

50376
1994
187

gem 50 102 417
50376
1994
187

N° d'ordre : 1342

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: Electronique

par

Erick Ricardo PEREDO PEREZ
Dipl.-Ing. FH Düsseldorf

**Etude comparative de liaisons opto-hyperfréquences dans la
bande de 2 GHz pour la transmission de signaux analogiques**

Soutenue le 5 Juillet 1994 devant la commission d'examen :

Membres du Jury :

M. E. CONSTANT	Président, USTL
Mme. M. