant d'obscurité de $3,5\ \mu\text{A}$. Avec un dopage d'Erbium plus élevé 10^{20}cm^{-3} , pour les mêmes dimensions, la sensibilité chute à 0,5 mA/W mais est obtenu une réponse impulsionnelle de 3,1 ps, soit une fréquence de coupure d'environ 150 GHz et un courant d'obscurité de $0,1\ \mu\text{A}$. Pour ce qui est des performances en fréquence, elles seront principalement limitées par le temps de transit des porteurs qui dépendra à la fois de la profondeur de la couche d'absorption et de l'espace inter-électrodes.

Des fréquences de coupures dépassant les 350 GHz ont déjà été publiées [37-38] du fait de faibles capacités de jonction pour des structures en GaAs avec des longueurs d'onde autour de 600 nm. Fréquence et sensibilité sont antinomiques. Les sensibilités pour ces photodétecteurs, bien que faibles alors, sont restées cependant acceptables, allant de 0,1 à 0,2 A/W. Pour obtenir de telles performances, une faible longueur d'onde de 632nm est utilisée afin d'augmenter la sensibilité et un faible espacement des doigts interdigités de l'ordre de 100 nm à 300nm pour améliorer et réduire le temps de transit des porteurs photogénérés. En technologie Si, [39-40] publient respectivement des bandes passantes de 41 GHz à $\lambda = 632\text{nm}$ et 75 GHz à $\lambda = 725\ \text{nm}$.

Pour résumer, les photodétecteurs métal-semiconducteur-métal sont bien adaptés aux applications optique-microondes et compatibles pour l'intégration avec des transistors à effet de champ dans des MMICs (Monolithic Microwave Integrated Circuits) optiques. Malgré l'amélioration des réponses en fréquence au fil des années, ces structures souffrent principalement d'un rendement quantique relativement faible, mais aussi d'un compromis rendement – bande passante qu'il est nécessaire d'établir. Enfin, surtout, elles ne permettent pas des courants de saturation élevés et elles ont donc une faible puissance de sortie. Pour les applications nécessitant des puissances élevées, une autre structure de photodiode appelée PIN, voire PIN-UTC, lui sera préférée.

I.5. Comparaison entre structures photodétectrices

Type de photodétecteur	MSM AlInAs/GaInAs	PIN GaInAs	PDA Photodiode Avalanche GaInAs
Facilité de fabrication	Moyen	Bon	Médiocre
Facilité d'intégration	Bon	Moyen	Médiocre
Bruit à faible débit (<1Gb/s)	Moyen	Bon	Moyen
Bruit à fort débit (>1Gb/s)	Bon	Bon	Très bon
Rapidité	Bon	Très bon	Bon
Fiabilité	Bon	Très bon	Bon
Courant d'obscurité	Très bon	Très bon	Moyen
Capacité de jonction	Très bon	Moyen	Moyen
Coût potentiel	Bon	Bon	Médiocre
Maturité technologique	Moyen	Très bon	Moyen

Tableau I.1 : Tableau comparatif entre différents photodétecteurs

I.7. Conclusion

Nous avons au cours de ce premier chapitre rappelé la théorie de base de la photodétection. Nous avons ensuite présenté les grandeurs qui caractérisent les photodétecteurs de manière générale, le rendement quantique, la sensibilité et la bande passante à -3dB . Puis nous avons exposé d'une façon exhaustive les différents types de photodétecteurs qui existent dans l'optoélectronique. Aussi, une brève comparaison est présentée à la fin pour mettre en évidence les avantages et les inconvénients des uns par rapport aux autres.

CHAPITRE II

II.1. Introduction

Vu la demande des débits élevés avec des coûts et des consommations faibles et la maturité des procédés de fabrication des composants optoélectroniques semiconducteurs, des circuits photoniques intégrés extrêmement complexes sont développés et produit industriellement. Dans ce contexte, grâce à la simplicité de son processus de fabrication et son aptitude à l'intégration monolithique, le photodétecteur métal-semiconducteur-métal est un attractif choix dans le domaine de la photodetection [37] [38]. Sa structure planaire conduit à une capacité extrêmement faible ce qui est vivement souhaité pour une large bande passante et des performances à faible bruit [39].

Dans ce chapitre, nous allons étudier ce dispositif en présentant sa structure et son mode de fonctionnement, en mettant en évidence les variations dans les diagrammes de bande d'énergie et l'allure des champs électriques par rapport aux tensions appliquées, puis nous envisagerons les différentes caractéristiques, c'est-à-dire le courant d'obscurité, le coefficient de réponse, le photocourant et son comportement dynamique défini par la capacité, les résistances d'accès et le temps de transit des porteurs. Des simulations sont faites pour voir l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation et en fonction des différents paramètres géométriques (distance interélectrode, largeur des doigts, surface ...etc.), ainsi que les variations de la capacité des photodétecteurs MSM en fonction des différents paramètres géométriques et l'effet de ces derniers sur le temps de transit et la fréquence de coupure globale de photodétecteur.

II.2. Contact Schottky (Structure M S)

Une jonction métal semiconducteur appelée aussi structure MS peut être réalisée simplement en déposant une couche métallique à la surface d'un cristal semiconducteur (figure II.1).

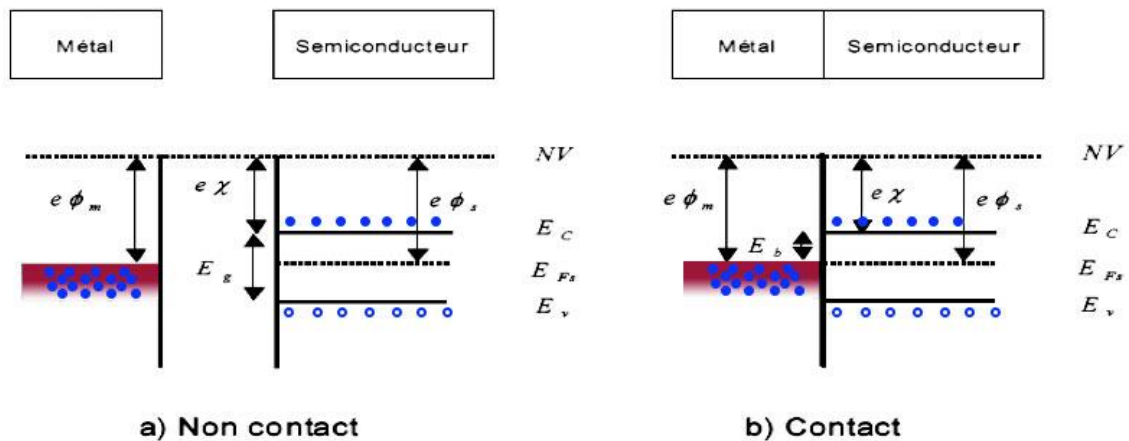


Figure II.1 : Représentation des bandes d'énergies d'une jonction MS non polarisée [5]

Lorsqu'un métal et un semiconducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel donnée par (II.1).

$$E_{bn} = e\phi_m - e\chi \quad (II.1)$$

Où ϕ_m représente le travail de sortie du métal et χ l'affinité électronique du semiconducteur. La structure de bandes au voisinage de l'interface est conditionnée par la différence éventuelle des travaux de sortie du métal et du semiconducteur.

- Les niveaux de Fermi se positionnent relativement en fonction des différences de potentiel appliquées.
- Les électrons atteignent le niveau de Fermi pour les métaux, les valeurs des travaux de sortie et des affinités (données pour chaque matériau) permettent de placer le niveau du vide aux interfaces par rapport au niveau de Fermi (cas des métaux) et par rapport au niveau de la bande de conduction (cas des semiconducteurs et des isolants). On peut alors par continuité tracer le niveau du vide au voisinage des interfaces.

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

- Les bandes de conduction et de valence se déforment alors pour suivre le niveau du vide. Ces courbures correspondent aux zones de charge d'espace aux voisinages des interfaces.

Donc la structure de bandes au voisinage de l'interface et le type du contact métal-semiconducteur est conditionnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semiconducteur, le type du semiconducteur ainsi que par la polarisation. Par conséquent deux types de contacts se manifestent [40] :

- Un contact ohmique.
- Un contact Schottky.

Le tableau II.1 résume les types des contacts métal-semiconducteur selon le travail de sortie du métal et l'affinité du semiconducteur.

Type du semiconducteur	$\phi_m > \phi_{sc}$	$\phi_m < \phi_{sc}$
Type N	Contact Schottky	Contact ohmique
Type p	Contact ohmique	Contact Schottky

Tableau II.1 : Différents type de contact métal- semiconducteur

II.3. Structure du photodétecteur MSM

Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) est un dispositif optoélectronique de structure planaire, il est constitué d'électrodes souvent interdigitées déposées sur une couche semiconductrice formant deux diodes Schottky montées en tête-bêche. Les formes de base du photodétecteur MSM sont présentées sur la figure (II.2). Les grandeurs géométriques caractéristiques du photodétecteur MSM sont :

D : espace interdoigts,

l : largeur des doigts,

L : longueur des doigts,

Wa : épaisseur de la couche absorbante.

L'application d'une tension entre les deux électrodes permet la polarisation du dispositif, l'une des jonctions Schottky étant en direct, l'autre en inverse. La lumière incidente absorbée ($h\nu > E_g$) au voisinage de la jonction polarisée en inverse crée des

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

paire électrons-trous qui constituent le photocourant, donc l'électrode polarisée en direct sert à collecter les porteurs créés.

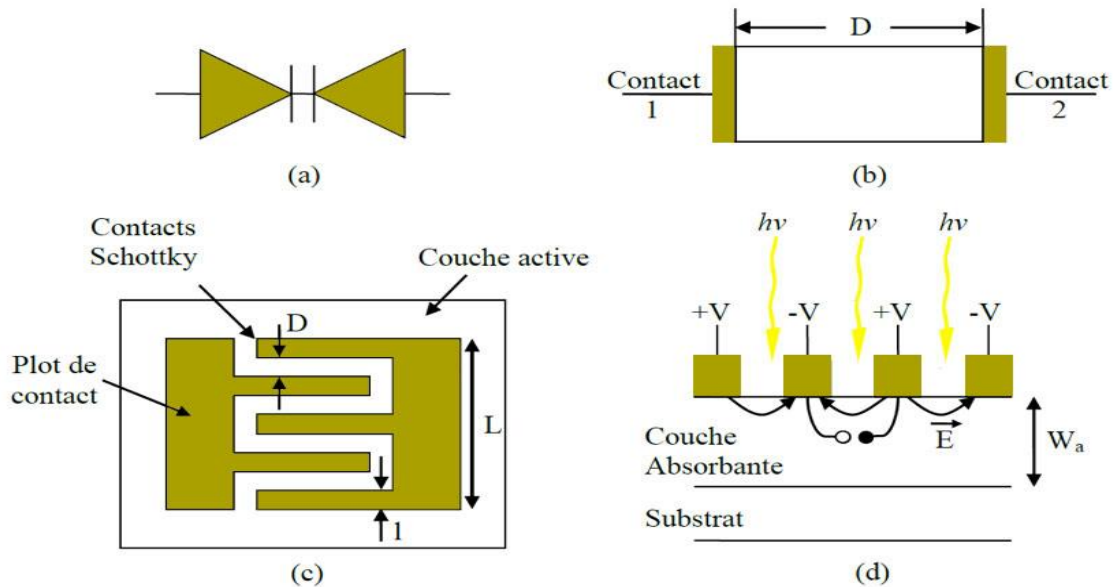


Figure II.2 : Structure de base du photodétecteur MSM : (a) Symbole, (b) Schéma simplifié, (c) vue de dessus et (d) vue en coupe [1][41]

II.3.1. Photodétecteur MSM à l'équilibre thermique ($V = 0$)

L'évolution générale de la structure de bande MSM en obscurité est montrée dans la figure II.3. Le semiconducteur est supposé de type n et les deux électrodes sont supposées être de différents métaux. Φ_{bn1} et Φ_{bn2} sont les hauteurs des barrières des électrons, Φ_{bp1} et Φ_{bp2} sont celle des trous, V_b est la tension de jonction.

L'évolution du champ électrique et du potentiel lui correspondant sont obtenus par l'intégration de l'équation de Poisson et sont présentés sur la figure II.3 (c), (d). Le champ 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. Le diagramme des bandes d'énergie à l'équilibre thermique est représenté sur la figure II.3 (d) où : Φ_{bn1} et Φ_{bn2} représentent les hauteurs de barrière vues par les électrons du métal aux contacts 1 et 2, Φ_{bp1} et Φ_{bp2} sont celles des trous et V_{bi1} et V_{bi2} sont les potentiels de built-in (V_{bi} est le potentiel de diffusion V_d) de chaque jonction. Les largeurs des zones de charge d'espace sont données par (II.2) :

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

$$W_{1,2} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} V_{bi1,bi2}} \quad (\text{II. 2})$$

Où N_d est la concentration des donneurs et $\varepsilon_s = \varepsilon_r \varepsilon_0$ est la permittivité du semiconducteur. Pour une structure MSM symétrique (les surfaces des deux contacts sont égales) $\phi_{Bn1} = \phi_{Bn2} = \phi_{Bn}$ et $q\phi_{Bn1} + q\phi_{Bp2} = E_g$, de plus le potentiel de diffusion $V_{bi1} = V_{bi2} = V_{bi}$:

$$V_{bi} = \phi_{Bn} - \left(\frac{E_c - E_{Fn}}{q} \right) = \phi_{Bn} - \frac{k_B T}{q} \cdot \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (\text{II. 3})$$

Ce qui implique que $W_1 = W_2$, avec E_c niveau de la bande de conduction, E_{Fn} (E_{Fsc}) niveau de Fermi du semiconducteur, k_B constante de Boltzmann, T la température, q la charge élémentaire et N_c est la densité d'état effective dans la bande de conduction :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_e^* \cdot k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{II. 4})$$

m_e^* étant la masse effective de l'électron.

A l'équilibre thermodynamique, les deux zones désertes sont liées au dopage du semiconducteur et à l'énergie d'extraction qui sépare le niveau de Fermi dans le métal et dans le semiconducteur du niveau du vide. Le semiconducteur étant non intentionnellement dopé, le passage des barrières de potentiel par les porteurs se fait principalement par effet thermoélectronique [42], 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.

II.3.2. Sous polarisation

Lorsqu'on polarise un photodétecteur MSM, la jonction (1) se polarisant en inverse par V_1 (cathode), alors que l'autre est en direct par V_2 . Le processus de conduction est déterminé par les densités de courants d'électron J_{n1} et J_{n2} et de trous J_{p1} et J_{p2} . Pour des surfaces de contact égales et en négligeant les processus de recombinaison à l'intérieur de la zone neutre entre les deux régions d'épuisement, nous avons: $J_{n1} = J_{n2}$, $J_{p1} = J_{p2}$ donc $J_{obs} = J_n + J_p$. V est la tension entre les deux contacts $V = V_1 + V_2$. Deux tensions appliquées particulières qui dépendent de la structure du MSM considérées sont définies. La première est la tension de désertion totale notée

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

V_{RT} (Reach-Through-Voltage), la seconde est la tension de bande plate, qu'on note V_{BP} . Nous allons voir la définition de ces deux tensions dans les prochains paragraphes.

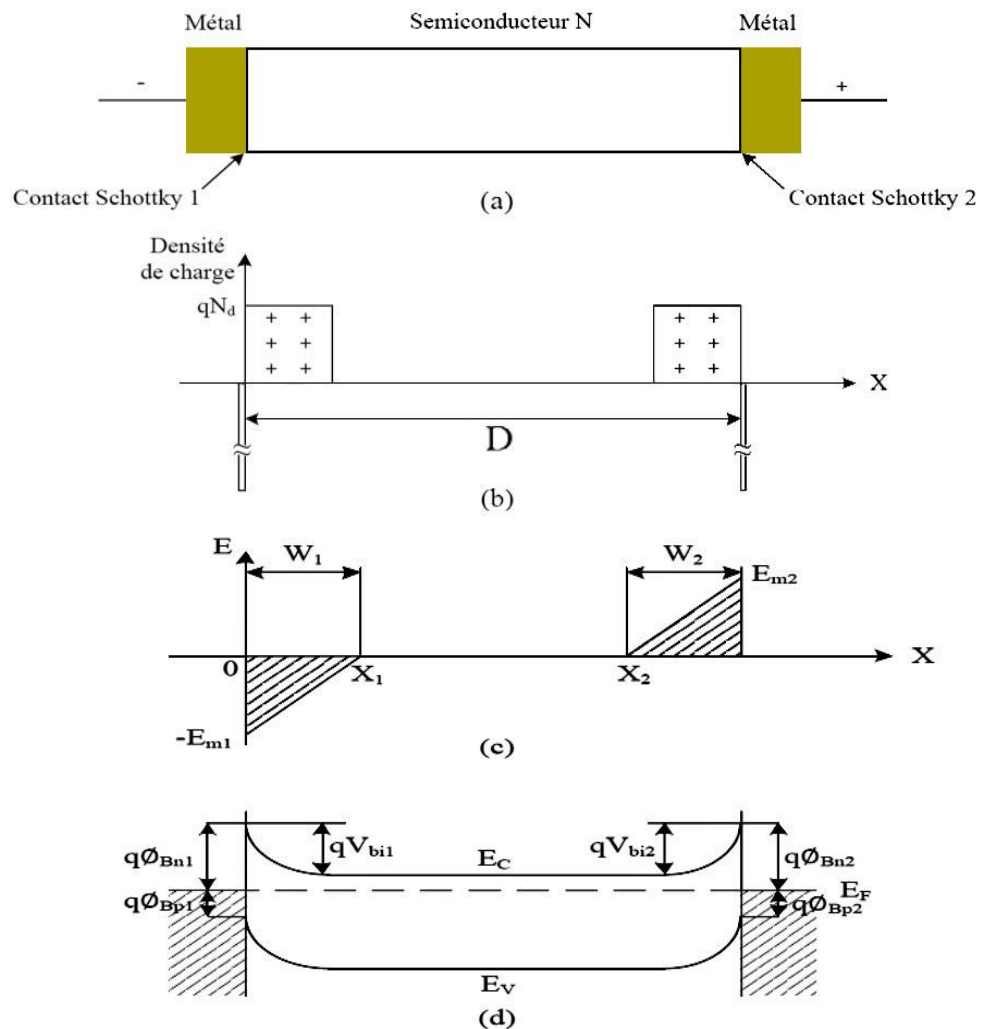


Figure II.3 : (a) Schéma de la structure d'un photodétecteur MSM ($V = 0$), (b) distribution de charge, (c) évolution du champ électrique, (d) diagramme de bande d'énergie à l'équilibre thermique [6]

- **Aux faibles tensions $V < V_{RT}$:**

La zone désertée de la jonction 1 s'étend pendant que celle de la jonction 2 diminue légèrement. Le courant des électrons est conditionné par l'émission thermoïonique des électrons au-dessus de la barrière de potentiel de la cathode (contact 1), il est donné par la relation:

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

$$J_{n1} = A_n^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bn1} - \Delta\phi_{Bn1})} \left(1 - e^{-\frac{q}{k_B T}V_1}\right) \quad (\text{II. 5})$$

Où A_n^* est la constante de Richardson effective associée aux électrons introduisant la masse effective des électrons m_e^* :

$$A_n^* = \frac{4\pi \cdot q \cdot m_e^* \cdot k_B^2}{h^3} \quad (\text{II. 6})$$

h est la constante de Planck et $\Delta\phi_{Bn1}$ est l'abaissement de la hauteur de la barrière Schottky.

$$\Delta\phi_{Bn1} = \sqrt{\frac{qE_{m1}}{4\pi\epsilon_s}} \quad (\text{II. 7})$$

Le champ électrique maximal E_{m1} au niveau de la cathode est donné par :

$$E_{m1} = \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s}(V_1 + V_{bi1})} \quad (\text{II. 8})$$

Au contact 2, le courant direct des électrons à pour expression :

$$J_{n2} = A_n^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bn2} - \Delta\phi_{Bn2})} \cdot \left(e^{-\frac{q}{k_B T}V_2} - 1\right) \quad (\text{II. 9})$$

Avec :

$$\Delta\phi_{Bn2} = \sqrt{\frac{qE_{m2}}{4\pi\epsilon_s}} \quad (\text{II. 10})$$

Et

$$E_{m2} = \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s}(V_{bi2} - V_2)} \quad (\text{II. 11})$$

Le courant de trous dû à l'émission thermoïonique des trous à partir du contact 2 contribue aussi au courant total. Les trous émis du contact 2 diffusent de l'abscisse x_2 à x_1 ; ils constituent le courant de trous. La densité de courant des trous est donnée par :

$$J_{p2} = A_p^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bp2} + V_{bi2} - V_2)} \quad (\text{II. 12})$$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Où A_p^* est la constante de Richardson effective des trous associée à la masse effective des trous m_p^* et $\phi_{Bp2} + V_{bi2} - V_2$ est la hauteur de la barrière effective aux faibles tensions.

Généralement le courant de trous est moins petit que le courant d'électrons. Sachant que le contact 1 est polarisé en inverse et le contact 2 en direct, la tension appliquée est entièrement supportée par le contact 1 ce qui conduit à $J_{n1} > J_{n2}$. Par conséquent, le courant total est dominé par J_{n1} et est exprimé par la somme des équations (II. 11) et (II. 12).

$$J_{obs1} = J_{n1} + J_{p2} \quad (II. 13)$$

Aux basses tensions, la hauteur de la barrière des trous ($\phi_{Bp2} + V_{bi2} - V_2$) est plus grande que celle des électrons (ϕ_{Bn1}), ce qui implique que le courant dominant se compose principalement du courant de saturation inverse des électrons.

- **Aux tensions supérieures à V_{RT} ($V_{RT} < V < V_{FB}$) :**

En augmentant la tension, la zone de déplétion de la cathode est plus large que celle de l'anode. Un petit courant traverse les barrières (courant de trou dans la jonction direct et celui des électrons pour la jonction inverse). Pour les trous, la barrière est rapidement réduite avec l'augmentation de la tension, mais elle est encore plus élevée comparée à la barrière des électrons à la cathode. Donc le courant total est dû principalement à la diffusion des électrons. C'est dans ces conditions qu'on définit la tension de désertion totale V_{RT} , qui est atteinte lorsque la zone désertée de la jonction en inverse rejoint celle de la jonction polarisée en direct c'est à dire lorsque $W_1 + W_2 = D$ où D est la distance inter électrodes. Pour une structure ayant les électrodes du même métal on a :

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d}(V_1 + V_{bi})} \quad (II. 14)$$

Et

$$W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d}(V_{bi} - V_2)} \quad (II. 15)$$

On peut alors écrire :

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

$$V_{RT} = \frac{qN_d \cdot D^2}{2\epsilon_s} - (V_{bi1} - V_{bi2}) - D \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s} \cdot (V_{bi2} - V_2)} \quad (\text{II. 16})$$

Pour une structure symétrique $V_{bi1} = V_{bi2} = V_{bi}$ et la tension appliquée est en majorité supportée par la cathode (contact 1). Lorsque $V_1 = V = V_{RT}$ et $V_2 = 0$ à $W_1 + W_2 = D$, la tension de désertion total devient :

$$V_{RT} = \frac{qN_d \cdot D^2}{2\epsilon_s} - D \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s} \cdot V_{bi}} \quad (\text{II. 17})$$

Une désertion totale peut être aussi produite même à une polarisation nulle, lorsque la distance interélectrode est assez petite. Utilisant l'équation 2.1 avec $V_{RT} = 0$ ou $W_1 + W_2 = 0$, $D_{désertion}$ est défini par :

$$D_{désertion} = \sqrt{\frac{8\epsilon_s V_{bi}}{qN_d}} \quad (\text{II. 18})$$

- Si on continue d'augmenter la tension de polarisation, la zone de déplétion de la cathode augmente, tandis que la zone de déplétion de l'anode continue à diminuer. A une tension dite tension de bande plate V_{FB} , W_1 atteint la valeur de l'espace interdoigt D et W_2 s'annule. Le champ électrique varie linéairement de $x = 0$ à $x = D$. Les expressions des champs maximums au niveau de la cathode et l'anode sont :

$$E_{m1} = \frac{V + V_{FB}}{D} \quad (\text{II. 19})$$

$$E_{m2} = \frac{V - V_{FB}}{D} \quad (\text{II. 20})$$

Où V_{FB} est la tension de bande plate (flat-band-voltage) qui fait que la largeur de la zone de déplétion à l'anode W_2 soit nulle ($W_2 = 0$). Lorsque la tension appliquée excède V_{RT} , la région neutre ($x_2 - x_1$) devient nulle et la structure est complètement désertée, le courant des trous n'est plus fonction des phénomènes de diffusion, se réduit à :

$$\begin{aligned} J_{p1} &= A_p^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bp2} + v_{bi})} \cdot \left(e^{-\frac{q}{k_B T} V_2} - 1 \right) \\ &= A_p^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T} \phi_{Bp2}} \cdot \left(e^{-\frac{q}{k_B T \cdot 4V_{FB}} (V_{FB} + V)^2} - e^{-\frac{q}{k_B T} V_{bi}} \right) \end{aligned} \quad (\text{II. 21})$$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

La barrière directe ($V_{bi} - V_2$) se réduit rapidement quand la tension se rapproche de V_{FB} . Le courant d'électron est ainsi limité par le contact polarisé en inverse. Par conséquent, la densité de courant J_{n1} est quasiment égale au courant de saturation inverse:

$$J_{n1} = A_n^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bn1} - \Delta\phi_{Bn1})} \quad (\text{II. 22})$$

La seconde exponentielle de l'équation (II.5) est éliminée car V_1 tend vers 0. En utilisant l'équation (II.7) de $\Delta\phi_{Bn1}$ et celle du champ E_{m1} (relation II.19), le courant total pour $V_{RT} < V < V_{FB}$ est la somme des équations (II.22) et (II.21) :

$$J_{Obs2} = A_n^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bn1} - \Delta\phi_{Bn1})} + A_p^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}\phi_{Bp2}} \cdot \left(e^{-\frac{q}{k_B T \cdot 4V_{FB}}(V_{FB} + V)^2} - e^{-\frac{q}{k_B T}V_{bi}} \right) \quad (\text{II. 23})$$

A partir de cette équation (II.23), on peut voir que le courant augmente exponentiellement avec la tension appliquée.

- **Aux tensions supérieures à la tension de bande plate ($V > V_{FB}$) :**

A une polarisation plus élevée, la bande d'énergie à $x = D$ devient plate et le champ électrique sera nul au niveau de l'anode. Si on prend $x = D$, le champ maximum à la cathode devient :

$$E_{m1} = \frac{DqN_d}{\epsilon_s} \quad (\text{II. 24})$$

Et la tension de la bande plate est :

$$V_{FB} = \frac{qN_d \cdot D^2}{2\epsilon_s} \quad (\text{II. 25})$$

La tension de bande plate peut varier de quelques volts à une dizaine de volts selon le choix de la concentration N_d et de la distance interélectrode D . Evidemment, un photodétecteur MSM n'est utilisable que lorsque la tension de polarisation est supérieure à V_{FB} . Lorsque la tension dépasse V_{FB} , la bande d'énergie va aller encore plus vers le bas.

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

La tension maximale appliquée à la structure MSM est limitée par un phénomène de claquage proche au champ électrique maximum à la cathode lié, soit à l'ionisation par choc (effet d'avalanche) dans le matériau semiconducteur soit au passage des barrières de potentiel des jonctions métal-semiconducteur par effet tunnel. Dans ces conditions, on peut définir la tension de claquage V_{BD} (Breakdown Voltage) qui est la tension maximale qu'on peut appliquer à une structure MSM. En utilisant l'équation (II.24) et définissant le champ maximal E_{m1} de claquage comme étant E_{BD} , la tension maximale applicable est :

$$V_{BD} = E_{BD}D - V_{FB} \quad (\text{II. 26})$$

A $V = V_{BD}$, le courant de trous atteint sa valeur critique lorsque la hauteur de la barrière des trous se rapproche de la grandeur limite de ϕ_{Bp2} . Pour les tensions excédant V_{FB} , le courant augmente lentement à cause de la barrière Schottky effective. Le courant de trous devient alors :

$$J_{p1} = A_p^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bp2} - \Delta\phi_{Bp2})} \quad (\text{II. 27})$$

Où $\Delta\phi_{Bp2}$ est l'abaissement de la barrière Schottky effective des trous.

$$\Delta\phi_{Bp2} = \sqrt{\frac{qE_{m2}}{4\pi\epsilon_s}} = \sqrt{\frac{q(V - V_{FB})}{4\pi\epsilon_s D}} \quad (\text{II. 28})$$

Avec un champ électrique maximal E_{m2} défini dans l'équation (II.20) Ainsi aux fortes tensions de polarisation, les courants J_{n1} et J_{p1} sont égaux aux courants de saturation inverse I_{nsat} et I_{psat} . Le courant total, est la somme des relations (II.5) et (II.27) et cela en négligeant les phénomènes de claquage et de transport par état de surface :

$$J_{obs3} = A_n^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bn1} - \Delta\phi_{Bn1})} + A_p^* \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q}{k_B T}(\phi_{Bp2} - \Delta\phi_{Bp2})} \quad (\text{II. 29})$$

Si la densité de porteur injectée, relation (II.29) 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 comme étant :

$$J_{obs} = \frac{2\epsilon_s v_s V}{D^2} = \frac{q v_s N_d}{V_{FB}} \quad (\text{II. 30})$$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Où v_s est la vitesse de saturation.

Le gain en statique (gain en courant) peut se produire dans les photodétecteurs MSM. Il est généralement relatif à d'autres mécanismes de transport de courant et il est modélisé par le courant à effet tunnel, qui est augmenté par la présence de porteurs en excès [42] :

$$J_{tun} \propto E^2 \cdot e^{-\frac{4\sqrt{2m^*}(q\phi_{BN})^{3/2}}{3qhE}} \quad (\text{II. 31})$$

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

II.4. Allure de la caractéristique I (V) en obscurité et du champ électrique

Après avoir présenté la structure du photodétecteur MSM et les différents phénomènes qui entrent en jeu dans le fonctionnement de ce composant en obscurité suivant les tensions appliquées, on peut induire une caractéristique courant-tension typique représentée sur la figure II.4.

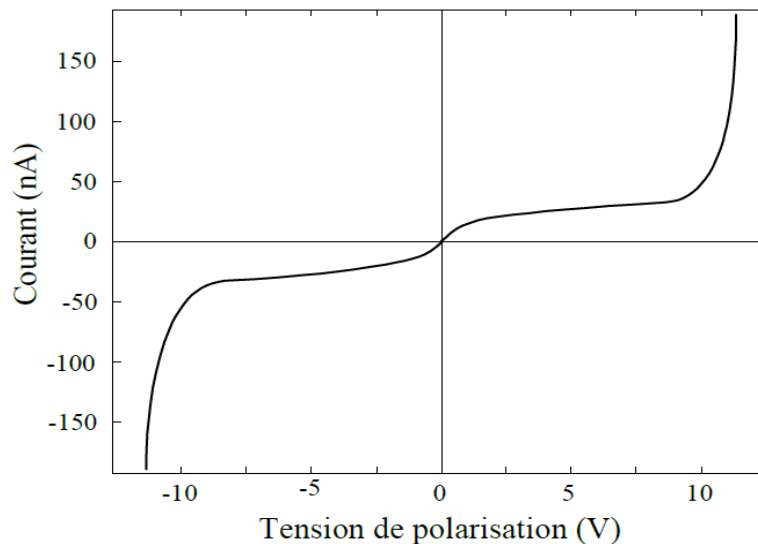


Figure II.4 : Caractéristique courant-tension typique d'un photodétecteur MSM en obscurité [43]

D'une façon générale, pour avoir un faible courant d'obscurité, les meilleures conditions de polarisation d'un photodétecteur sont :

- Une tension de polarisation nettement inférieure à la tension de claquage, de façon à limiter le courant d'obscurité ($V < V_{BD}$),
- Une zone interélectrode totalement désertée et sous un champ électrique interne suffisamment élevé pour que les porteurs photogénérés aient leur vitesse en régime de saturation ($V > V_{FB}$).

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Ajouté à cela des éléments relatifs à la structure planaire; en effet la polarisation du photodétecteur MSM par le biais d'électrodes placées au-dessus conduit à une distribution de champ électrique particulière comme illustré sur la figure II.5. On remarque que :

- Le champ électrique est très élevé au voisinage des électrodes alors qu'il est encore faible au milieu de l'espace inter électrode.
- Ce champ décroît lorsqu'on descend dans la profondeur du composant, par conséquent le claquage du composant s'amorce toujours en limite d'électrode à cause des champs maximums localisés. Sous éclairage, les porteurs photogénérés profondément ont une grande distance à parcourir pour atteindre l'électrode et ont une faible vitesse de dérive, ce qui accroît le retard lié au transit et diminue les performances dynamiques du photodétecteur.

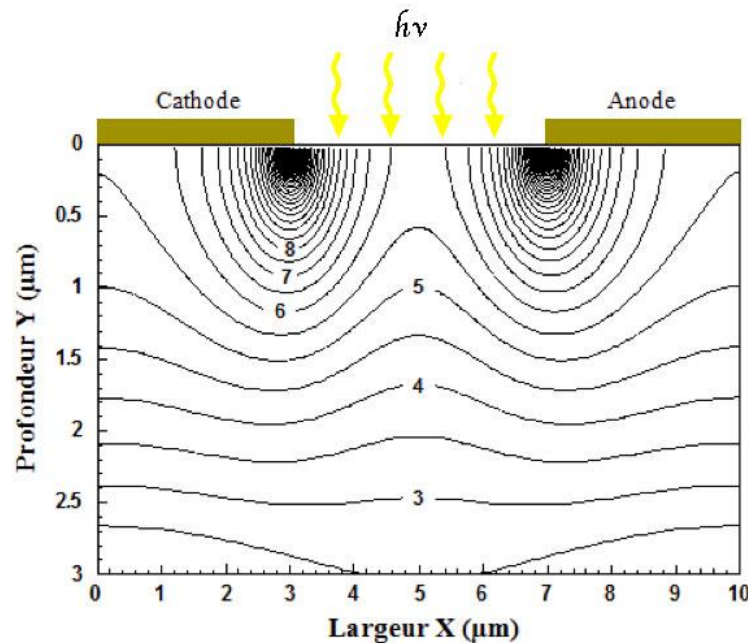


Figure II.5: Distribution du module du champ électrique dans un photodétecteur MSM [43]

Sur la figure II.6 est présentée la simulation de la caractéristique $I(V)$ en obscurité d'un photodétecteur MSM de distance interélectrodes égale à 0.3, 0.5 et 1 μm et de surface $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Cette simulation est établie en fonction de la polarisation qui varie de -5 V à +5 V et en prenant en considération les relations II.23 et II.29 pour des tensions inférieures et supérieures à V_{FB} . Le champ électrique déterminé par la relation II.19 et II.20. Le potentiel de diffusion est donné par l'équation II.3 et la densité d'état

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

effective dans la bande de conduction par l'équation II.4. Les tensions de bande plate sont calculées à partir de la relation II.25. La hauteur de la barrière Schottky $\phi_{Bn} = 0.82$ eV, $V_{bi} = 0.66$ V, $N_d = 10^{15}$ cm⁻³. Ainsi, le courant d'obscurité obtenu est très faible, à la tension 2 V par exemple il est égal à 1.70 nA pour le photodétecteur MSM de distance interélectrodes 0.2 μ m. En augmentant la distance interélectrodes, on remarque une diminution de la valeur du courant d'obscurité ; cette diminution est due au phénomène recombinaison dont le taux augmente lorsqu'on fait augmenter la distance du parcours des porteurs.

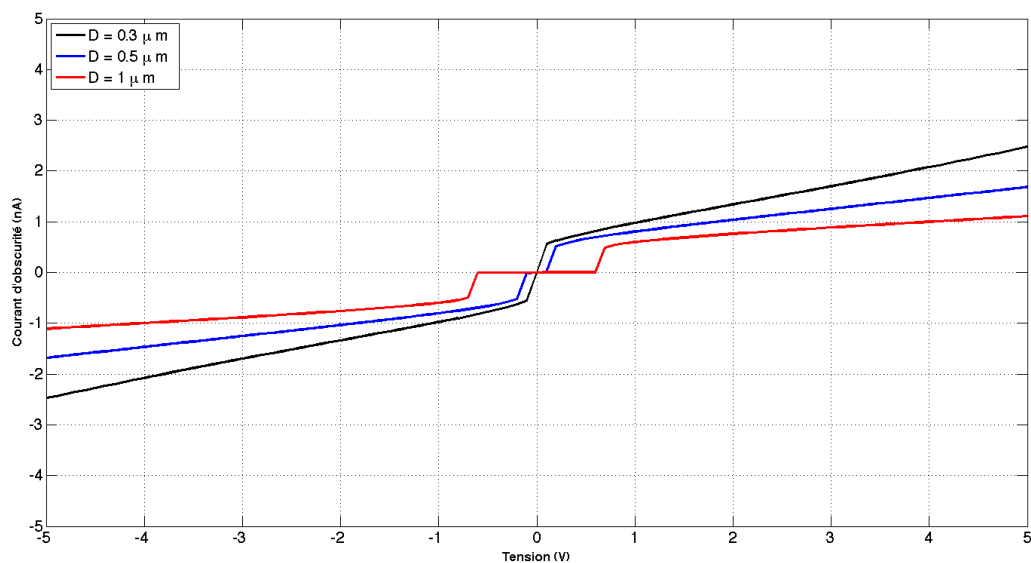


Figure II.6 : Simulation de la caractéristique I(V) en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité de surface 10 x10 μ m²

Ces courbes simulées nous ont confirmé qu'il existe bien un courant d'obscurité relativement faible de l'ordre du nanoampère. Son évolution est non linéaire et est repoussée vers la droite du fait de la différence du travail de sortie entre le métal et le semiconducteur, caractéristique typique d'une photodiode MSM en obscurité.

On a remarqué aussi que pour une même surface et pour différents espacements croissants on a un déclenchement de courbes retardées. L'influence de la distance interélectrodes est évidente. Les caractéristiques I(V) des courbes obtenues pour une même surface ont montré que le courant d'obscurité diminue pour une même tension, lorsque

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

l'espacement passe de 0.3 à 1 μm . En effet en augmentant la distance interélectrodes, le champ électrique diminue et par conséquent le courant d'obscurité est réduit [54].

La figure II.7 représente la simulation de la caractéristique I(V) en obscurité d'un photodétecteur MSM de distance interélectrode de 0.3 μm pour des surfaces de 5 x 5, 10 x 10 et 15 x 15 μm^2 .

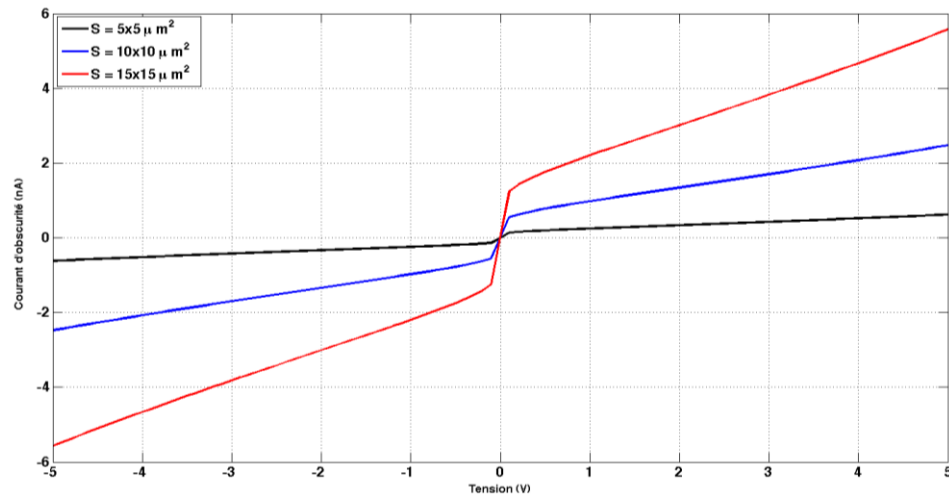


Figure II.7 : Simulation de la caractéristique I(V) en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité de distance interélectrode de 0.3 μm

La figure II.7 montrent que les différentes courbes se déclenchent presque à la même tension, ce détachement des courbes les unes par rapport aux autres est dû aux effets de bord; plus la surface du MSM va augmenter plus la résistance va diminuer.

La figure II.8 représente la simulation de la relation entre le courant d'obscurité I et la surface S à une tension de polarisation de 5 V et pour différentes valeurs de distances interélectrodes 0,3, 0,5 et 1 μm .

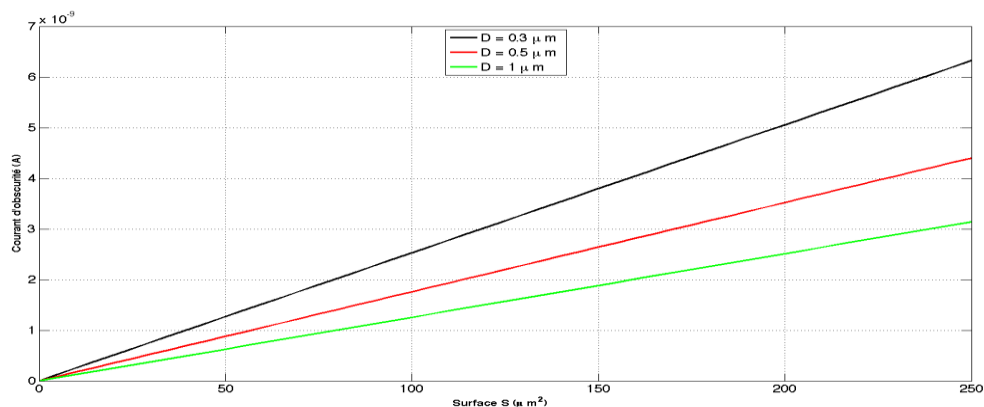


Figure II.8 : Simulation de la caractéristique I(s) en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité sous tension de polarisation de 5v

La figure II.8 affirme l'effet de la surface sur le courant d'obscurité. Ceci est étudié en faisant varier la valeur de la distance interdoigt, tout en fixant la valeur de la polarisation. L'augmentation de la surface provoque une augmentation du courant d'obscurité et cela est dû à la collecte du courant au niveau des électrodes autrement dit lors que la surface augmente la collecte des porteurs augmente.

Les figures II.9 et II.10 représentent les simulations de la relation entre le courant d'obscurité I et la distance interélectrode en fixant la tension de la polarisation $V = 5v$ et faire croître la surface S de 5×5 , 10×10 à $15 \times 15 \mu\text{m}^2$, puis en fixant la surface à $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et faire croître la tension de polarisation V de $2v$, $4v$ et $6v$ respectivement.

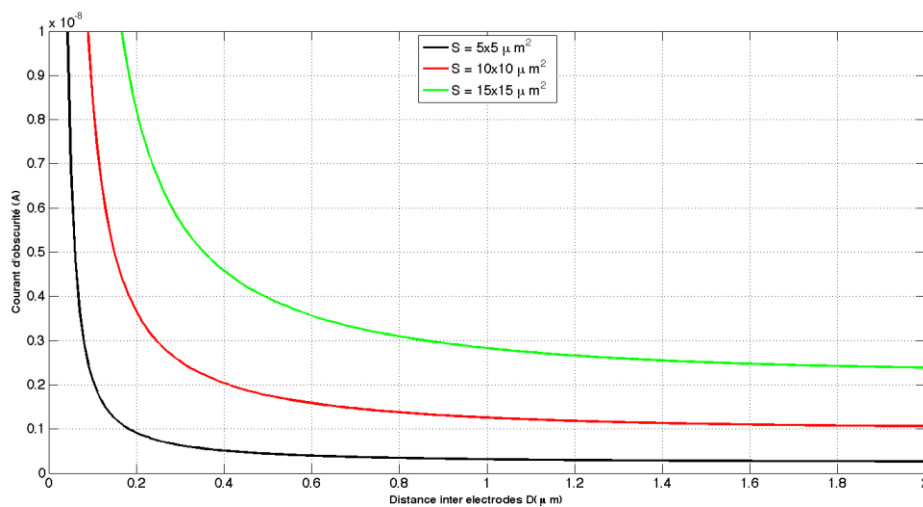


Figure II.9 : Simulation de la caractéristique $I(D)$ en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité sous tension de polarisation de 5v

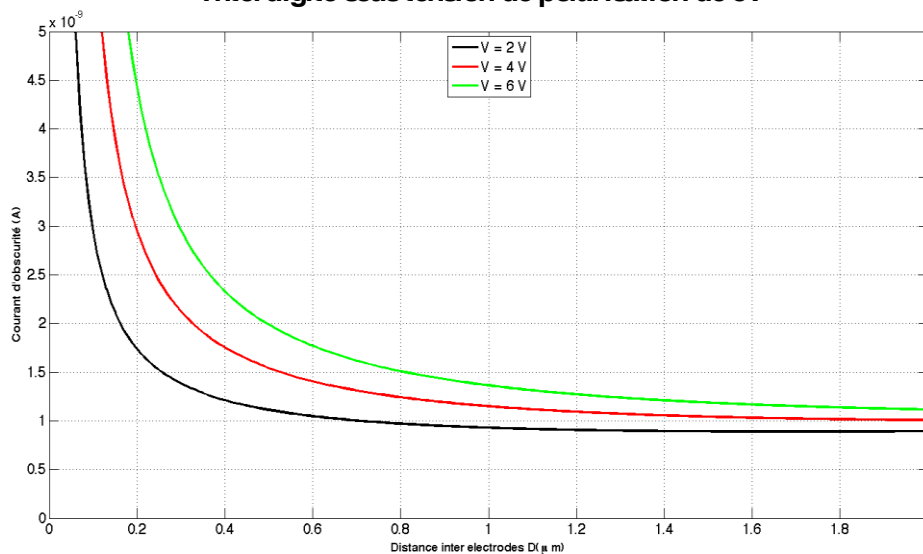


Figure II.10 : Simulation de la caractéristique $I(D)$ en obscurité d'un photodétecteur MSM interdigité de surface de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Les figures II.9 et II.10 nous montrent l'effet de la distance interélectrode sur le courant d'obscurité. L'augmentation de la distance interélectrode a pour effet de diminuer la valeur du courant. Cette diminution est due au phénomène de recombinaison dont le taux augmente lorsqu'on fait augmenter la distance du parcours des porteurs.

II.5. Coefficient de réponse du photodétecteur MSM

Le coefficient de réponse (défini en paragraphe I.3.3) dépend du mode d'éclairement. Le photodétecteur MSM peut en effet être éclairé par le dessus, à travers la structure métallique interdigitée, ou par-dessous, ou par le côté, à travers un guide optique [44-45]. Le coefficient de réponse dans le cas d'un éclairage latéral dépend du couplage optique entre guide et détecteur, et de celui entre fibre et guide. Ce qui nécessite une étude détaillée de la propagation de la lumière dans la structure multicouche du composant. Le cas d'un éclairage par le dessous est similaire à celui de l'éclairage 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 mais l'épaisseur du matériau à traverser peut être suffisamment importante pour pénaliser le coefficient de réponse [43]. En filière GaAs ; l'absorption à 0.8 μm est trop importante pour permettre un éclairage par le substrat. L'éclairage par le dessus est un cas typique. En négligeant la recombinaison des porteurs, le rendement quantique est donné par (I.17) [44]. Le rapport $(\frac{D}{D+l})$ introduit l'effet d'ombre des électrodes qui est typique de la structure interdigitée illuminée par le dessus.

II.6. Photocourant du photodétecteur MSM

Le photocourant dans la structure MSM dépend de la tension appliquée et de l'intensité de la lumière. Le photocourant total est la somme des photocourants à la cathode et à l'anode :

$$J_{ph} = qG(W_1 - W_2) \quad (\text{II. 32})$$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Où W_1, W_2 sont les largeurs de la zone de déplétion et G est le taux de génération de porteur, c'est-à-dire le nombre de paires électrons trous par unité de temps et de volume. A la déplétion totale, la longueur de la région non déplétée est $x_2 - x_1 = 0$.

Le taux de génération de paires électrons-trous induit par la lumière à la surface est en fonction de x est donné par :

$$G(x) = \phi_0 \alpha e^{-\alpha x} \quad (\text{II. 33})$$

Avec : $\phi_0 = \frac{P_{opt}}{h\nu S}$ est le flux de photon incident par unité de surface et α est le coefficient d'absorption du semiconducteur. Prenons en compte l'effet de l'efficacité quantique η_i (le nombre de paires électrons-trous générés par photon incident) et l'épaisseur d de la couche active, le taux de génération devient

$$G = \frac{1}{w_a} \int_0^{w_a} \frac{P_{opt} \eta_i}{h\nu A} \alpha e^{-\alpha x} dx = (1 - e^{-\alpha w_a}) \frac{P_{opt} \eta_i}{h\nu \cdot S \cdot w_a} \quad (\text{II. 34})$$

A la bande plate, la zone de déplétion de la cathode atteint l'anode, le champ alors est nul. Pour une polarisation $V > V_{BP}$, le Photocourant est caractérisé par :

$$J_{ph} = q \cdot G \cdot D \quad (\text{II. 35})$$

L'augmentation de la tension de polarisation implique un claquage à la cathode. Les élévations de courant d'obscurité examinant la réponse de la lumière (effet de génération de porteurs) menant à l'effet de charge d'espace. Puisque pour l'avalanche la tension de claquage est très élevée, la cause la plus probable de claquage habituellement est l'effet tunnel.

En prenant en considération le coefficient de réflexion R , l'effet d'ombre des doigts, le photocourant d'une structure MSM sous éclairage constant devient :

$$I_{ph} = \left(\frac{D}{D+l} \right) \cdot (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot w_a}) \cdot \frac{q \cdot P_{opt}}{h\nu} \cdot \eta_i \quad (\text{II. 36})$$

Les électrodes métalliques (doigts inter digités) sont opaques et bloquent la lumière incidente. Elles sont représentées par le terme $\left(\frac{D}{D+l} \right)$ qui définit la fraction de la surface libre du semiconducteur (surface soumise à la lumière). L'équation (II.36) n'est valide qu'à tension supérieure à V_{FB} c'est-à-dire la saturation du courant.

II.7. Comportement dynamique du photodétecteur MSM

Comme tous les photodétecteurs, en régime dynamique, le comportement du photodétecteur MSM est déterminé par sa capacité, ses résistances d'accès et le temps de transit des photoporteurs. L'avantage principal du photodétecteur MSM est sa faible capacité intrinsèque C_{PD} , qui peut être calculée en prenant en considération la structure planaire interdigitée.

II.7.1. capacité

Capacité du photodétecteur MSM peut être approximée par deux modèles physiques, l'un à une seule dimension prenant en considération la région de désertion [45], et l'autre à deux dimensions mettant en évidence la structure géométrique des doigts interdigités [46].

- A une seule dimension, la capacité est fonction de la variation de la région de déplétion entre les deux électrodes ce qui nous ramène à considérer deux plages de tensions, inférieure ou supérieure à la tension V_{RT} .

Pour $V < V_{RT}$ la capacité par unité de surface est due aux deux contacts Schottky en série :

$$\frac{1}{C_{PD}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (\text{II. 37})$$

Où $C_1 = \frac{\partial Q_1}{\partial V_1} = \frac{\epsilon_s}{W_1}$ et $C_2 = \frac{\partial Q_2}{\partial V_2} = \frac{\epsilon_s}{W_2}$ sont les capacités polarisées en directe et en inverse respectivement. Ceci est vrai si les deux contacts sont en regard l'un de l'autre. Les charges Q_1 et Q_2 par unité de surface dans le semiconducteur sont associées à la concentration en dopant : $Q_{1,2} = q \cdot N_d \cdot W_{1,2}$. Les largeurs des régions de déplétion W_1 et W_2 pour une structure symétrique sont définies par les relations (II.14) et (II.15), ainsi l'équation (II.37) devient :

$$C_{PD} = \frac{\epsilon_s}{W_1 + W_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_d}{2}} \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{V_{bi} - V_2} + \sqrt{V_{bi} + V_1}} \right] \quad (\text{II. 38})$$

A raison que la tension va augmenter, $V_1 = V$ et $V_2 \approx 0$, on a :

$$C_{PD} = \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_d}{2}} \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{V_{bi}} + \sqrt{V_{bi} + V}} \right] \quad (\text{II. 39})$$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Pour $V > V_{RT}$, mode de fonctionnement normal du photodétecteur MSM, le composant est totalement déplété ($W_1+W_2 = D$) et la capacité devient indépendante de la tension appliquée et l'équation (II.39) va être égale à celle d'un condensateur plat :

$$C_{PD} = \frac{\epsilon_s}{D} \quad (\text{II.40})$$

Le modèle le plus adéquat pour définir la capacité du photodétecteur MSM interdigité est représenté en deux dimensions prenant en considération la géométrie des électrodes coplanaires alternées. Ainsi, la capacité idéale du photodétecteur MSM avec un nombre de doigts N , une largeur l , une longueur de doigt L et un espacement interélectrode D est donnée par la relation suivante [47] :

$$C_{PD} = C_0 \cdot (N - 1) \cdot L \quad (\text{II.41})$$

Où C_0 est la capacité formée par deux doigts par unité de longueur exprimée par

$$C_0 = \epsilon_0 (1 + \epsilon_r) \cdot \frac{K}{K'} \quad (\text{II.42})$$

ϵ_0 et ϵ_r sont respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative du semiconducteur ; K et K' sont des intégrales elliptiques de premier ordre données par :

$$K = K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - K^2 \sin^2 \phi}} \quad (\text{II.43})$$

Avec

$$k = \tan^2 \left[\frac{\pi}{4} \cdot \frac{D}{D + l} \right] \quad (\text{II.44})$$

Et $K'=K(k')$ tel que $k' = \sqrt{1 - k^2}$.

Le calcul de K/K' peut-être approximer par une simple équation dans le cas où ($0 < k < 1/\sqrt{2}$ et $0 < K/K' < 1$) :

$$\frac{K}{K'} = \frac{\pi}{2 \ln \left(2 \sqrt{\frac{1+k'}{1-k'}} \right)} \quad (\text{II.45})$$

Si l'on admet que le photodétecteur MSM est réalisé sur une couche N.I.D infiniment épaisse, la capacité de la zone active du MSM peut-être approximée par (II.46) :

$$C_{PD} = C_0 \cdot (N - 1) \cdot L \approx C_0 \cdot \frac{S}{P} \quad (\text{II.46})$$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Où S est la surface de la zone active et P la période égale à $D+l$. Le nombre N et la longueur des doigts sont calculés à partir des relations :

$$L = \sqrt{S} \quad \text{et} \quad N = \frac{\sqrt{S}}{(D + l)} \quad (\text{II. 47})$$

Sur la figure II.11 sont représentées des simulations qui montrent les variations de la capacité du photodétecteur MSM de structure interdigitée en fonction de la distance inter électrode ($D = l$) pour différentes surfaces allant de 1×1 à $100 \times 100 \mu\text{m}$.

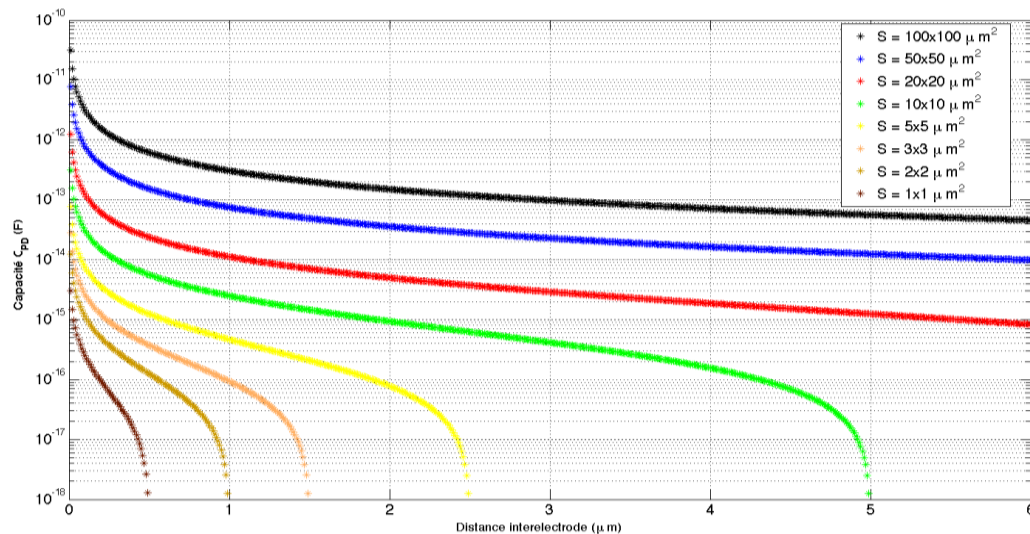


Figure II.11: Evolution de la capacité des photodétecteurs MSM interdigités en fonction des distances inter électrodes (Surface variant de 1×1 à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$).

On voit bien que plus la surface du photodétecteur MSM est grande, plus sa capacité C_{MSM} est importante, à largeur et distance interélectrode données. Nous avons utilisé l'échelle logarithmique sur l'axe des y, car il est particulièrement adapté pour rendre compte des ordres de grandeur vu la nette différence des capacités par rapport aux surfaces.

La figure II.12 représente la variation de la capacité du photodétecteur MSM de structure interdigitée de surface $s=10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et un rapport de D/l variant de $1/4$ à 3 en fonction de la distance interélectrode D .

Les études liées à la structure planaire interdigitée du MSM [43] font apparaître la particularité d'abord, la capacité du composant diminue lorsque le rapport D/l augmente ; la diminution de l'effet d'ombre va donc de pair avec celle de la capacité du photodétecteur.

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

La capacité du MSM est entre 3 à 4 fois plus faible que celle d'une photodiode PIN. Cet aspect est favorable au MSM, surtout dans le domaine des hautes fréquences de modulation (longueurs d'onde millimétrique), où la taille des composant est très petite [43]. En comparaison, la capacité d'une photodiode PIN de 1 μm d'épaisseur de zone déserte et de surface éclairée de 30 μm^2 est égale à $C_{PIN} = 0.11$ pF et la capacité d'un photodétecteur MSM de même surface éclairée avec $D = 1 = 1 \mu\text{m}$ est égale à $C_{MSM} = 30$ fF. Par conséquent, pour un MSM l'effet de la capacité sur la fréquence de coupure serait quasiment négligeable, et cette fréquence de coupure ne sera donc essentiellement fonction que du temps de transit des porteurs [48]. Une réduction de la distance interélectrodes permet de diminuer ce temps de transit, ce qui autorise l'obtention de fréquences de coupure importantes [49-51].

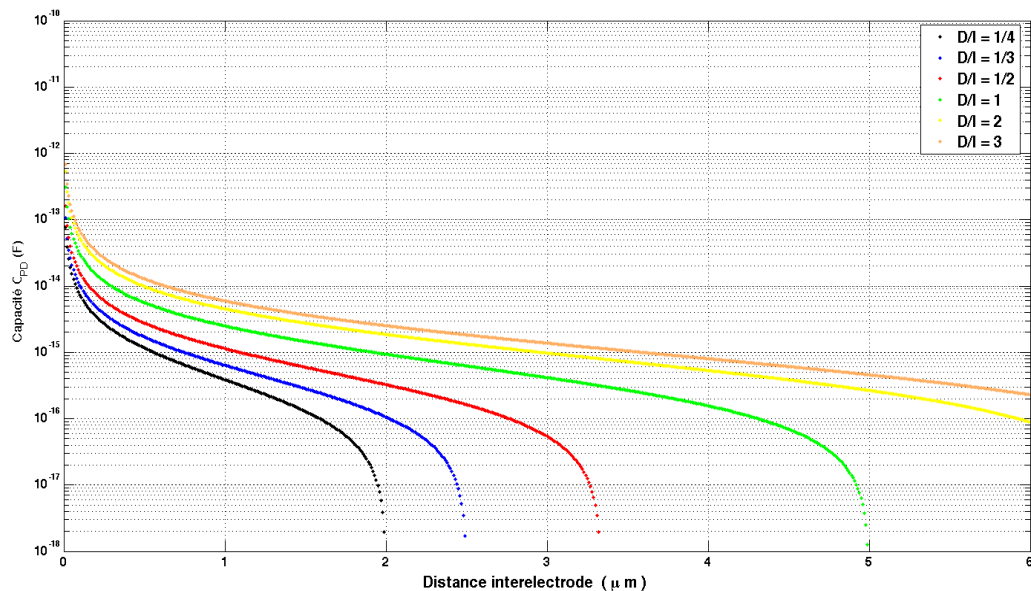


Figure II.12: Evolution de la capacité des photodétecteurs MSM interdigités en fonction des distances interélectrodes (D/l variant de 1/4 à 3)

II.7.2. Résistance

La résistance intrinsèque du composant est donnée par (II.48) :

$$R_{PD} = \frac{V}{I_{obs}} \quad (\text{II.48})$$

Où I_{obs} est représenté par l'équation (II.29) multipliée par la surface. La résistance série R_D correspond au métal des électrodes, la résistance linéique par doigt est égale à :

$$R_0 = \rho \frac{l}{D} \quad (\text{II.49})$$

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Où ρ est la résistivité du métal. Donc pour les deux électrodes, la résistance totale du détecteur est la somme des deux résistances connectées en série. Donc l'expression de la résistance série deviendra :

$$R_D = 2 \cdot R_0 \cdot \frac{L}{N} \quad (\text{II.50})$$

Où R_0 est la résistance linéique de chaque doigt, L la longueur et N le nombre de doigts, Des électrodes de petites dimensions et une surface élevée permettent de minimiser la résistance.

II.7.3. Circuit équivalent à faible signaux

Sur la figure II.13 est représenté le circuit équivalent sous faible signal du photodétecteur MSM sous puissance optique modulée [52], il fait apparaître :

- Le photocourant $I_{ph} = \frac{P_{opt} \cdot \mathfrak{R}}{1 + j\omega\tau_t}$ fonction du signal optique incident, du coefficient de réponse \mathfrak{R} et du temps de transit τ_t des porteurs [53].
- La capacité intrinsèque C_{PD} du photodétecteur due à la géométrie des doigts, équation (II.46).
- La résistance intrinsèque du composant, équation (II.48).
- La résistance de doigt R_D (équation (II.50)) et la capacité de plot de contact C_{plot} .

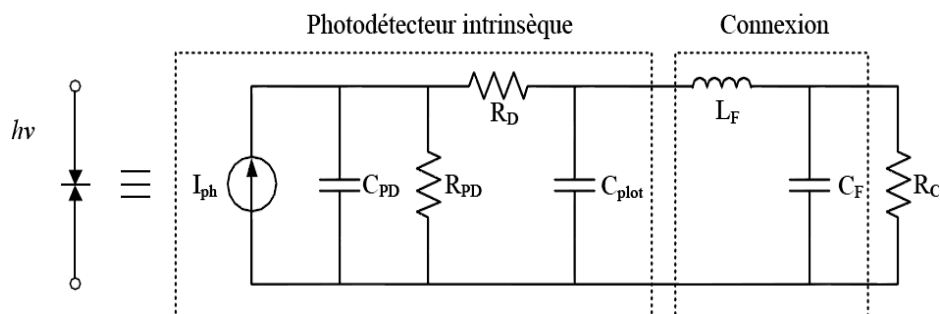


Figure II.13 : Schéma équivalent d'un photodétecteur MSM sous faible signal [44] [53]

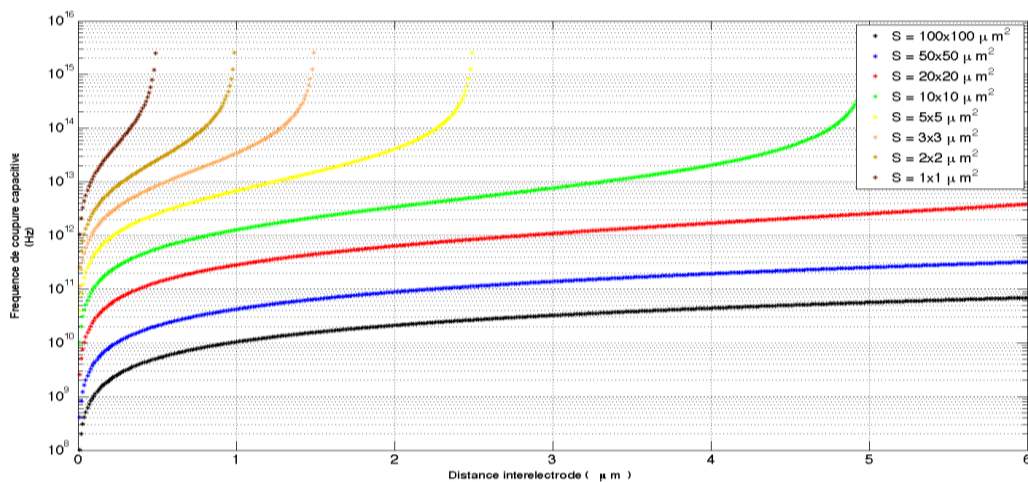
Dans la plupart des cas, l'ensemble des éléments parasites sont négligés, c'est-à-dire le fil de connexion, la capacité de plot et la résistance de doigt. Reste que la résistance de charge R_C et la capacité C_{PD} , ce qui permet de déterminer la constante de

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

temps $R_C C_{PD}$. La fréquence de coupure liée à l'effet de capacité est alors donnée par [44] :

$$f_c = \frac{1}{2\pi \cdot R_C \cdot C_{PD}} \quad (\text{II. 51})$$

Les figures II.14 et II.15 représentent respectivement la simulation de l'évolution de la fréquence de coupure capacitive d'une photodétecteur MSM interdigité en fonction de la distance interélectrode pour des surfaces variant de 1×1 à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ avec un rapport $D/l=1$ puis la même évolution en fixant la surface et en faisant varier le rapport D/l de $1/4$ à 3 .



Figures II.14 : Evolution de la fréquence de coupure capacitive d'une photodétecteur MSM interdigité en fonction de la distance interélectrode pour des surfaces variant de 1×1 à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ avec un rapport $D/l=1$

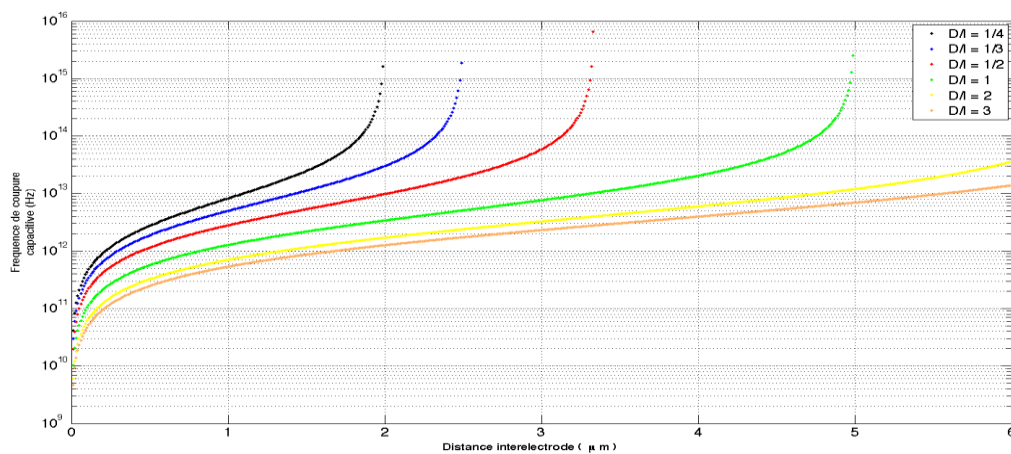


Figure II.15 : Evolution de la fréquence de coupure capacitive d'une photodétecteur MSM interdigité de surface $S=10 \times 10 \mu\text{m}^2$ en fonction de la distance interélectrode pour D/l variant de $1/4$ à 3

Chapitre II Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Toutefois, un certain nombre de règles permettent d'évaluer la coupure liée au transit des porteurs. En premier lieu, la présence de pointes élevées de champ électrique juste sous les limites de doigt, fait qu'il est difficile de polariser correctement un composant de grande distance interélectrode ($D > 3\mu\text{m}$). En effet, on atteint dans ce cas un champ de pointe supérieur au champ de claquage alors que le champ au milieu de l'espace interélectrode est encore trop faible pour donner aux photoporteurs leur vitesse de saturation. Ce phénomène est d'autant plus accusé pour les trous, plus lents que les électrons. Même pour les faibles distances interélectrodes, la variation de champ dans le composant doit être prise en compte. La tension de polarisation est donc un paramètre important qu'il faut ajuster pour limiter le temps de transit moyen en évitant le claquage [43]. En second lieu, la distribution des lignes de courant dans le composant rend plus favorable un certain rapport entre l'épaisseur de couche absorbante et la distance interélectrode. L'effet du transit est minimal lorsque cette valeur est voisine de 2 ; ($W/D = 2$) [43]. Ceci étant acquis, le temps de transit moyen dans la structure est [45].

$$\tau_t = \frac{D}{v_{sat}} \quad (\text{II. 52})$$

Où v_{sat} est la vitesse de saturation des porteurs (on adopte la même pour les trous et les électrons), D est la distance interélectrodes. La fréquence de coupure liée au transit est alors donnée par [55] (II.53)

$$f_T \approx \frac{1}{\tau_t} \quad (\text{II. 53})$$

La fréquence de coupure de la structure MSM est dans ces conditions [43] :

$$f = \left(\frac{1}{f_c^2} + \frac{1}{f_T^2} \right)^{-1/2} \quad (\text{II. 54})$$

La figure II.16 représente la fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM de surface $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ chargée par une résistance de 50Ω , en fonction de la distance interélectrode.

Les figures II.17 et II.18 représentent l'évolution de la fréquence de coupure en fonction de la distance interélectrode respectivement pour des surfaces variant de 1×1 à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ et un rapport $D/l=1$ puis pour une surface de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ avec des rapports D/l variant de $1/4$ à 3 .

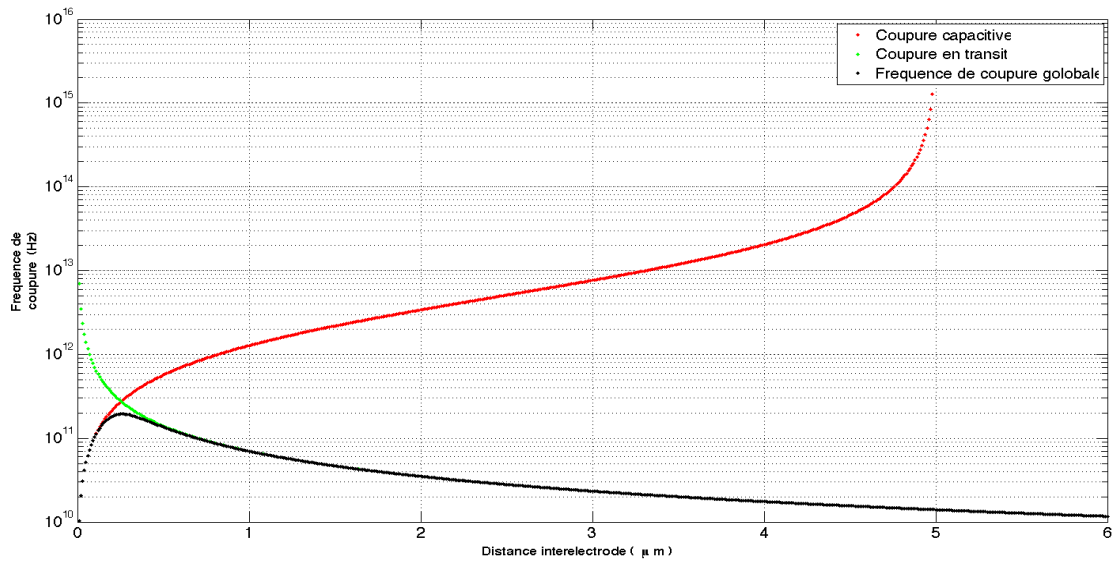


Figure II.16 : Evolution de la fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surface $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ en fonction des distances interélectrodes

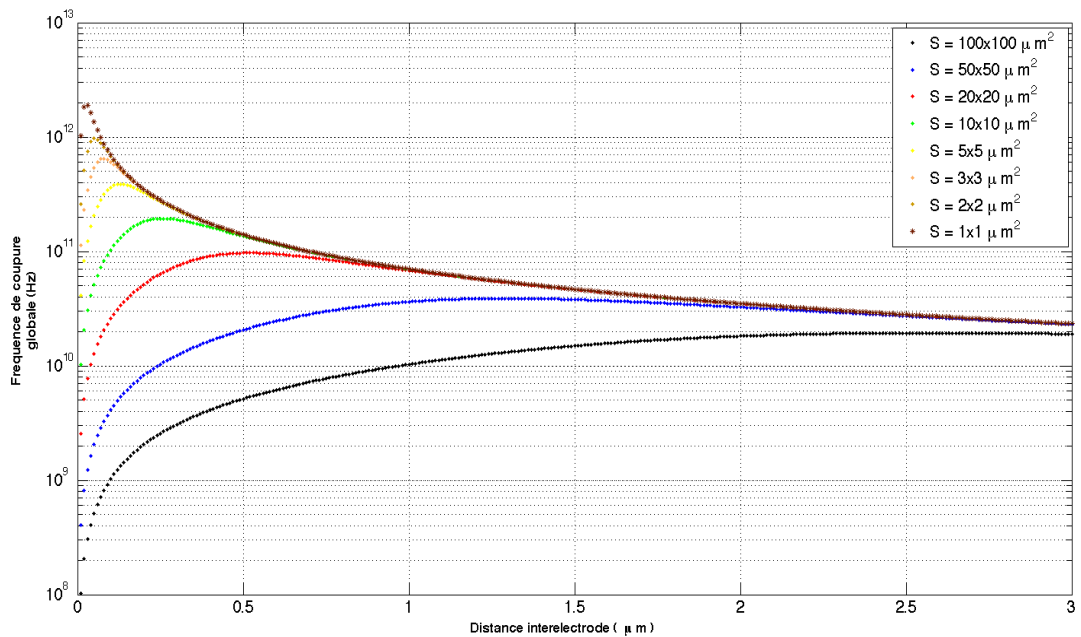


Figure II.17 : Evolution de la fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surfaces variant de 1×1 à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ en fonction des distances interélectrodes pour $D=l$

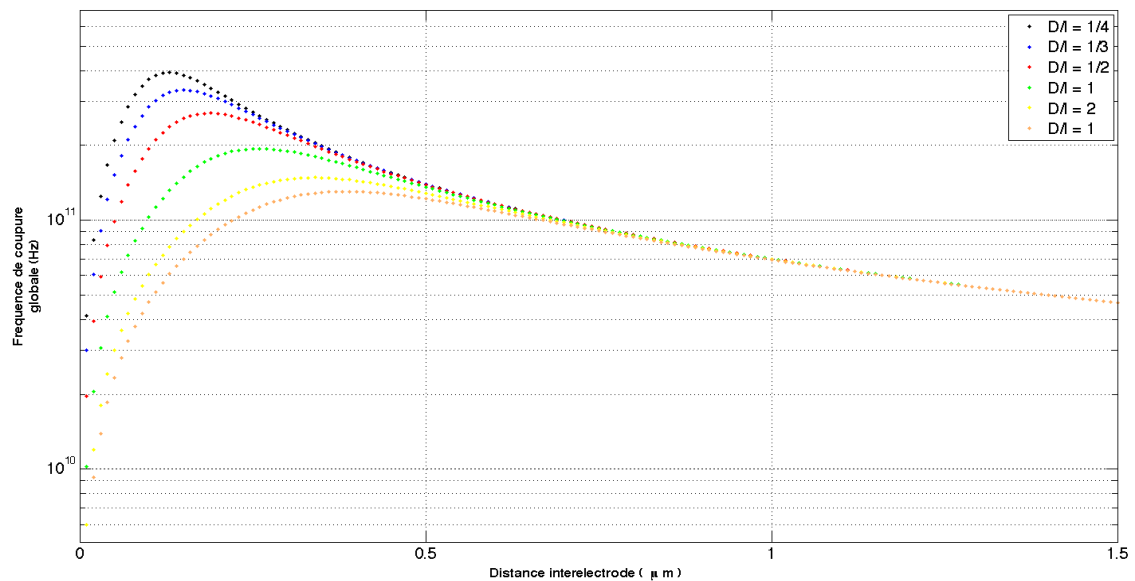


Figure II.18 : Evolution de la fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surface $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ en fonction des distances interélectrodes avec un rapport D/I variant de $1/4$ à 3

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. Les simulations réalisées montrent bien que plus la surface du photodétecteur MSM est importante plus la capacité s'élève (figure II.11), ce qui affecte le comportement dynamique des composants comme on peut le voir sur les figures II.17 et II.18. En effet, sur ces figures, on peut voir la diminution de la fréquence de coupure maximale par rapport aux surfaces des photodétecteurs variant de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. En comparaison, une différence de fréquence de coupure maximale d'à-peu-près 10 GHz est obtenue en faveur du photodétecteur de surface égale à $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ par rapport à celui de surface $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ (de distance interélectrodes différentes).

Le maximum (figure II.19) correspond au meilleur compromis entre le temps de transit des porteurs et la capacité du photodétecteur (fréquence de coupure liée au temps de transit et fréquence de coupure liée à la capacité). Ainsi, à gauche de ce maximum, la fréquence de coupure est limitée par la capacité et le circuit de charge ; à droite, elle est limitée par le temps de transit des porteurs photocréés. Dans nos simulations, on a pris la vitesse de saturation des charges égale à $7 \times 10^6 \text{ cm/s}$ [9].

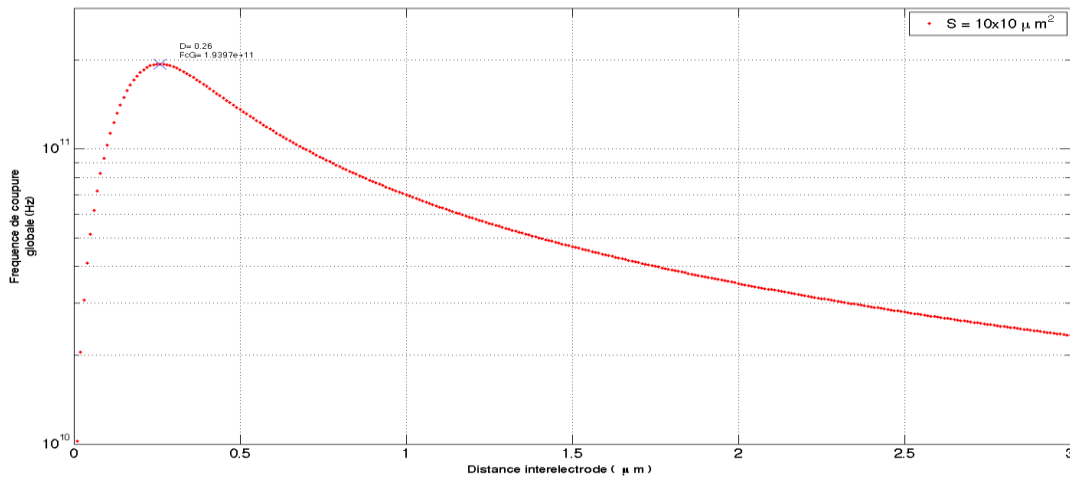


Figure II.19: Fréquence de coupure d'un photodétecteur MSM interdigité de surface 10 x 10 μm² avec D=l en fonction des distances interélectrodes

La distance interélectrodes joue aussi un rôle important sur le comportement dynamique des photodétecteurs car elle limite le temps de transit des charges photocréées. En définitif, une augmentation de la distance interélectrodes fait diminuer la capacité et augmenter le temps de transit. Il y a donc, pour chaque structure, un compromis à trouver [6].

II.8. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre des généralités sur la structure du photodétecteur MSM, puis nous avons exposé une théorie générale sur ce dernier. Les propriétés électriques et optiques d'une structure MSM ont été définies dans cette étude théorique afin de caractériser les différents paramètres qui influent sur les performances de ce dispositif comme la performance du photodétecteur MSM est principalement déterminée par le temps de transit des porteurs en excès entre les électrodes et la capacité due au contact métallique, une conception d'une géométrie adéquate des électrodes interdigitées devient nécessaire pour l'amélioration de la réponse du photodétecteur. Des simulations ont été faites, la caractéristique I(V) en obscurité, variation des capacités et la fréquence de coupure en fonction des distances interélectrodes et l'influence de la surface et le rapport caractérisant la fraction en surface sur les performances de la structure MSM pour pouvoir l'utiliser dans des conditions optimales.

CHAPITRE III

III.1. Introduction

Dans ce chapitre nous donnerons quelques notions sur la photocommutation et des différents photocommutateurs, puis nous verrons les caractérisations en hyperfréquence des lignes coplanaires introduisant les photodétecteurs MSM dans la ligne centrale. Les coefficients de réflexion et de transmission seront présentés ainsi que la configuration sinusoïdale des tapers, et nous mettrons en évidence l'influence des différents paramètres géométriques, ce qui nous permettra de voir le comportement du photocommutateur en hyperfréquence.

III.1.1. Etat de l'art

Un commutateur est un élément qui peut modifier son impédance à partir d'une très grande valeur à une valeur très faible en un court laps de temps et avec une grande précision et une répétabilité. Un photocommutateur, comme montré à la figure III.1, est un interrupteur qui est constitué d'un semi-conducteur, deux contacts électriques, et une source optique qui éclaire la surface de commutation, afin d'effectuer le changement d'impédance.

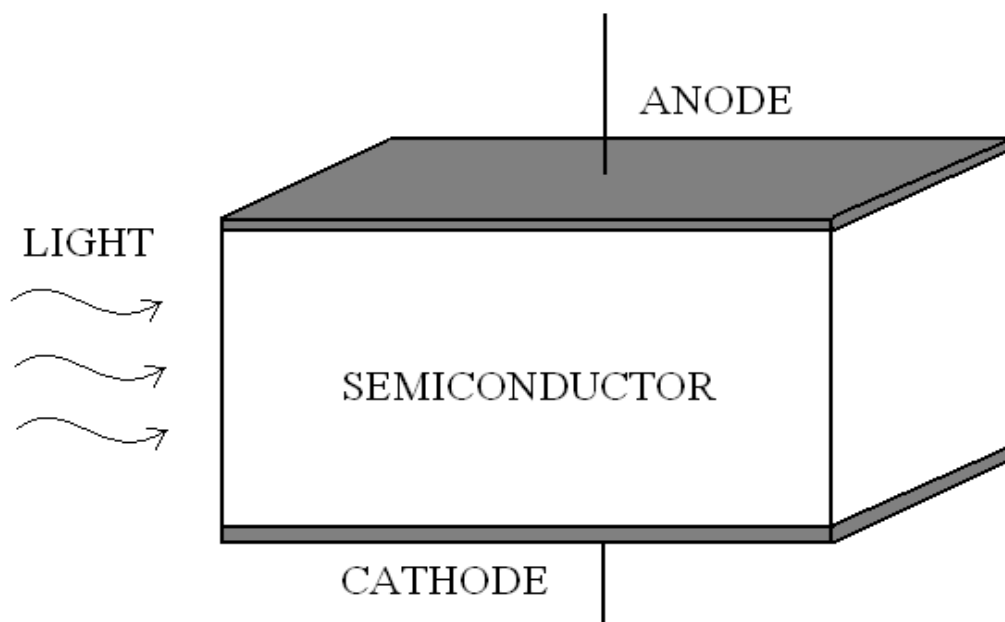


Figure III.1: Un simple photocommutateur

III.1.2. Les différents types de photocommutateurs

Il existe plusieurs configurations pour la génération d'impulsions rapides qui dépendent de la topologie des électrodes et de leur intégration au sein de la ligne de transmission. On distingue principalement deux techniques :

L'injection de charges sur une seule des électrodes constituant la ligne de propagation, on parle alors de photocommutateur d'Auston (Figure III.2). En 1975, afin de générer des impulsions courtes à partir de matériaux lents, Auston a proposé une technique à deux impulsions optiques retardées pour générer une impulsion électrique rapide [56]. Il a utilisé un dispositif (Figure III.2-a) réalisé par une coupure dans une ligne micro ruban déposée sur un substrat à haute résistivité ($10^4 \Omega cm$). Une première impulsion laser "ON", de longueur d'onde $0.53 \mu m$, crée une conduction de surface entre les électrodes planaires et ferme le photocommutateur; une deuxième impulsion "OFF", de longueur d'onde $1.06 \mu m$, crée une conduction sur l'épaisseur du substrat et court-circuite la ligne micro ruban et la tension est ramenée à zéro. La durée des impulsions électriques générées est donc indépendante de la durée de vie des porteurs dans le substrat mais elle est fixée par le décalage temporel entre les deux impulsions optiques. Par cette technique, Auston génère et mesure des impulsions électriques présentant une largeur à mi-hauteur d'environ 25 ps.

Différentes topologies de ligne de propagation sont adaptées à ce type d'excitation, on trouve la ligne coplanaire à deux rubans (Figure III.2-c) ou le guide coplanaire (Figure III.2-e). Cependant l'excitation est plus efficace lorsqu'elle respecte la symétrie du mode de Propagation sinon, une partie du signal généré est rayonnée dans l'espace libre ou dans le substrat. Il existe d'autres variantes de la méthode d'Auston qui consistent à utiliser une électrode située à proximité de la ligne pour injecter des charges sur l'une des électrodes de la ligne en illuminant l'espace entre ces deux électrodes (Figure III.2-b) et (Figure III.2-d). Ce type d'excitation a pour avantage d'éviter l'interruption d'une des électrodes de la ligne étudiée. Cependant, il est difficile par cette technique de respecter la symétrie des modes de propagation et une partie importante du signal électrique généré est rayonnée en espace libre ou dans le substrat.

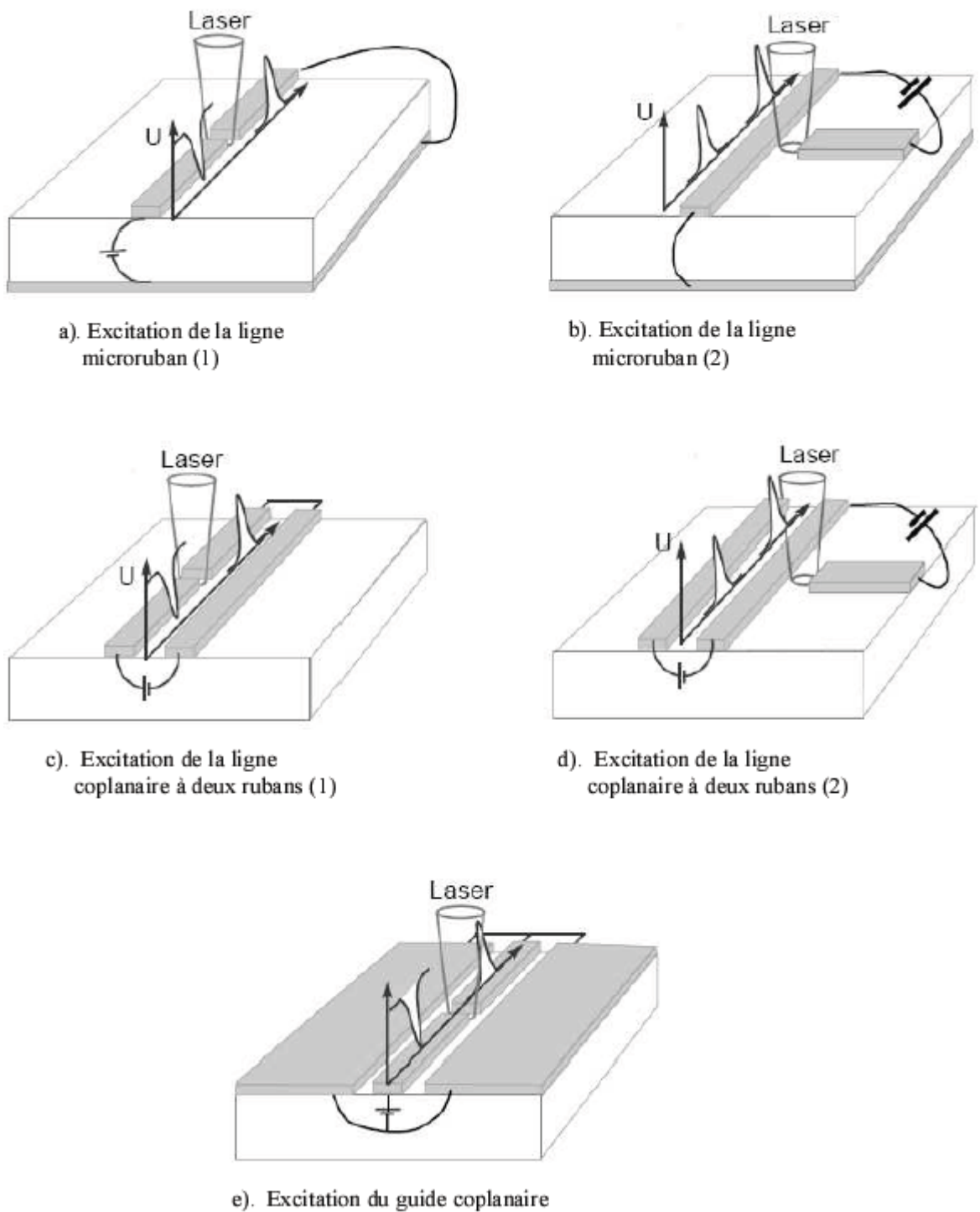


Figure III.2 : Différents types de photocommutateurs d'Auston

Le transfert de charges entre deux électrodes constituant la ligne, on parle alors de contact glissant (figure III.3). Utilisée essentiellement pour des lignes planaires, le contact glissant est la configuration la plus simple de génération d'impulsion. En éclairant avec une impulsion laser entre les rubans, on crée une photocommutation

parallèle et par la suite on réalise un court-circuit électrique entre les deux rubans métalliques polarisés. Cette technique a pour avantage de pouvoir générer un transitoire électrique à une position arbitraire sur la ligne d'où l'appellation "contact glissant". De plus, la capacité du photocommutateur est ici négligeable car la ligne n'est pas interrompue et la durée de l'impulsion est directement liée au temps de vie des porteurs [56].

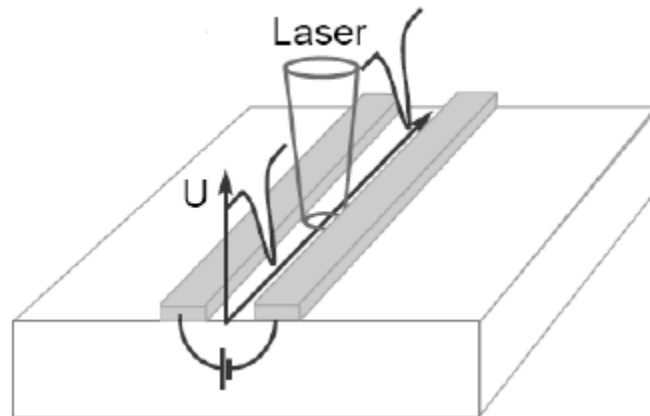


Figure III.3 : Photocommutateur à « contact glissant »

III.1.3. Choix de matériau

Dans les années 70-80, plusieurs travaux de recherche ont montré la possibilité de réaliser des fibres optiques à faibles pertes et à dispersion négligeable ce qui a permis le développement des télécommunications optiques et de la fibre optique en tant que support de transmission.

L'évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde pour les fibres optiques en silice affirme l'existence de trois fenêtres spectrales fixées sur 0.85, 1.3 et $1.55\mu m$ qui donnent les plus faibles atténuations et sont compatibles avec les longueurs d'onde de coupure de certains semiconducteurs III-V.

Pour les longueurs d'onde $0.85\mu m$, l'atténuation de fibres optiques est aux environs de 3 dB/Km, conduisant ainsi à l'étude et au développement de matériaux tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs).

Sur la Figure III.4 est représentée l'allure des bandes du GaAs, qui est en général la même pour tous les composés III-V [57] ; c'est une structure de bande directe, c'est-

à-dire pour lesquels le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin, en $K=0$. L'énergie du Gap du GaAs est donnée par la relation (III.1) [58], qui est fonction de la température.

$$E_g(eV) = 1.519 - \frac{5.4 \cdot 10^{-4} \cdot T^2}{T + 204} \tag{III.1}$$

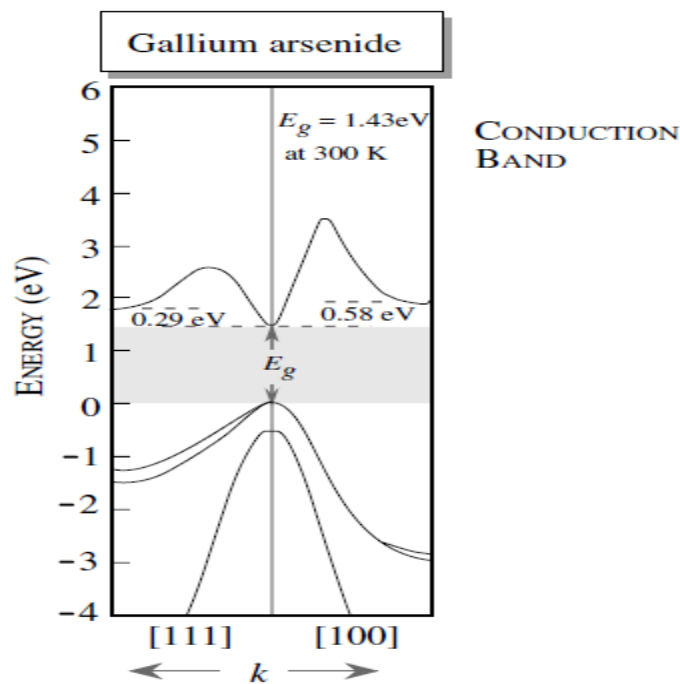


Figure III.4 : Structure de bandes d'énergie du GaAs [59].

La figure III.5 représente la variation du gap du GaAs E_g (ev) en fonction de la température (k).

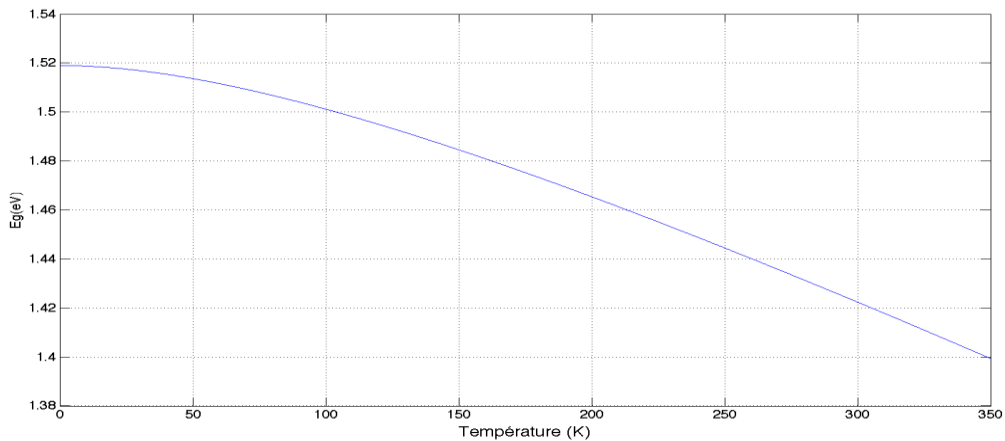


Figure III.5 : Variation du Gap E_g du GaAs en fonction de la température.

En remarque qu'en augmentant en température la distance entre la bande de conduction et la bande de valence diminue ce qui conduit à une structure de bande directe du GaAs, lui confèrent des propriétés physiques et électroniques très intéressantes pour la photodetection dans la gamme 0.85 μm :

- La transition bande à bande, c'est-à-dire le passage d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction par absorption optique est direct et la largeur de la bande interdite élevée (1.424 eV à 300 °K) est compatible avec la fenêtre spectrale 0.85 μm .
- La courbure de bande de conduction à son minimum conduit à une masse effective des électrons très faible $m_e^* = 0.067m_0$ dans la vallée centrale Γ , par conséquent une mobilité électronique relativement élevée ($\mu_n = 8500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 300 °K) [60]. Ce qui représente une propriété intéressante pour l'électronique rapide.
- Il possède une plus grande vitesse de saturation des électrons, permettant de fonctionner à des fréquences supérieures à 250 GHz. Les performances fréquentielles des dispositifs à technologie GaAs sont supérieures et génèrent moins de bruit que ceux réalisés à base de Silicium.
- Le coefficient d'absorption est relativement élevé dans la gamme d'utilisation ($\approx 10^4 \text{ cm}^{-1}$) [59].
- Ils peuvent de même fonctionner à des puissances plus élevées, du fait d'une tension de claquage plus élevée.

III.1.4. L'arséniure de gallium à basse température GaAs BT

Le développement des circuits à 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 des 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 de type p dans la bande de valence même hors éclairage (courant d'obscurité, figure III.6).

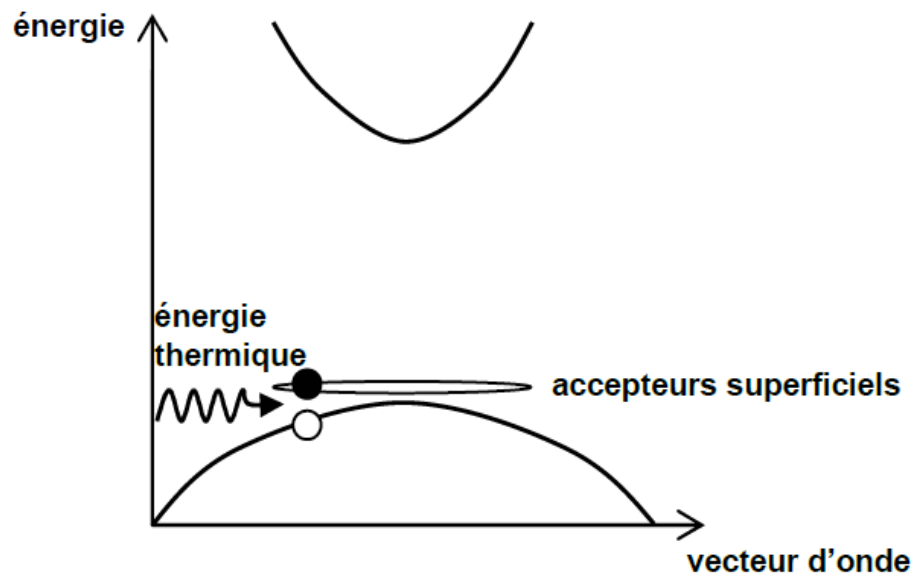


Figure III.6 : génération d'un courant d'obscurité à température ambiante par les accepteurs superficiels

Dans le cas des matériaux Czochralski intrinsèques, le donneur profond est un défaut natif correspondant à l'antisite d'arsenic (As_{Ga} , Figure III.7). Sa concentration (10^{14} à $10^{16} cm^{-3}$) est suffisante pour obtenir des résistivités de 10^6 à $10^8 \Omega.cm$ mais l'inhomogénéité des propriétés électriques du substrat (due à l'inhomogénéité de la distribution des défauts EL2 et à la présence de dislocations) a entraîné la recherche de solutions épitaxiales présentant des caractéristiques plus contrôlables.

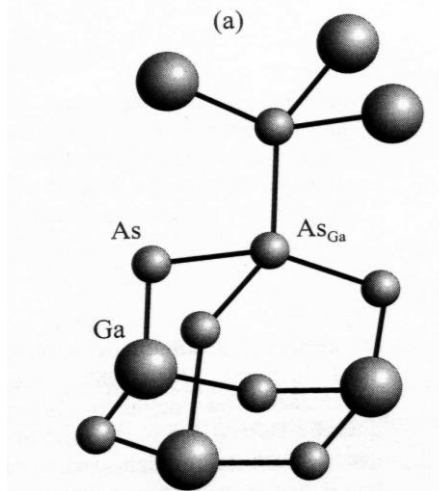


Figure III.7: antisite d'arsenic dans du GaAs

C'est en 1988 que Smith et ses collègues 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. Il a été établi que, durant la croissance, l'arsenic incorporé en excès (jusqu'à 1%) induit une forte densité de défauts ponctuels : atomes en site substitutionnel (AsGa), en site interstitiel (Asi), lacunes de gallium (VGa) et probablement complexes Asi-AsGa. Quand le GaAs BT est recuit, les antisites d'arsenic migrent via les lacunes de gallium et des précipités se forment. 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.

Le caractère semi-isolant du GaAs BT est généralement attribué aux défauts ponctuels liés au GaAs qui, comme dans le matériau Czochralski, présente un niveau donneur profond AsGa qui vient compenser naturellement le niveau accepteur superficiel VGa. Dans ce matériau, la densité d'antisites neutres [AsGa] est de l'ordre de 10^{20}cm^{-3} et celle d'antisites ionisés [AsGa]⁺ est d'environ $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. On peut cependant noter que Warren *et al* [68] ont proposés un modèle alternatif pour expliquer les propriétés électriques du matériau. Selon leur 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) et la grande concentration de défauts conduit à un temps de vie non radiatif des électrons de l'ordre de la picoseconde. Enfin, la mobilité des photoélectrons reste très bonne ($130\text{-}150 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\cdot\text{S}^{-1}$) malgré la grande quantité de défauts.

L'ensemble de ces propriétés (temps de vie ultracourt, faible résistivité sous éclairage, grande résistivité d'obscurité) fait du GaAs BT un matériau pratiquement idéal pour photocommutateurs ultrarapide [56].

III.2. La ligne coplanaire

La configuration coplanaire est aujourd'hui très utilisée pour les applications hyperfréquences tel que l'isolateur coplanaire, le circulateur coplanaire. Elle a été inventée par C.P. Wen en 1969 [59-60] comme une alternative à la ligne microruban. Elle présente plusieurs avantages ; moins de dispersion, Coût de fabrication réduit et souffre de moins d'effet parasite que d'autres lignes planaires comme les lignes micro rubans. L'avantage le plus important de la ligne coplanaire (CPW : Coplanar Waveguide) est la simplicité d'intégration des composants, puisque tous les conducteurs se trouvent sur le même plan.

La figure III.8 représente le schéma d'une ligne de transmission coplanaire sur un substrat de permittivité (ϵ_r). Elle se compose de trois rubans métalliques déposés sur un substrat semi-isolant. Les rubans extérieurs représentent les plans de masse et ont une largeur supposée infinie. Le ruban central est le ruban conducteur qui transporte le signal hyperfréquence. W représente la largeur du conducteur central, G la largeur de la fente coplanaire, W_g la largeur des deux plans de masse, W_a l'épaisseur de substrat et t l'épaisseur des conducteurs métalliques

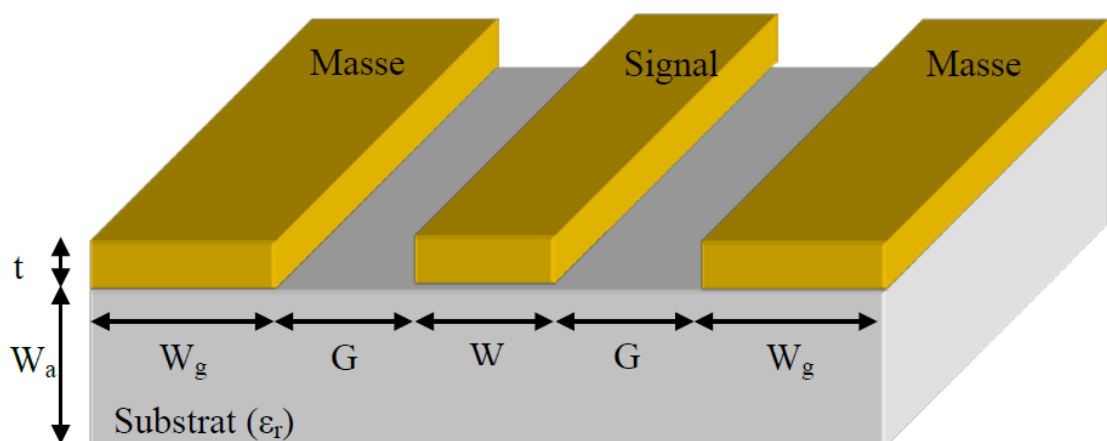


Figure III.8: Schéma d'une ligne coplanaire.

Pour un substrat donné, l'impédance caractéristique d'une ligne coplanaire est déterminée par la largeur de la ligne du signal (W) et sa distance aux masses (G). Cette impédance est donnée par [61] :

$$Z_c = \frac{30\pi K(k')}{\sqrt{\epsilon_e} K(k)} \quad (\text{III. 2})$$

Avec

$$\epsilon_e = 1 + \frac{\epsilon_r - 1 K(k') \cdot K(k_1)}{2 K(k) \cdot K(k_1)} \quad (\text{III. 3})$$

Où : $k = \frac{W}{W+2G}$ et $k_1 = \frac{\sinh(\pi \cdot W / 4 \cdot W_a)}{\sinh(\pi \cdot (W+2G) / 4 \cdot W_a)}$,

Et K est l'intégrale elliptique complète du premier type et $k' = \sqrt{1 - k^2}$.

Dans ce travail les dimensions de la ligne et le substrat sont choisies pour obtenir une impédance caractéristique égale à 50 Ohm l'analyse analytique, pour obtenir cette valeur on a utilisé « Waveguide Gapsizer Calculator Microstrip ». Sur la figure III.9 est représentée la fenêtre de ce logiciel, où on a sélectionné l'onglet CPW relatif à la ligne coplanaire, et on a choisi les paramètres du matériau (matériau utilisé GaAs, métal déposé), introduit quelques grandeurs physiques (épaisseur de substrat, épaisseur du métal, longueur des lignes coplanaire) et on a défini la fréquence utilisée. Ceci nous a permis d'avoir les valeurs des distances entre la masse et la ligne centrale (G) par rapport à largeur de la ligne centrale (W).

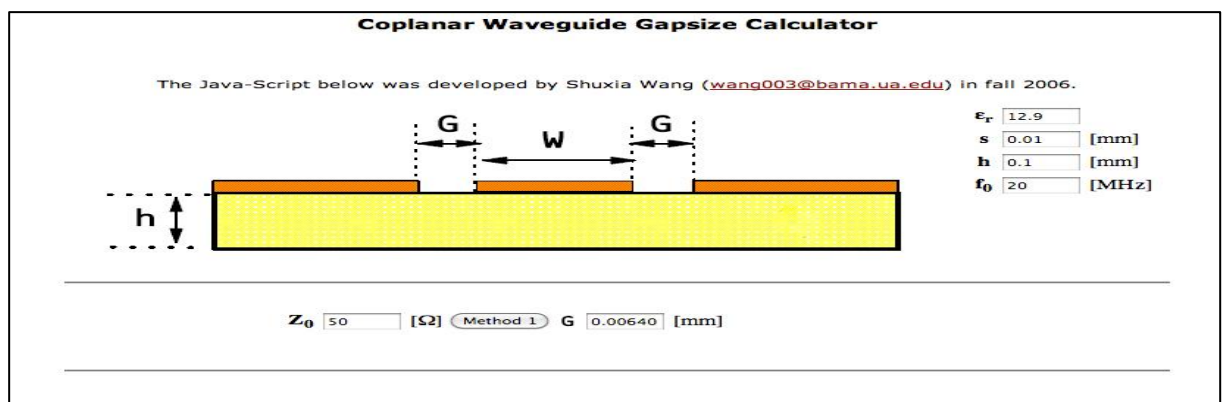


Figure III.9 : Vue de l'interface du "Waveguide Gapsizer Calculator"

¹ <http://www.bama.ua.edu/~tmewes/Java/CPW/CPWCalculator.shtml>

La configuration des champs est représentée sur la figure III.10. Ils se propagent dans deux diélectriques différents [66], celui du substrat et celui présent au-dessus de la ligne, qui est souvent de l'air. Ainsi, les champs ne sont pas entièrement confinés dans le diélectrique et s'étendent dans l'air au-dessus du substrat. Ceci augmente la dispersion et les radiations. Les courants sont fortement concentrés dans les bords du conducteur ce qui augmente les pertes du fait que les bords sont plus rugueux que la surface [67].

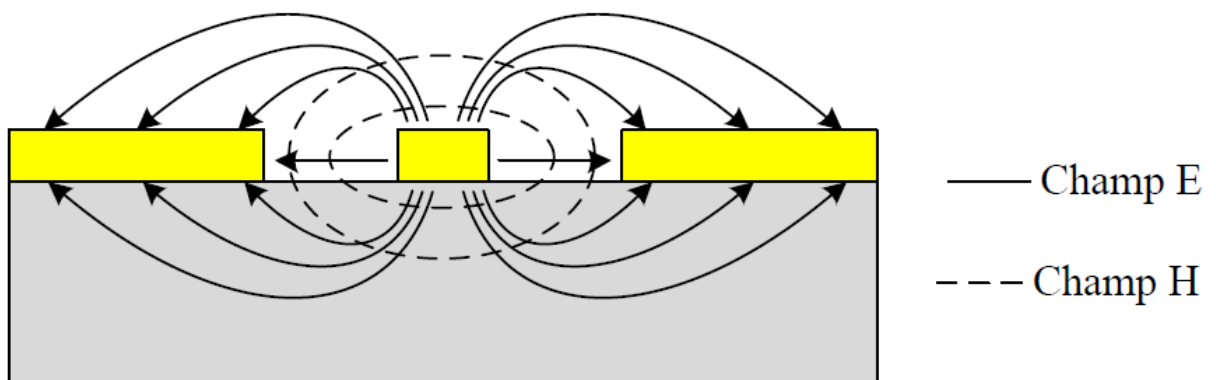


Figure III.10 : Ligne des champs électrique et magnétique dans une ligne coplanaire

Il existe trois mécanismes principaux engendrant des pertes dans les lignes de transmission coplanaire. Les pertes ohmiques α_c dans les conducteurs métalliques, les pertes diélectriques α_d dans le substrat, et les pertes radiatives α_r . L'atténuation totale α_T est donnée par la somme de ces trois types de pertes [68]

- **Pertes ohmiques**

Au sein d'une ligne coplanaire, ces types de pertes [62-63] 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 (δ). Elle est exprimée suivant la formule suivante :

$$R_s = \sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu \cdot \rho_c} = \frac{1}{\delta \cdot \sigma_c} \quad \text{(III.4)}$$

Où ρ_c et σ_c sont la résistivité et la conductivité du métal, μ sa perméabilité magnétique et δ l'épaisseur de peau traduisant l'épaisseur de pénétration du courant dans le

conducteur en fonction de la fréquence. Les pertes ohmiques sont dépendantes de la géométrie des lignes coplanaires ainsi que de la fréquence.

Pour minimiser ce type de pertes, la solution consiste à utiliser un métal ayant une très bonne conductivité tel que le cuivre ou l'or et une forte épaisseur. En effet, les pertes ohmiques α_c diminuent avec l'augmentation de l'épaisseur t des conducteurs métalliques. En revanche, cette diminution devient très peu sensible lorsque cette épaisseur dépasse 3 à 4 fois l'épaisseur de peau [64].

- **Pertes diélectriques**

Ils dépendent principalement des paramètres intrinsèques du matériau utilisé. Ces pertes α_d [69] sont liées à la fois au facteur de pertes ($\text{tg}\delta$) du matériau diélectrique et à la résistivité de celui-ci. Dans le cas du GaAs semi-isolant, les pertes diélectriques sont relativement faibles puisque le coefficient de tangente de pertes est de l'ordre de 0.006 et la résistivité est égale à $2 \times 10^7 \Omega/\text{cm}$.

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 :**

Dans une ligne coplanaire, ce type de pertes, α_r , se manifeste à cause de la dissipation de l'énergie électromagnétique dans le substrat à très hautes fréquences, supérieure à 200 GHz [62-63] et peuvent aussi apparaître localement au niveau des discontinuités [67]. Dans notre étude, ces pertes sont négligeables car la plage de fréquences utilisée est de 0 à 40 GHz.

III.3. Les 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.

L'utilisation des paramètres S (Scattering parameters) en hyperfréquence est liée à la difficulté de mesurer des tensions et des courants dans ce domaine de fréquence. Il est plus facile en effet de mesurer des puissances (détecteurs quadratiques). Ces derniers

permettent de décrire précisément les caractéristiques et performances des composants hyperfréquences. La définition de l'accès optique ainsi réalisée permet d'ajouter à l'information de courant, une information de puissance.

Les composants que nous étudierons seront modélisés par un quadripôle afin d'étudier leurs propriétés de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence. Nous présentons dans cette partie la définition et l'établissement de la matrice regroupant les lois de transfert entrée-sortie, c'est-à-dire la matrice de répartition ou matrice S [64].

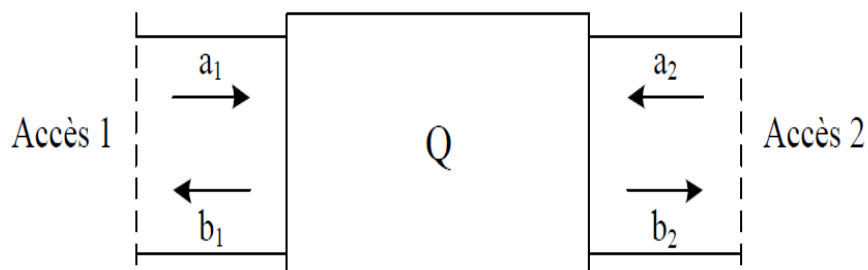


Figure III.11 : Quadripôle sur une ligne (a : ondes entrantes, b : ondes sortantes).

Pour le quadripôle Q de la figure III.11 avec deux accès 1 et 2, une onde incidente à l'accès 1 donne naissance à une onde réfléchie et à une onde transmise, de même pour une onde incidente à l'accès 2. En notant a les amplitudes complexes des ondes entrantes et b les amplitudes complexes des ondes sortantes nous avons :

$$b_1 = s_{11}a_1 + s_{12}a_2 \tag{III.5}$$

$$b_2 = s_{21}a_1 + s_{22}a_2 \tag{III.6}$$

Ce qui donne, sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \tag{III.7}$$

La signification des paramètres S est la suivante :

$$s_{11} = \left[\frac{b_1}{a_1} \right]_{a_2=0} \text{ C'est le facteur de réflexion à l'entrée, la sortie étant adaptée.}$$

$$s_{21} = \left[\frac{b_2}{a_1} \right]_{a_2=0} \text{ C'est le facteur de transmission entrée } \rightarrow \text{ sortie, la sortie étant adaptée.}$$

$s_{22} = \left[\frac{b_2}{a_2} \right]_{a_1=0}$ C'est le facteur de réflexion en sortie, l'entrée étant adaptée.

$s_{12} = \left[\frac{b_1}{a_2} \right]_{a_1=0}$ C'est le facteur de transmission en sortie → entrée l'entrée étant adaptée.

On a un quadripôle réciproque lorsque $S_{ij} = S_{ji}$, ($s_{11} = s_{22}$ et $s_{12} = s_{21}$), c'est-à-dire que la transmission de la porte i vers la porte j est la même que la transmission de j vers i . Dans ce cas-là, la matrice S est symétrique par rapport à la diagonale principale.

La figure III.12 montre le graphe de fluence qui permet une représentation graphique des phénomènes de propagation des ondes et permet la représentation des coefficients de réflexion et de transmission.

La mesure de ces paramètres S se fait sur une entrée et une sortie adaptées (Z_c) et nécessite la mesure des ondes incidentes et réfléchies. Des dispositifs appropriés appelés analyseurs de réseaux permettent l'accès à ces grandeurs. Une fois déterminés, les paramètres S peuvent être mis sous forme matricielle, et on peut par transformation matricielle obtenir les paramètres Z, Y ou H. La connaissance des paramètres S permet en outre de calculer simplement les grandeurs les plus communément recherchées : puissance, gain ou atténuation, facteur de réflexion sur un accès et impédance d'entrée.

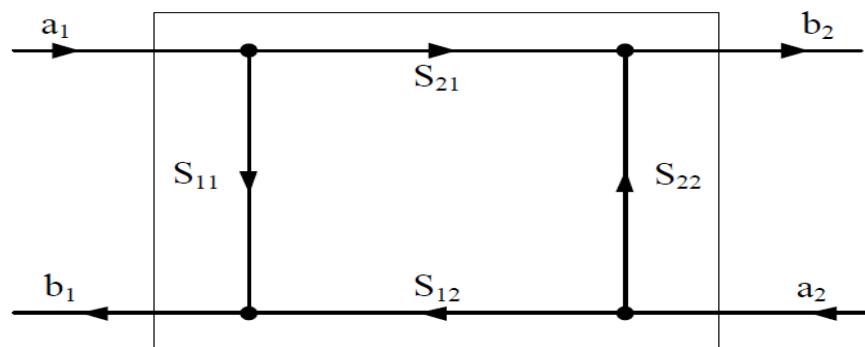


Figure III.12 : Graphe de fluence d'un quadripôle

III.4. Description générale de fonctionnement du photocommutateur

Rappelons que 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, la ligne devient passante (Etat ON) par photoconduction. A l'inverse, en obscurité, le signal est réfléchi (Etat OFF) le principe de fonctionnement du photocommutateur est illustré dans la Figure III.13.

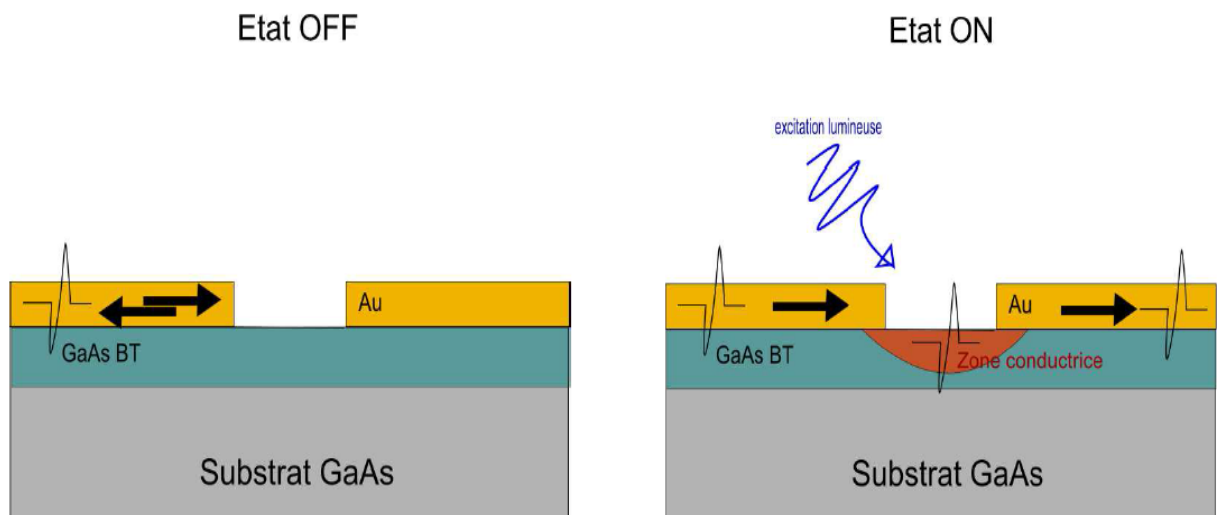


Figure III.13 : Principe de fonctionnement du photocommutateur Etat Off, Etat On [65]

L'interruption peut être modélisée en première approximation par une photorésistance en parallèle avec une capacité (modèle d'Auston) figure III.14.

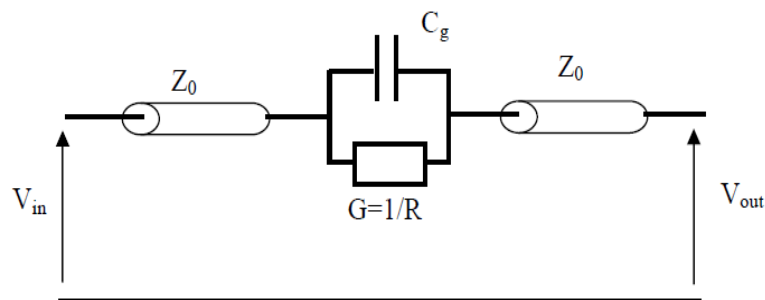


Figure III.14 : Modèle d'un photocommutateur présenté par Auston en 1975 [65]

En obscurité, le photointerrupteur se comporte alors essentiellement comme une capacité, l'isolation hyperfréquence est d'autant plus forte que la fréquence du signal est faible. Sous éclairage, le photointerrupteur 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.

Cette résistance équivalente est donnée par la pente de la caractéristique $I(V)$ au voisinage de l'origine. Elle est très élevée supérieure au $M\Omega$ en régime d'obscurité et se réduit à quelques $k\Omega$ voir une centaine d'Ohm sous éclairissement en fonction de la puissance optique, des distances interélectrodes et de la géométrie des photodétecteurs MSM.

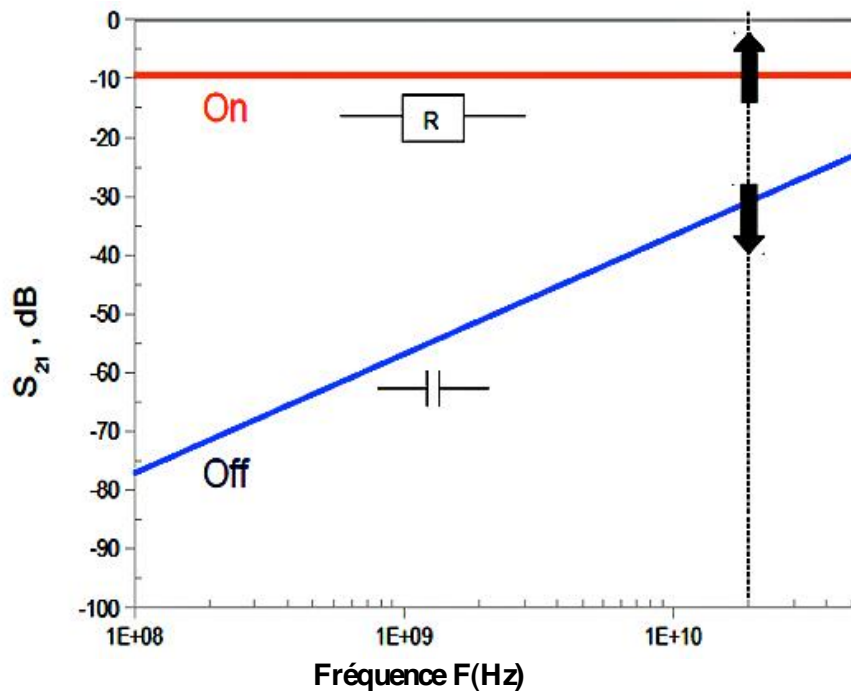


Figure III.15 : Comportement schématique hyperfréquence du photocommutateur à l'état OFF (en bleu) et à l'état ON (en rouge)

III.4.1. Caractérisation des lignes coplanaires introduisant des MSM interdigités

III.4.1.a. Caractérisation des lignes coplanaires références

Nous présentons dans cette partie les courbes obtenues de caractérisation de lignes coplanaires référence sous un logiciel de simulation. Le conducteur central de ce composant n'introduit pas de photodétecteurs, c'est-à-dire que cette ligne est une ligne continue, sans interruption. La largeur de ligne caractérisée est $W=10 \mu m$ Nous avons effectué les mesures sur une plage de fréquence allant de 0 à 40 GHz. Les coefficients de réflexion et de transmission du signal hyperfréquence (s_{11} et s_{21}) obtenus en obscurité sont présentés sur la figure III.16 et la carte du champ sur la figure III.17. On constate que la transmission se fait correctement lorsque les lignes ne possèdent pas d'interruption. Ces résultats montrent aussi qu'aux échelles considérées, la largeur des

lignes coplanaire n'a que peu d'influence sur l'isolation hyperfréquence à 20 GHz. Cette présentation nous permet de vérifier que la propagation du signal se fait correctement, et que l'isolation que l'on obtient avec des lignes avec interruption n'est pas due à des pertes dans les lignes coplanaire. Notons aussi que tous les résultats obtenus pour le cas des lignes coplanaire avec ou sans interruption, les paramètres de réflexion en entrée et en sortie sont égaux ($s_{11}=s_{22}$) ainsi que les paramètres de transmissions ($s_{21}=s_{12}$) ce qui montre que le système est symétrique et réciproque.

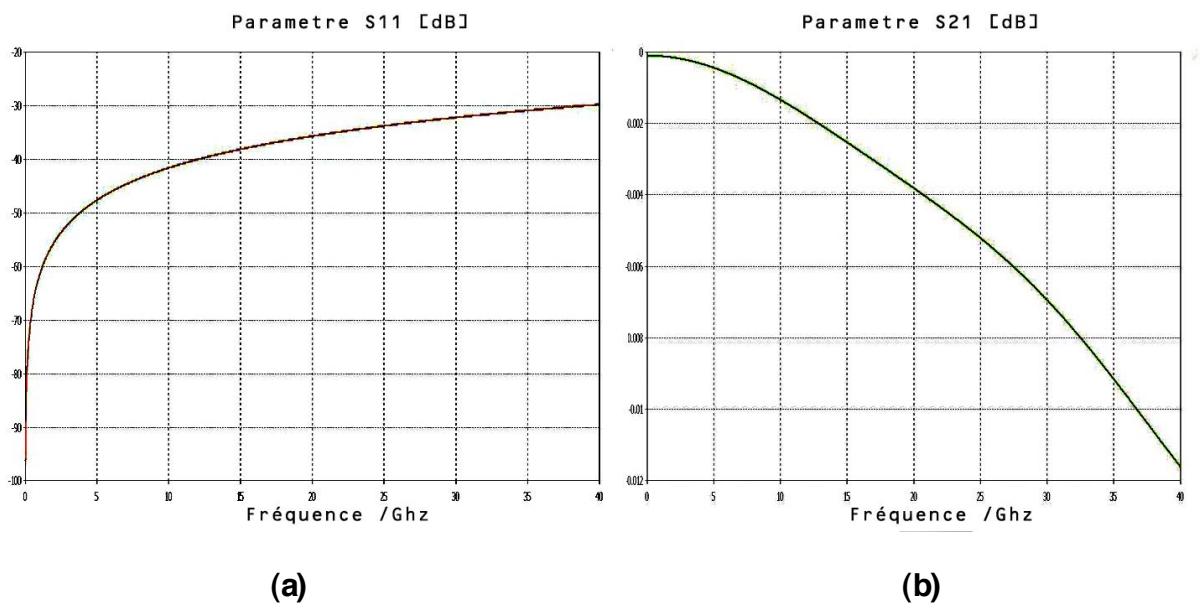


Figure III.16 : Evolution des paramètres S d'une ligne coplanaire de référence (a) Coefficient de réflexion (S_{11}), (b) Coefficient de transmission (S_{21}).

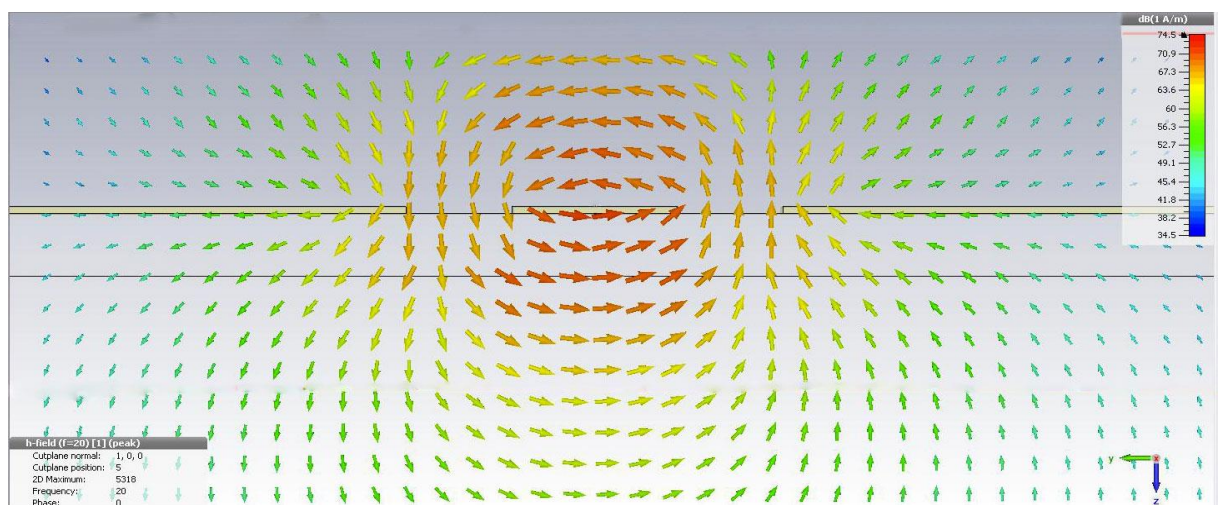


Figure III.17 : Carte de propagation du champ pour $f=20\text{GHz}$ sur une ligne coplanaire de largeur $W=10\ \mu\text{m}$

III.4.1.b. influence des dimensions de l'interruption des MSM monoélectrode :

Dans cette partie, nous présentons les caractérisations réalisées sur des lignes coplanaires introduisant des photodétecteurs MSM monoélectrode prenant des valeurs de D égale a 0.9, 1 et 1.4 μm en fixant L a 3 μm et des valeurs de L égale a 1,3 et 5 μm en fixant D a 1 μm . Rappelons que les plots d'accès ont été conçus de façon à donner une impédance caractéristique de 50 Ohms obtenus avec une largeur de 10 μm au niveau du conducteur central, pour une distance conducteur central-plan de masse de 6.4 μm (figure III.18).

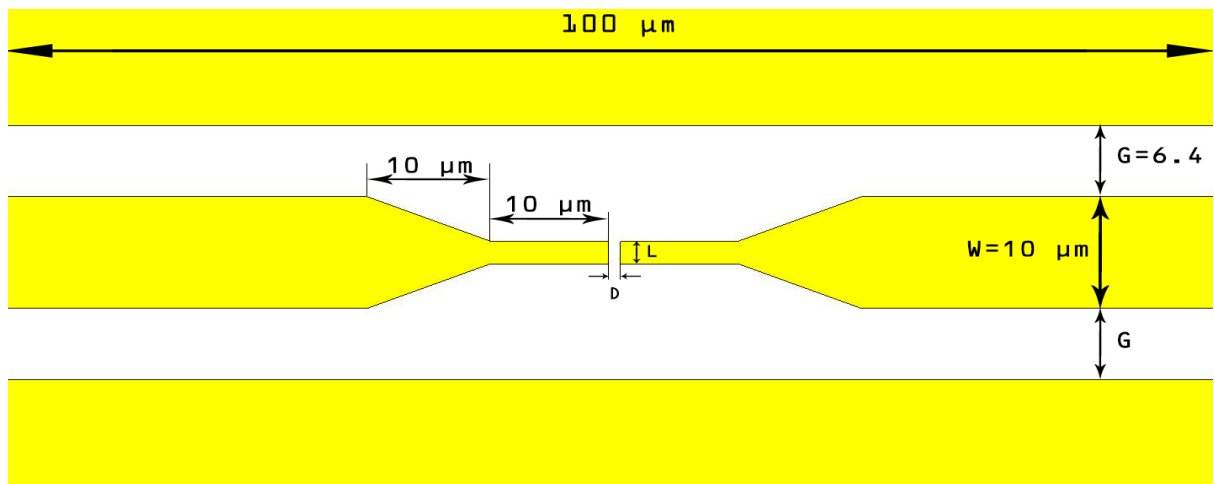


Figure III.18 : Ligne coplanaire avec interruption

Les figures III.19 et III.20 montrent l'évolution des paramètres S en obscurité pour différents valeurs de d et L

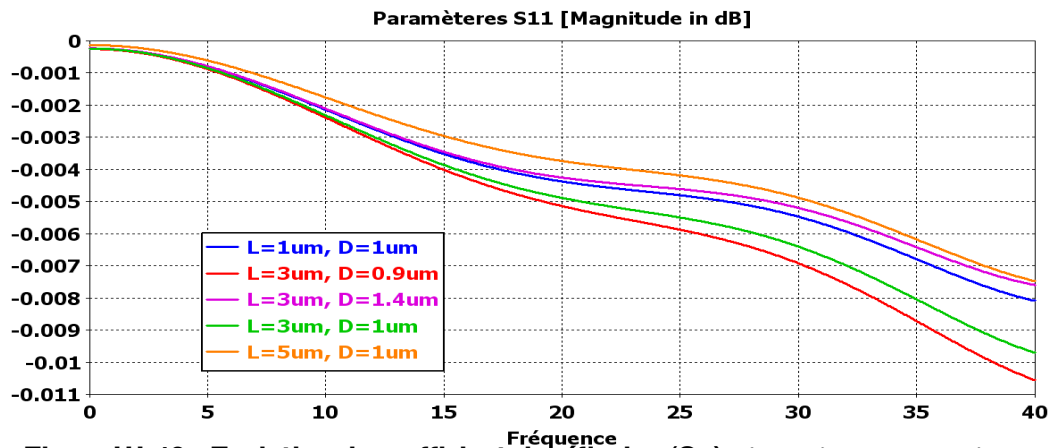


Figure III.19 : Evolution du coefficient de réflexion (S_{11}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de différentes L et d .

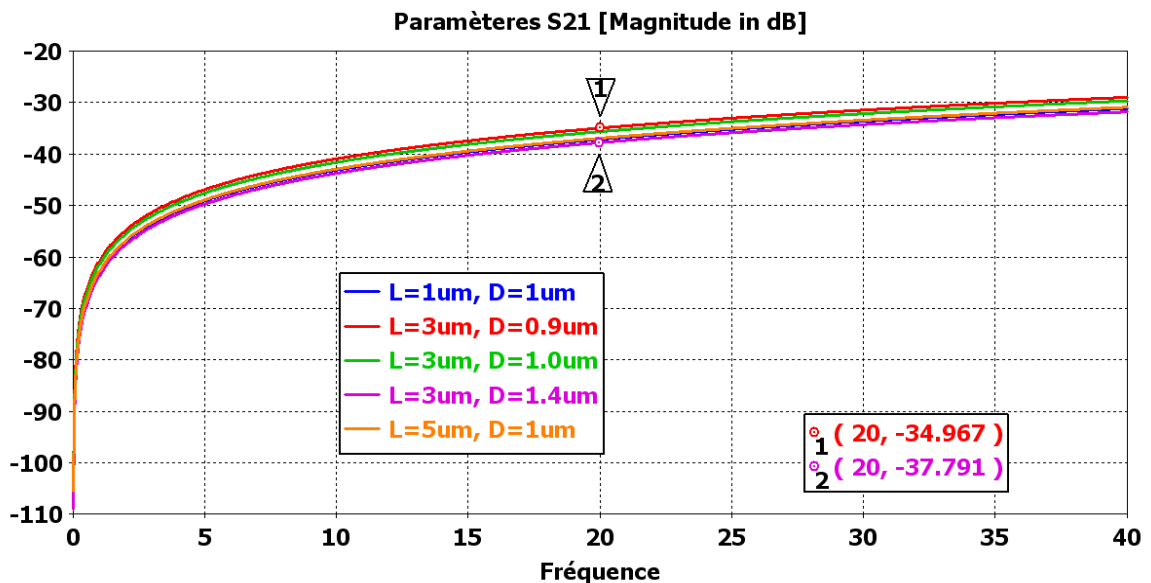


Figure III.20 : Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de différentes L et d

Les figures III.19 et III.20 nous montrent que les paramètres L et d n'ont que peu d'influence sur l'isolation hyperfréquence lorsque les lignes sont mesurées sans éclairage. L'isolation en effet est d'environ -35 dB pour $d=0.9 \mu\text{m}$ et de -38 pour $d=1.4 \mu\text{m}$ avec $L=3 \mu\text{m}$ à 20 GHz une différence de -3dB pour ces deux extremums, 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, nous sommes donc en constante localisée, et seule la capacité de l'interruption intervient dans l'arrêt du signal hyperfréquence.

III.4.1.c. Influence de la distance interélectrodes des MSM interdigités :

Dans cette partie, nous présentons les caractérisations réalisées sur des lignes coplanaires introduisant des photodétecteurs MSM interdigités de nombres de doigts différent comme illustré dans le tableau III.1 La largeur de doigt est égale à l'espace interdoigt ($l = D$) ; S est la surface du MSM, N le nombre de doigts et l la longueur du doigt.

Surface (μm^2) ($S = L \times L$)	Espacements interélectrodes D (μm)			Nombre de doigts (N)
	0.3	0.5	1	
3 x 3	5	3	2	
5 x 5	8	5	3	
10 x 10	17	10	5	

Tableau III.1 : Nombres et largeurs de doigts de photodétecteurs MSM interdigités réalisés pour différentes surfaces.

La figure III.21 représente le schéma de ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM interdigités avec des surfaces de $5 \times 5 \mu m$ et pour des distances interdoigts de 0.3 et $1 \mu m$.

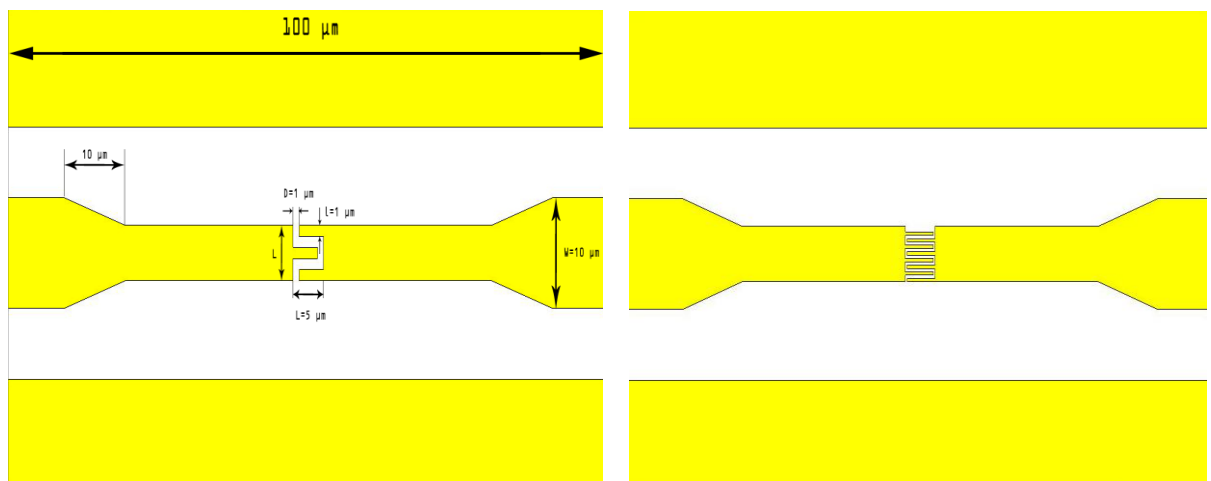


Figure III.21 : La ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM interdigité de surface $S = 5 \times 5$ avec des distances $D = 1$ et $0.3 \mu m$

Les figures III.22 et III.23 montrent l'évolution des coefficients de réflexion et de transmission en obscurité d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de surface $S = 5 \times 5$ avec des distances $D = 0.2, 0.3$ et $1 \mu m$.

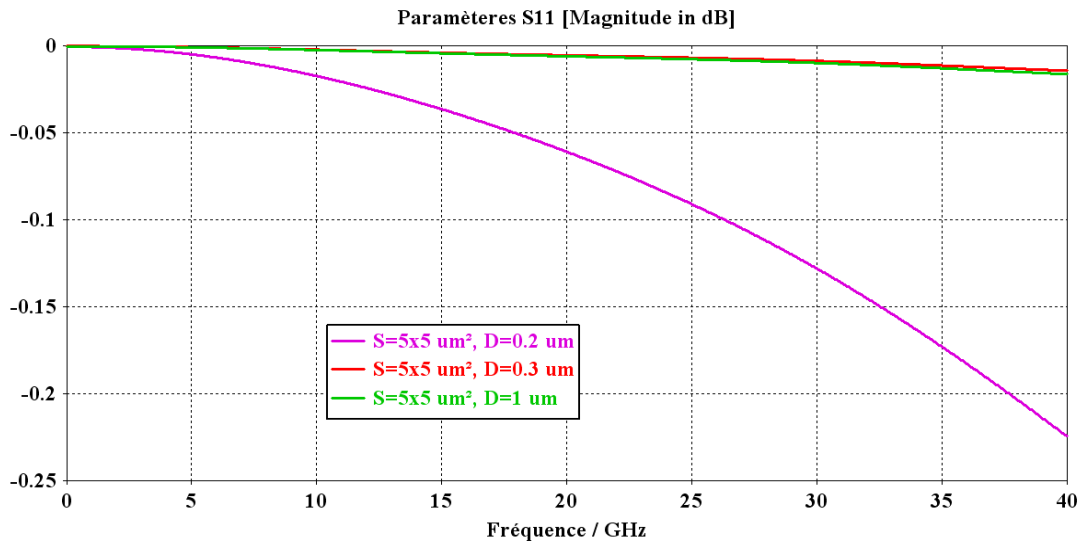


Figure III.22 : Evolution du coefficient de réflexion (S_{11}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs M SM de surface $S=5 \times 5 \mu\text{m}^2$ avec des distances $D=0.2, 0.3$ et $1 \mu\text{m}$

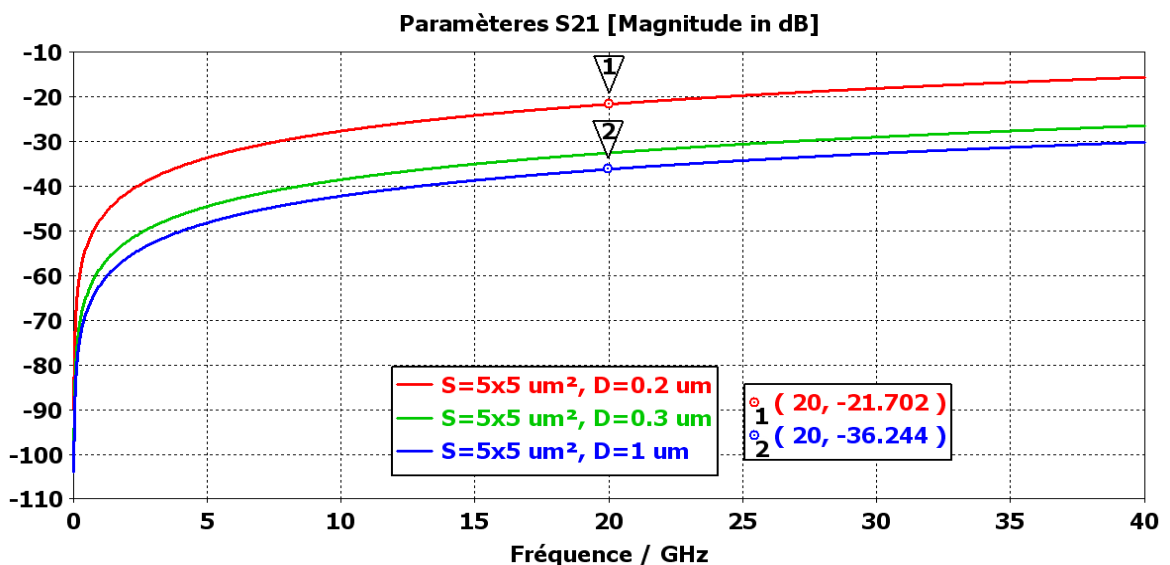


Figure III.23 : Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs M SM de surface $S = 5 \times 5$ avec des distances $D = 0.2, 0.3$ et $1 \mu\text{m}$

Dans le cas d'une distance interélectrode $D = 1 \mu\text{m}$, on obtient une isolation en obscurité d'environ -36 dB à 20 GHz . Par contre, pour $D = 0.2 \mu\text{m}$ d'environ -22 dB d'isolation pour la même fréquence, ce qui nous ramène à dire que plus la distance interélectrode est grande plus on a une bonne isolation en obscurité. On peut éventuellement supposer que cet effet serait dû à la résistance de l'interruption entre électrodes.

III.4.1.d. Influence de la surface des photodétecteurs MSM interdigités :

Les caractérisations effectuées dans cette partie sont relatives à des lignes coplanaires introduisant des photodétecteurs MSM interdigités de différentes surfaces actives $S = 3 \times 3$, 5×5 et $10 \times 10 \mu\text{m}$. La distance interélectrodes est constante ($D = 1 \mu\text{m}$). Les coefficients de réflexion et de transmission en obscurité sont présentés sur les figures III.24 et III.25 respectivement.

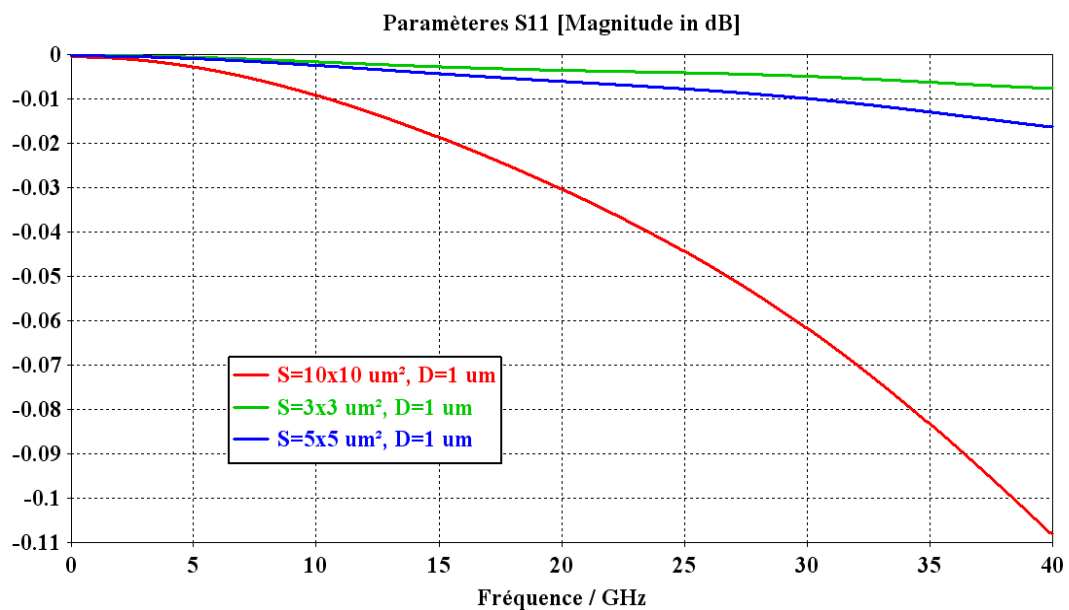


Figure III.24 : Evolution du coefficient de réflexion (S11) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM de distance $D=1 \mu\text{m}$ avec des surfaces $S=3 \times 3$, 5×5 et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$

En obscurité, on remarque que plus la surface des photodétecteurs diminue, meilleure est l'isolation. En effet, pour une structure coplanaire introduisant un photodétecteur MSM de surface $3 \times 3 \mu\text{m}^2$, on a un coefficient de transmission d'environ -36 dB à 20 GHz, par contre, pour une surface de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ à la même fréquence, d'environ -22 dB ce qui constitue une moins bonne isolation.

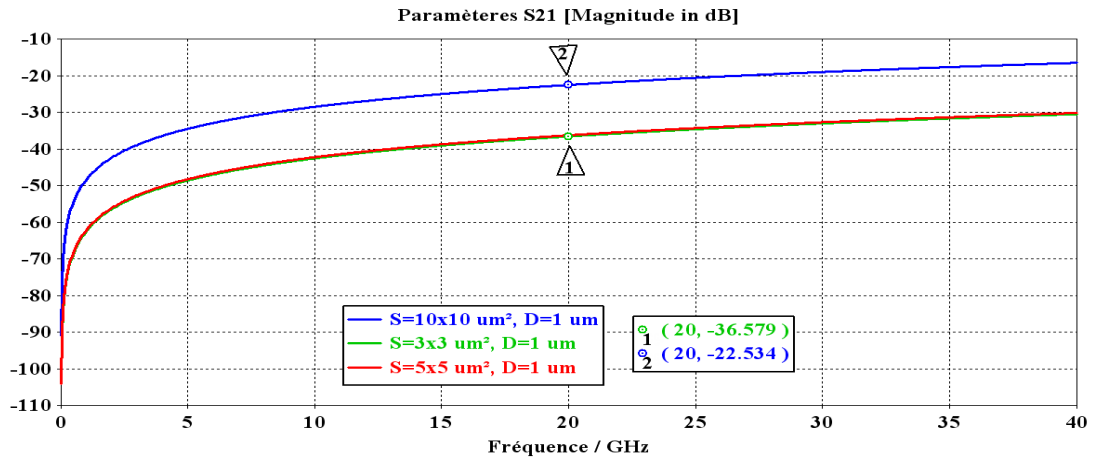


Figure III.25 : Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire introduisant des photodétecteurs M SM de distance $D=1 \mu\text{m}$ avec des surfaces $S=3 \times 3$, 5×5 et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$

III.4.2. Optimisation du photocommutateur

Nous avons conçu de nouvelles lignes avec des topologies différentes dans le but d'augmenter l'isolation hyperfréquence. Pour cela, nous avons simulé ces nouvelles topologies en jouant sur la forme des tapers. Le but de ces tapers est de permettre au champ électromagnétique de s'adapter progressivement et de limiter les variations d'impédance. Nous avons étudié la forme sinusoïdale des tapers et nous avons gardé la distance entre le conducteur central et la masse constante (figure III.26).

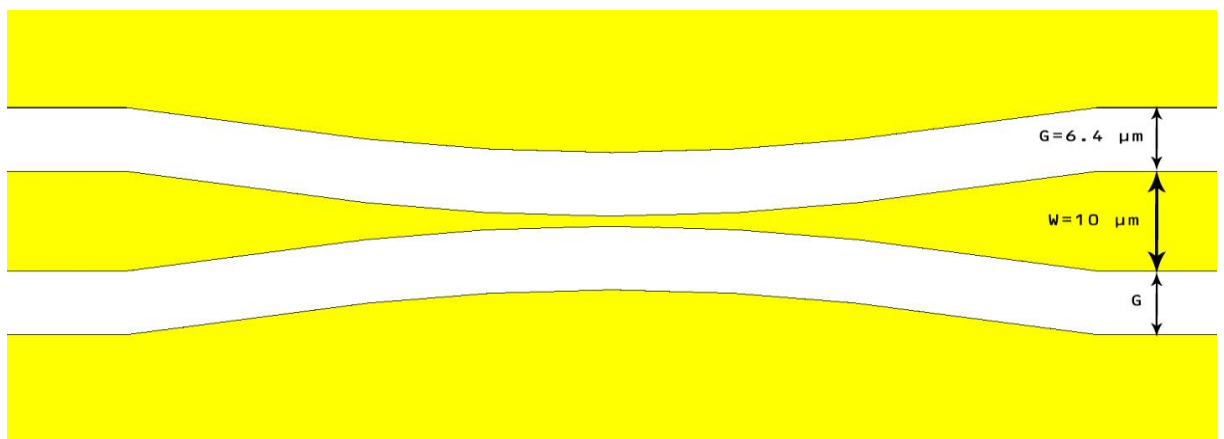


Figure III.26 : Ligne coplanaire avec forme sinusoïdale des tapers

Les figures III.27 et III.28 représente l'évolution des coefficients de réflexion et de transmission en obscurité d'une ligne coplanaire avec une configuration de tapers sinusoïdale sans interruption afin de vérifier que la propagation du signal se fait correctement.

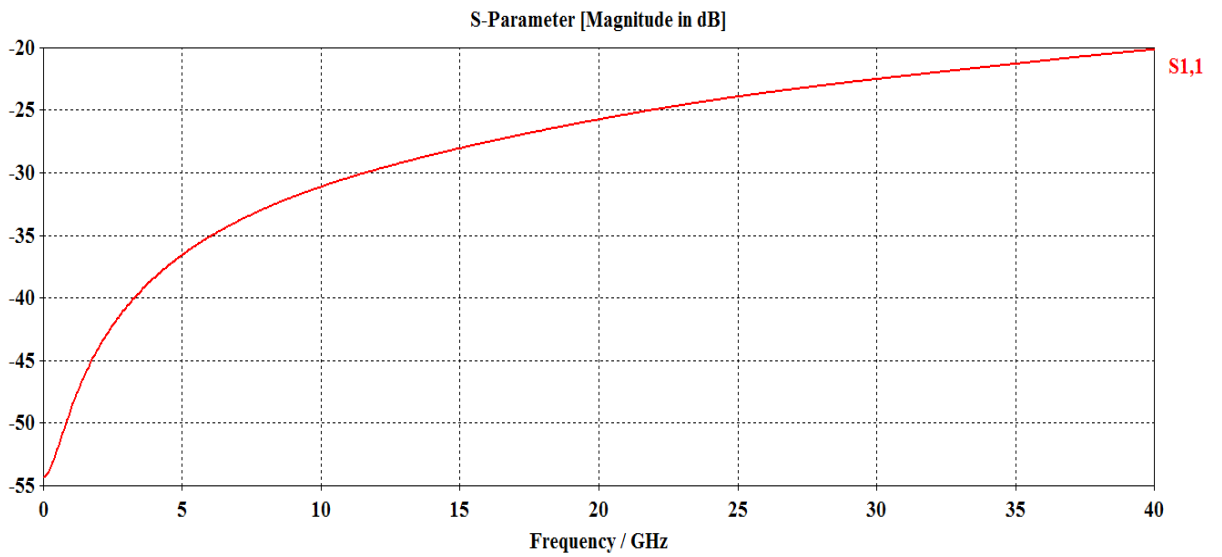


Figure III.27 : Evolution du coefficient de réflexion (S_{11}) d'une ligne coplanaire à l'état Off pour une configuration de tapers sinusoidale

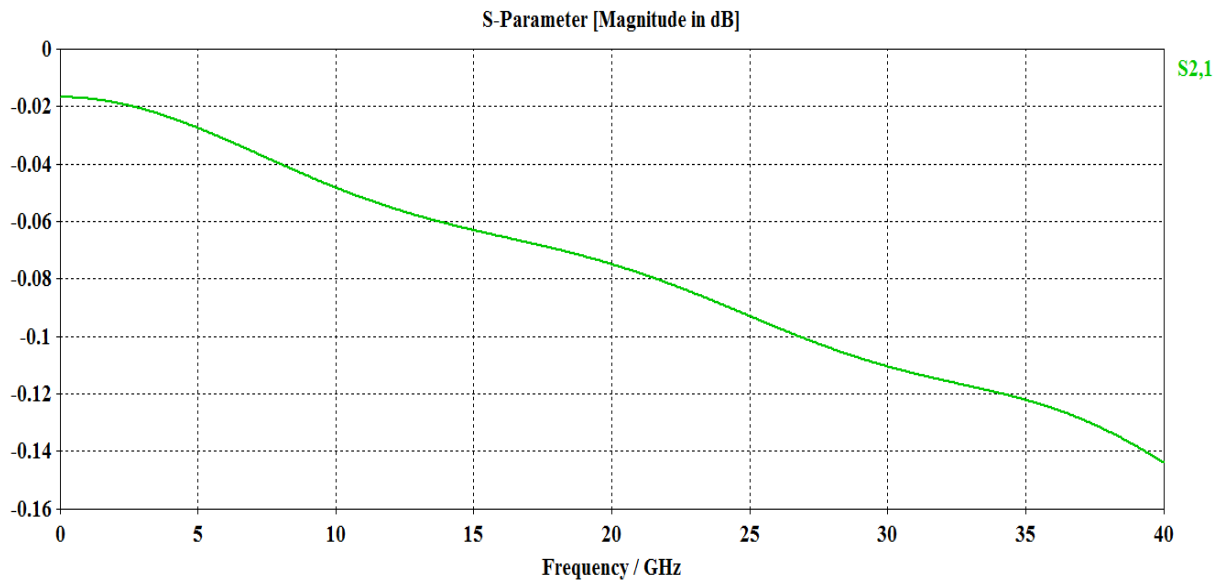


Figure III.28 : Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire à l'état Off pour une configuration de tapers sinusoidale

On constate donc que la transmission se fait correctement lorsque les lignes ne possèdent pas d'interruption. On voit également que cette topologie présente peu de réflexion car le conducteur central étant étroit sur une certaine distance ce qui présente un avantage pour cette configuration.

Par la suite on va présenter la configuration sinusoïdale avec l'interruption de dimension L et D (figure III.29).

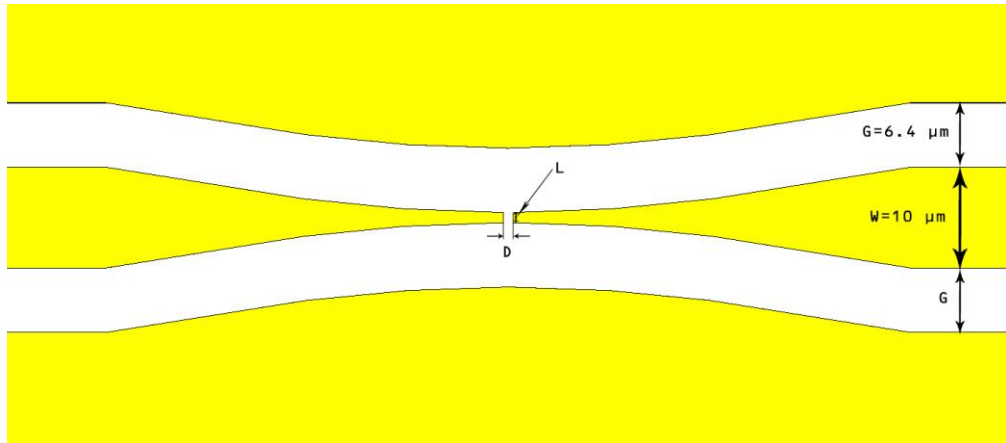


Figure III.29 ligne coplanaire avec forme sinusoïdale des taps et une interruption de dimension L et D

La figure III.30 représente les cartes de champ électrique E à la fréquence $f = 20$ GHz pour des distances interélectrodes $D = 1 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$.

On remarque un confinement plus fort ce qui permet d'augmenter également l'efficacité de l'interruption

III.4.2.a. Influence de largeur de l'interruption

Les figures III.31 et III.32 montrent l'évolution des paramètres S en obscurité pour une longueur d'interruption constante de $L = 3 \mu\text{m}$ pour différents valeurs de D d'une configuration des taps sinusoïdale.

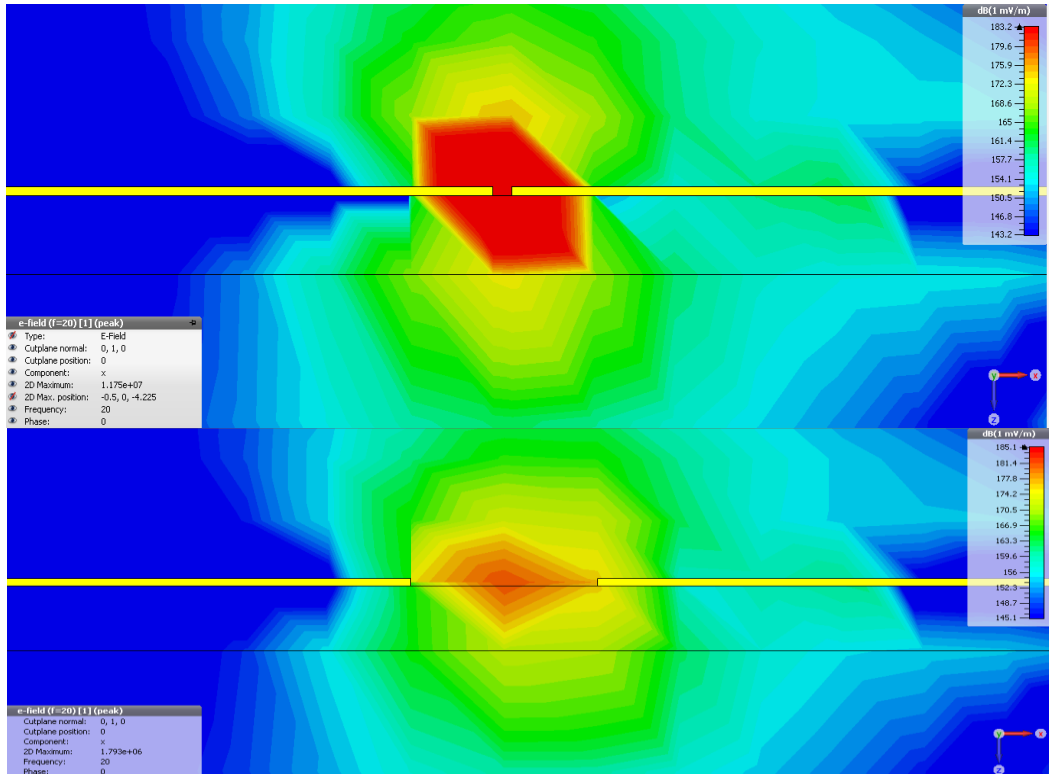


Figure III.30 : Cartes de champ électrique E à la fréquence $f = 20$ GHz pour des distances interélectrodes $D=1 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$

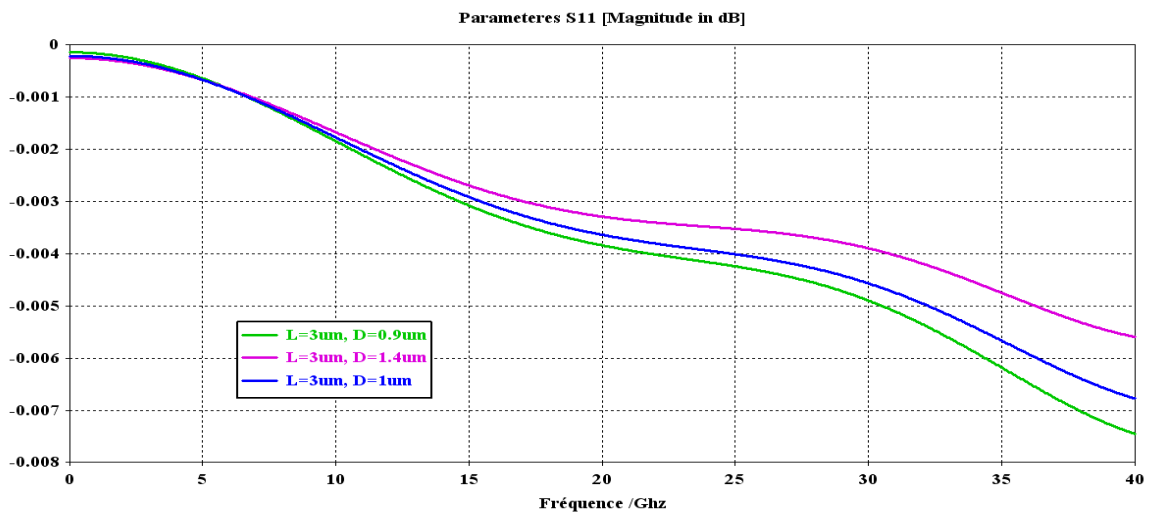


Figure III.31 : Evolution du coefficient de réflexion(S_{11}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoidale à l'état Off introduisant des photodétecteurs M SM de longueur $L=3 \mu\text{m}$ pour différents valeurs de D

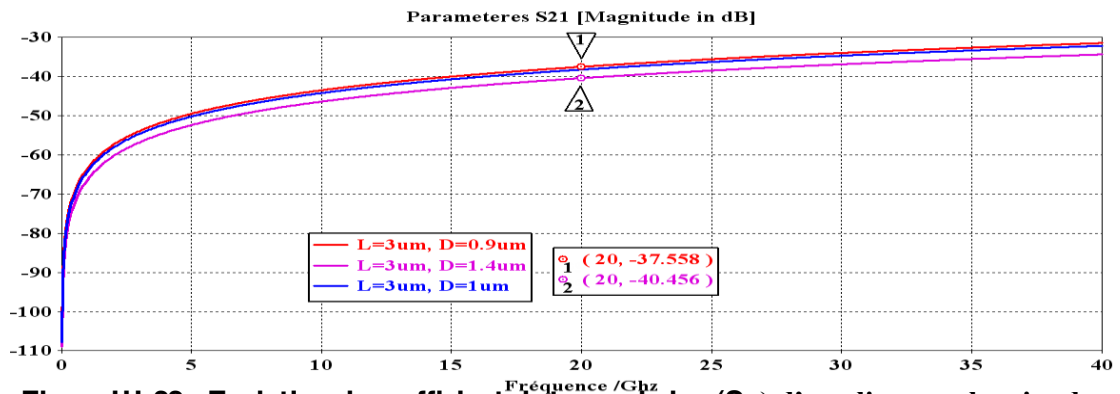


Figure III.32 : Evolution du coefficient de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoidale à l'état Off introduisant des photodétecteurs M SM de longueur $L = 3 \mu\text{m}$ pour différents valeurs de D .

Pour cette structure on constate aussi que la dépendance vis-à-vis de la largeur D de l'interruption est relativement faible, on remarque aussi qu'il y a une amélioration de l'isolation par rapport à la structure triangulaire, on a ici -37 dB pour $d=0.9 \mu\text{m}$ -40 dB pour $d=1.4 \mu\text{m}$ avec $L=3 \mu\text{m}$ à 20GHz contre -35 dB pour $d=0.9 \mu\text{m}$ et de -38 pour $d=1.4 \mu\text{m}$ avec $L=3 \mu\text{m}$ pour la même fréquence.

III.4.2.b. Influence de longueur de l'interruption

Les figures III.33 et III.34 montrent l'évolution des paramètres S en obscurité pour une largeur d'interruption constante de $D = 1 \mu\text{m}$ pour différents valeurs longueur $L=1, 2, 3$ et $5 \mu\text{m}$ d'une configuration de tapers sinusoidale.

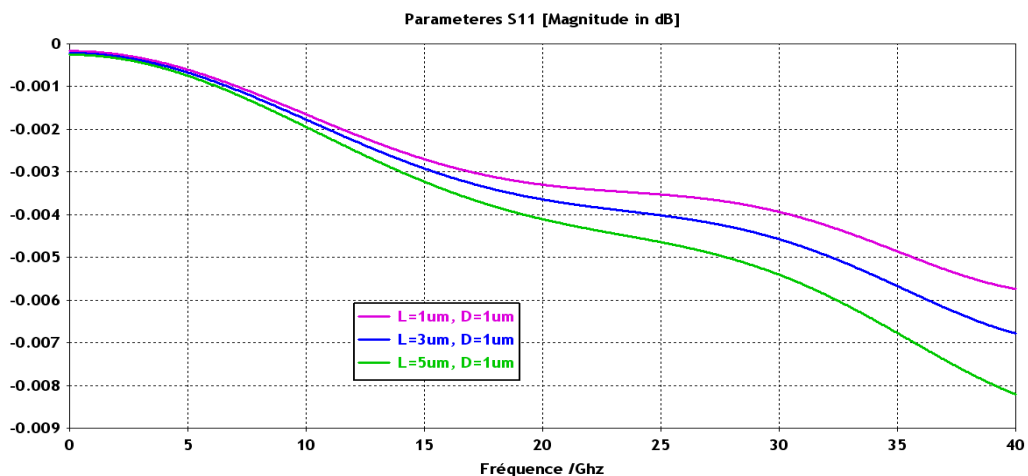


Figure III.33 : Evolution du coefficient de réflexion (S_{11}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoidale à l'état Off introduisant des photodétecteurs M SM de distance $D=1 \mu\text{m}$ pour différents valeurs de L

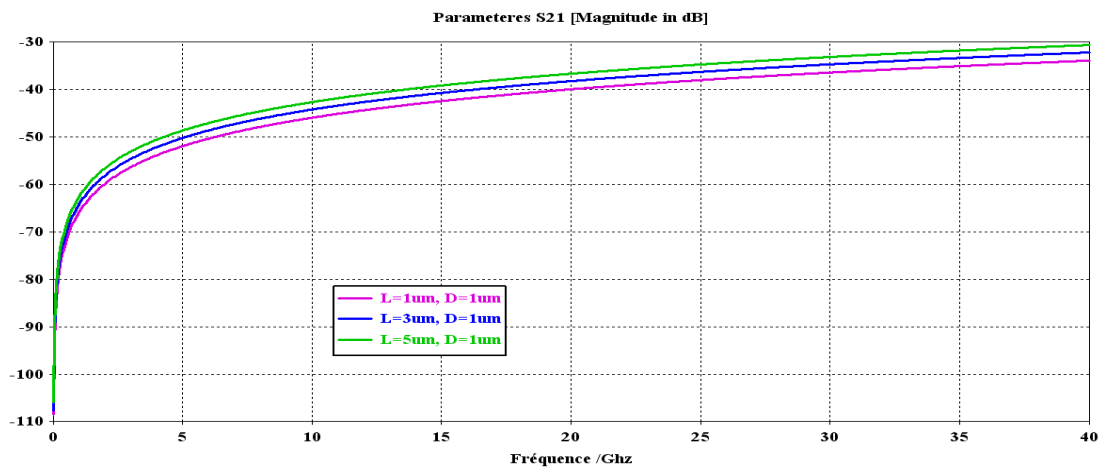


Figure III.34 : Evolution du coefficients de transmission (S_{21}) d'une ligne coplanaire de configuration des tapers sinusoidale l'état Off introduisant des photodétecteurs M SM de distance $D=1\mu\text{m}$ pour différents valeurs de L

La topologie sinusoidale semble peu sensible à cette variation ce qui peut être un bon compromis pour notre dispositif optimisé.

III.4.2.c Resserrement des masses :

La figure III.34 montre une configuration sinusoidale des tapers avec un resserrement de masse de 2 et $0.4\mu\text{m}$

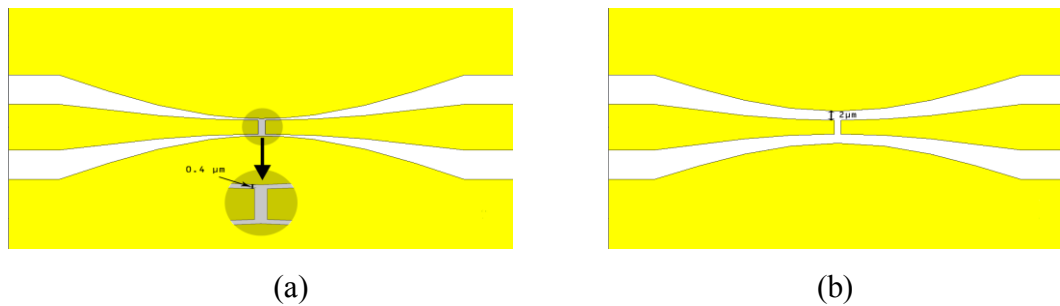


Figure III.35 : la configuration sinusoidale des tapers avec (a) un resserrement de $0.4\mu\text{m}$, (b) un resserrement de $2\mu\text{m}$

La figure III.35 montre l'évolution du coefficient de transmission d'une configuration sinusoidal des tapers avec un resserrement de masse de 6.4, 2 et $0.4\mu\text{m}$ pour $L=3\mu\text{m}$ et $d=1.4\mu\text{m}$ qui affirme l'existence d'une amélioration d'isolation qui peut atteindre d'environ -54 dB pour un resserrement de masse de $0.4\mu\text{m}$

Les résultats de simulation nous montrent donc qu'il est possible d'atteindre de fortes isolations hyperfréquences pour la topologie sinusoidale donc le resserrement de masse se présente

comme un outil d'amélioration d'isolation mais il risque d'avoir un court-circuit sous éclairage

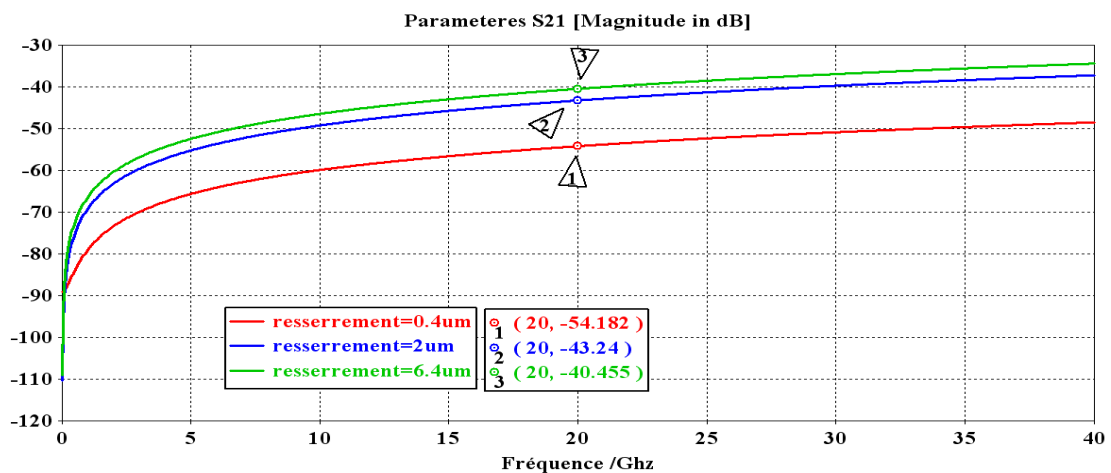


Figure III.36 évolution du coefficient de transmission (S21) pour un resserrement de 0.4 , 2 et 6.4 μm

III.4.3. Interprétation des résultats obtenus en hyperfréquences

- En augmentant la distance interélectrode, on a une bonne isolation en obscurité par contre on a des pertes d'insertion sous éclairage. Ceci est lié à une réduction de la capacité équivalente et une augmentation de la tension à partir de laquelle le photocourant sature, donc une résistance équivalente R_{eq} sous éclairage élevé.
- En augmentant la largeur des doigts on a moins de pertes d'insertion puisque les résistances de contact sont plus faibles mais on a une isolation en obscurité qui diminue légèrement puisque la capacité augmente.
- Pour les lignes introduisant des photodétecteurs MSM interdigités on a de plus faibles pertes à cause de la forme des peignes interdigités qui permet d'accroître la surface.
- La configuration sinusoïdale des tapers avec un resserrement de masse présente comme un bon compromis pour notre dispositif car elle permet d'augmenter l'isolation mais bien l'augmentation du champ électromagnétique qui rendrait l'interruption plus efficace dans l'arrêt du signal micro-onde

III.5. conclusion

Dans ce chapitre nous avons présentés la notion de la photocommutation, les différents photocommutateurs, le choix du matériau utilisé, les paramètres S puis une caractérisation de la ligne coplanaire, en montrant leur avantage avec une présentation du principe de fonctionnement de notre composant étudié et une approche de ce dernier en hyperfréquence.

L'évolution des coefficients de réflexion et de transmission en obscurité nous ont permis d'expliquer l'influence des paramètres dimensionnels sur l'intégration des photodétecteurs MSM à contact Schottky dans le ruban central des lignes coplanaires et de valoriser l'isolation et les pertes d'insertion en hyperfréquence afin d'optimiser notre composant.

Des résultats satisfaisants ont été obtenus en obscurité et la comparaison des résultats nous a permis de voir l'influence des paramètres géométriques des structures interdigitées et monoélectrodes et en faisant varier la configuration des tapers.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

Le travail effectué dans le cadre de ce projet de fin d'études porte sur l'étude des composants optoélectroniques, ce travail nous a permis de comprendre l'évolution des propriétés électriques de photodétecteur métal-semiconducteur-métal afin de pouvoir les intégrer dans les lignes coplanaires pour une utilisation très spécifique qui est la photocommutation hyperfréquence.

Pour cela nous avons commencé par présenter le principe de la photodétection en exposant les différents types de photodétecteurs utilisés en optoélectronique puis nous avons détaillé le photodétecteur MSM, objet de notre travail, en présentant son fonctionnement et ses propriétés statiques et dynamiques afin de l'utiliser dans des conditions optimales. A partir des différentes relations théoriques et des simulations faites sous logiciel MATLAB, nous avons exposé les paramètres qui influent sur le fonctionnement du MSM en obscurité (paramètres géométriques, physiques, ...) et qui peuvent intervenir assez sensiblement, si l'on recherche une utilisation du composant aux fréquences les plus élevées possibles.

Enfin après avoir donné quelques notions sur la photocommutation en hyperfréquence, le matériau utilisé et ses propriétés en optoélectronique, les paramètres S et les lignes coplanaires au niveau desquelles nous avons intégré des structures MSM monoélectrodes et interdigités et avec différentes configurations des tapers. Plusieurs courbes d'évolution des coefficients de transmission et réflexion ont été présentées ce qui nous a permis de voir et de comprendre l'influence des paramètres géométriques sur notre modèle en obscurité pour essayer de tirer les leçons pour concevoir des composants ayant des caractéristiques optimales, c'est-à-dire une meilleure isolation en obscurité et de faibles pertes d'insertion sous éclairage.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses, nous pensons que ces premiers composants intégrés ne sont qu'une première étape dans cette voie et que des résultats encore meilleurs peuvent être atteints en optimisant un certain nombre de points tels que l'utilisation d'autres matériaux avec des durées de vie des électrons plus élevées de l'ordre de 10 ps, l'optimisation des lignes coplanaires permet de diminuer les pertes d'insertion hyperfréquences par le biais des paramètres L et d. Il serait aussi intéressant de réaliser ces composants sur du GaInAs/AlInAs absorbant à 1.55 μm aux longueurs d'onde des

télécommunications, sachant qu'un matériau photosensible à 1.55 μm et ayant des propriétés équivalentes à celle du GaAs BT n'existe pas.

Paramètres	Symbole	Valeur	Unité
Charge de l'électron	Q	$1.602176462 \times 10^{-19}$	C
Constante de Boltzmann	k_B	$1.3806503 \times 10^{-23}$	$J K^{-1}$
		8.6174×10^{-5}	$eV K^{-1}$
Constante de Planck	h	$6.62606876 \times 10^{-34}$	J S
Constante de Planck réduite	$\hbar = h/2\pi$	4.1357×10^{-15}	eV-s
Electron Volt énergie	eV	$1.602176462 \times 10^{-19}$	J
Masse de l'électron	m	$9.10938188 \times 10^{-31}$	Kg
Nombre d'Avogadro	N	6.02204×10^{23}	mole ⁻¹
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	1.25663×10^{-8} Ou ($4\pi \times 10^{-9}$)	H/cm
Permittivité du vide	ϵ_0	8.85418×10^{-14} Ou ($1/\mu_0 c$)	F/cm
Vitesse de la lumière	C	2.99792×10^{10}	Cm/s
Tension thermique à 300°K	$k_B T/q$	0.0259	V
Structure cristalline	Z	Zinc Blende	
Paramètre cristallin	A	5.6533	Å
Masse molaire (poids atomique)	M	144.63	g/mole
Masse volumique	ρ	5.32	g/cm^3
Nombre atomes par unité de volume	N	4.42×10^{22}	cm^{-3}
Hauteur de la bande interdite	E_g	1.424 (direct)	eV
Longueur d'onde de coupure	λ_c	0.87	μm
Affinité électronique	χ_s	4.07	eV
Concentration intrinsèque	n_i	1.79×10^6	cm^{-3}
Concentration effective dans la bande de conduction	N_c	4.7×10^{17}	cm^{-3}
Concentration effective dans la bande de valence	N_v	7×10^{18}	cm^{-3}
Concentration N.I.D	N_D	$10^{14} - 10^{15}$	cm^{-3}
Masse effective des électrons	m_n^*/m_e	0.063	
Masse effective des trous légers	m_p^*/m_e	0.076	
Masse effective des trous lourds	m^*/m_e	0.5	
Durée de vie des porteurs minoritaires		$\approx 10^{-8}$	S
Mobilité des électrons	μ_n	8500	$cm^2 V^{-1} s^{-1}$
Mobilité des trous	μ_p	400	$cm^2 V^{-1} s^{-1}$
Coefficient de diffusion des électrons	D_n	≤ 200	cm^2/s
Coefficient de diffusion des trous	D_p	≤ 10	cm^2/s
Vitesse de saturation	V_s	7×10^6	$cm s^{-1}$
Longueur de debye intrinsèque	L_{Di}	2240	μm
Résistivité intrinsèque	ρ_i	10^8	$\Omega\text{-cm}$
Constant diélectrique relatif	ϵ_r	12.9	Sd
Constante de Richardson des électrons	A_n^*	8.16	$A/cm^2 K^2$

Constante de Richardson des trous	A_p^*	74.4	A/cm^2K^2
Champ de claquage	E_{av}	$3-9 \times 10^5$	V/cm
Coefficient de dilatation thermique	α_l	6.86×10^{-6}	K^{-1}
Chaleur spécifique	C	0.35	$J g^{-1}K^{-1}$
Conductivité thermique	λ	0.45	$Wcm^{-1}K^{-1}$
Température de fusion	T_f	1240	$^{\circ}C$
Coefficient d'absorption	α	4.27×10^4 à $\lambda = 0.62 \mu m$	cm^{-1}
		10^4 à $\lambda = 0.8 \mu m$	
Profondeur de pénétration	$1/\alpha$	$0.23 \lambda = 0.62 \mu m$	μm
Coefficient de réflexion	R	0.35 à $\lambda = 0.62 \mu m$	
Durée de vie des trous	τ_p	$\approx 10^{-8}$	S

A.I. Constantes physiques et données numériques relatives au GaAs et aux métaux utilisés dans les programmes MATLAB

Bibliographie

- [01]-z.b. Abdel Djawad « contribution a l'étude de photorécepteurs rapides cas du photodétecteur métal-semiconducteur-métal sur matériau III-V ». thèse de doctorat en présentée à université DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES, septembre 2012
- [02]- G. Harzallah, M. Remram et A. Nehhas « High Quality Cristalline ZnO Films on Sapphire: Effect of Heat Treatment » 6th Symposium SiO₂, Advanced dielectrics and related devices Palermo, 25-26 June, 2006 Italy.
- [03]-I. Dosunmu, DD. Cannon, M.K. Emsley, B. Ghyselen, J. Liu ; L.C. Kimerling, M.S.Unlu, “Resonant cavity enhanced Ge photodetectors for 1550 nm operation on reflecting Si substrates”, in IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics, Vol.10, No.4, p694-701, July-Aug. 2004.
- [04]-Les Télécommunications par fibres optiques, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, par Joindot, Irène et Michel Paris : Dunod et CNET-ENST, 1996.
- [05]-H. Mathieu, “Physique des Semiconducteurs et des Composants ´ Electroniques”, in Dunod, 5eme édition, ISBN 2-10-048633-0, Paris, 2004
- [06]- [01]- M. LI, "Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors", Thèse de Doctorat en présentée à l'Université de New York à Buffalo, Janvier 2006.
- [07]-Maxwell, J.C. “ Traité d'électricité et de magnétisme ”, Jacques Caley, 1985.
- [08]-Roger Legros, “Les Semiconducteurs 1 – Physique des semiconducteurs. technologie Diodes”, Eyrolles, 1974.
- [09]-S. M. Sze, “Physics of semiconductors devices”, John Willey New York, 1981
- [10]-Bozen Guo, Umberto Ravaioli, Maritin Staedele “Full band monte carlo calculations of velocity-field characteristics of wurtzite ZnO”, Computer physics communications 175 (2006) 482–486.

- [11]- S. Malyshev, A. Chizh, “State of the art high-speed photodetectors for microwave photonics application”, in 15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Mikon-2004, Vol.3, pp765-775, 17-19 May 2004
- [12]- T. Kagawa, Y. Kawamura, H. Iwamura, “A Wide-Bandwidth Low-Noise InGaAsP-InAlAs Superlattice Avalanche Photodiode with Flip-Chip Structure for Wavelengths of 1.3 and 1.55 μm ”, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, No.5, pp1387-1392, May 1993.
- [13]- J. Wei, F. Xia, S.R. Forrest, “A High-responsivity High-bandwidth Asymmetric Twin waveguide Coupled InGaAs-InP-InAlAs Avalanche Photodiode”, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.14, No.11, Nov. 2002.
- [14] <http://www.abcelectronique.com/divers/dossiers/photodetecteurs>
- [15]-K. Kato, “Ultrawide-Band/High-Frequency Photodetectors”, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.47, No.7, pp1265-1281, Jul. 1999.
- [16]-T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, T. Furuta, “Uni traveling carrier photodiodes”, in Technical Digest on Ultrafast Electronics and Optoelectronics, OSA TOPS, Vol.13, pp. 83-87, 1997.
- [17]-N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, T. Ishibashi, “High-speed InP/InGaAs uni-travelingcarrier photodiodes with 3-dB bandwidth over 150 GHz”, in 55th Annual Device Research Conference Digest, pp164-165, 23-25 June 1997.
- [18]-Pearsall, M. Piskorski, A. Brochet, J. Chevrier, “A Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP heterophotodiode with reduced dark current”, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.17, No.2, pp255-259, Feb. 1981.
- [19]-G.A. Davis, R.E. Weiss, R.A. LaRue, K.J. Williams, R.D. Esman, “A 920-1650-nm high-current photodiode”, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.8, No.10, pp1373-1375, Oct. 1996.
- [20] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, T. Ishibashi, “InP-InGaAs uni-traveling-carrier

Photodiode with improved 3-dB bandwidth of over 150 GHz”, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.10, No.3, pp412-414, March 1998.

[21] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, T. Ishibashi, “InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode With a 310 GHz bandwidth”, in IEEE Electronic Letters, Vol.36, No.21, pp1809-1810, Oct. 2000.

[22] H. Ito, Y. Hirota, A. Hirata, T. Nagatsuma, T. Ishibashi, “11 dBm photonic millimetre-wave generation at 100 GHz using uni-travelling-carrier photodiodes”, in IEEE Electronic Letters, Vol.37, No.20, pp1225-1226, Sept. 2001

[23]-M. Makiuchi, H. Hamaguchi, T. Kumai, M. Ito, O. Wada, T. Sakurai, “A monolithic four-channel photoreceiver integrated on a GaAs substrate using Metal-Semiconductor-Metal Photodiodes and FET’s”, in IEEE Electron Device Letters, Vol.6, No.12, pp634-635 Dec. 1985.

[24]-V. Hurm, J. Rosenzweig, M. Ludwig, W. Benz, R. Osorio, M. Berroth, A. Hulsman, G. Kaufel, K. Kohler, B. Raynor, J. Schneider, “10 Gb/s monolithic integrated MSM-photodiode AlGaAs/GaAs-HEMT optoelectronic receiver”, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.38, No.12, pp2713, Dec. 1991.

[25] J.J. Morikuni, M.H. Tong, K. Nummila, J.W. Seo, A.A. Ketterson, S.M. Kang, I. Adesida, “A monolithic integrated optoelectronic photoreceiver using an MSM detector”, in Solid-State Circuits Conference, 1993. Digest of Technical Papers. 40th ISSCC, pp178-179, 24-26 Feb.1993.

[26] P. Fay, W. Wohlmuth, C. Caneau, I. Adesida, “18.5-GHz bandwidth monolithic MSM/MODFET photoreceiver for 1.55 μm wavelength communication systems”, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.8, No.5, pp679-681, May 1996

[27]-B. Cabon, J. Chazelas, D. Dolfi, “Optoélectronique hyperfréquence - Composants”, Techniques de l’Ingénieur, Traité Electronique, E 3330, Nov. 2003.

- [28]-E. John, M.B. Das, "Speed and Sensitivity Limitations of Optoelectronic Receivers Based on MSM Photodiodes and Millimeter-Wave HBT's on InP Substrate", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.10, pp1145-1148, Oct. 1992.
- [29]-J.W. Seo, A.A. Ketterson, D.G. Balleger, K.Y. Cheng, I. Adesida, X. Li, T. Gessert, "A Comparative Study of Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors on GaAs with Indium-Tin-Oxide and Ti/Au Electrodes", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.8, pp888-890, Aug. 1992.
- [30]-D.J.H. Lambert, B. Yang, T. Li, C.J. Collins, M.M. Wong, U. Chowdhury, B.S. Shelton, A.L. Beck, J.C. Campbell, R.D. Dupuis, "High-performance back-illuminated solar-blind AlGaIn Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors", in IEEE International Symposium on Compound Semiconductors, pp525-530, 2-5 Oct. 2000.
- [31]-J.H. Kim, H.T. Griem, R.A. Friedman, E.Y. Chan, S. Ray, "High-Performance Back-Illuminated InGaAs/InAlAs MSM Photodetector with a Record Responsivity of 0.96 A/W", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.11, pp1241-1244, Nov. 1992.
- [32]-J.B.D. Soole, H. Schumacher, "InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors for Long Wavelength Optical Communications", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.11 pp1241-1244, March 1991.
- [33]-S. Sethi, T. Brock, P.K. Bhattacharya, J. Kim, S. Williamson, D. Craig, J. Nees, "High-Speed Metal-Semiconductor-Metal Photodiodes with Er-doped GaAs", in IEEE Electron Device Letters, Vol.16, No.3, pp106-108, March 1995.
- [34]-Y. Chen, S. Williamson, T. Brock, F.W. Smith, A.R. Calawa, "375-GHz-bandwidth Photoconductive detector", in Applied Physics Letters, Vol.59, pp1984-1986, 14 Oct. 1991.
- [35]-S.Y. Chou, M.Y. Liu, "Nanoscale Terahertz Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors", in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.28, No.10, pp2358-2368, Oct. 1992.
- [36]-S.Y. Chou, S. Alexandrou, C.C. Wang, T.Y. Hsiang, "110 GHz Si MSM Photodetectors",

in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.40, No.11, pp2145-2146, Nov. 1993

[37]-K. Litvin, J. Burm, D. Woodard, W. Schaff, and L. F. Eastman, «High speed optical detectors for monolithic millimeter wave integrated circuits,” in IEEE *MIT-S Dig.*, vol. 2, 1993, pp. 1063-1066.

[38]-S. Y. Chou and M. Y. Liu, “Nanoscale tera-Hertz Metal-Semiconductor-Metal photodetectors,” IEEE J. *Quantum Electron.*, vol. 28, pp.2358-2368, 1992.

[39]-L.K. Wang, Z.G. Ju, C.X. Shan, J. Zheng, D.Z. Shen, B. Yao, D.X. Zhao, Z.Z. Zhang, B.H. Li and J.Y. Zhang, “ MgZnO metal–semiconductor–metal structured solar-blind photodetector with fast response” Solid State Communications 149 (2009) 2021_2023.

[40]- G. Harzallah étude et modélisation d’un photodétecteur MSM à base de ZnO. Thèse de doctorat en présentée à UNIVERSITE MENTOURI. CONSTANTINE, septembre 2006

[41]- R.G. DECORBY, "Frequency Response Characterization of GaAs MSM Photodetector Arrays: Test Facility and Experimental Results", Thèse de master en Science, Spécialité: Génie Electrique, Université de Saskatoon, Saskatchewan, Canada, mai 1995.

[42]- S.M. SZE, "Physics of Semiconductor Devices", 2nd Ed., John Wiley & Sons, New York, 1981.

[43]- D. DECOSTER, J. HARARI, "DéTECTEURS optoélectroniques (Traité EGEM, série optoélectronique)", Ed. Hermès Science Publications, Lavoisier, Paris, 2002.

[44]- J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Metal Semiconductor Metal Photodetectors", Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering, vol. 12, John G. Webster, Editor, pp. 561-577, 1999.

[45]- S.M. SZE, D.J. COLEMAN, Jr., A. LOYA, "Current transport in metal-semiconductor-metal (MSM) structures", Solid-State Electron, vol. 14, pp. 1209-1218, 1971

- [46]- Y.C. LIM and R.A. MOORE, "Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mapping", IEEE Trans. Electron. Device Lett., vol. ED-15, pp. 173-180, Mar. 1968
- [47]- M. ITO and O. WADA, "Low dark current GaAs Metal-Semiconductor-Metal (MSM) photodiodes using WSi₂ contacts", IEEE J. Quantum Electron., QE-22, N° 7, pp. 1073-1077, July 1986.
- [48]- S. ABOULHOUDA, "Contribution à l'Etude de Photodétecteurs Rapides -Application aux Photorécepteurs Resonants Micro-Ondes", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille, 30 Mai 1990.
- [49]- E.H. BÖTTCHER, E. DRÖGE, D. BIMBERG, A. UMBACH, H. ENGEL, "Ultra-wideband (> 40 GHz) submicron InGaAs Metal-Semiconductor-Metal photodetector", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 8, n° 9, pp. 1226-1228, 1996.
- [50]- B.J. VAN ZEGHBROECK, "105-GHz bandwidth Metal-Semiconductor-Metal photodiode", IEEE Electron Device Letters, vol. 9, n° 19, pp. 527-529, 1988.
- [51]- E. DROGE, E.H. BÖTTCHER, R. STEINGRUBER, "70 GHz InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors for polarization insensitive operation", Electronics Letters, vol. 34, pp. 1421-1422, 1998.
- [52]- W.C. KOSCIELNIAK, M.A. LITTLEJOHN, J.L. PELOUARD, "Analysis of a GaAs Metal-Semiconductor-Metal (MSM) photodetector with 0.1 μm finger spacing", IEEE Electron Device Letters, vol. 10, Issue: 5, pp. 209-211, 1989.
- [53]- K. HONKANEN, "Fabrication and modeling of SOI and GaAs MSM photodetectors and a GaAs based integrated photoreceiver", Thèse de doctorat, Spécialité: Technologie, Université de technologie d'Helsinki, Finlande, novembre 2001.
- [54]- Abdel Kader AISSAT, Abdel Djawad ZEBENTOUT, Malek ZEGAOUI, Zouaoui BENSAAAD, Didier DECOSTER, "influence des paramètres dimensionnels sur le

photodétecteur métal-semiconducteur-métal”TELECO2011 & 7ème JFMMA Mars 16-18, 2011 – Tanger MAROC

[55]- N. MICHEL, "Etude et réalisation de photodiodes-guides millimétriques de puissance à 1.5 microns", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Spécialité : Electronique, 24 Mars 2004.

[56]-S.Badi, " Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique" Thèse de doctorat, Spécialité Optique et Radiofréquences, l'Université de Savoie 16 Octobre 2008

[57]- J.S. BLAKEMORE, "Semiconducting and other major properties of Gallium Arsenide", J. Appl. Phys. vol. 53, Issue 10, R123, 1982.

[58]- L. LIN, "Integration of thin Film GaAs MSM Photodetector in Fully Embedded Board-Level Optoelectronic Interconnects", thèse de doctorat en philosophie, présentée à l'Université du Texas à Austin, Mai 2004

[59]- J. SINGH, "Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures", Cambridge University Press, New York, 2003.

[60]- A. TACHAFINE, "Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X", Thèse de doctorat de l'université de Lille I, Spécialité : Electronique, 10 mars 1994.

[61]- M. ZEGAOUI, "Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Spécialité : Electronique, 27 Mai 2005.

[62]- C. L. LIAO, Y. M. TU, J. Y. KE, C. H. CHEN, "Transient propagation in lossy coplanar wave guides", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 44, n° 12, pp. 2605-2611, December 1995.

[63]- J. ZHANG, T. Y. HSIANG, "Subterahertz attenuation in coplanar waveguide", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Long Beach, CA, June 2005.

[64]-S.Aib "modélisation d'une photodétecteur dans une chaine de transmission par fibre optique", Thèse de magistère de l'Université mentouri constantine, Spécialité : Electronique 2011

[65]- A. PAGIES, "Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence", Thèse de doctorat de l'Université de Lille, Spécialité : Micro et nanotechnologies, acoustique et télécommunication, 9 décembre 2011.

[66]- M. BELMEGUENAI, "Etude de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation de nanostructures magnétiques à anisotropie perpendiculaire", Thèse de doctorat en sciences de l'Université Paris XI Orsay, 14 Décembre 2004.

[67]- K. C. GUPTA, R. GARG, I. J. BAHL, "Microstrip lines and slotlines", MA: Artech House, pp. 136-140, Dedham, 1979.

[68]- F. BOUCHRIHA, "Développement de filières technologiques dédiées à l'intégration de microsystemes millimétriques sur Silicium", Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, Spécialité : Microélectronique et Microondes, 20 Décembre 2005.

[69]-G. PONCHAK, "RF transmission lines on silicon substrates", 29th European Microwave Conference, vol. 1, pp. 158-161, Munich 1999.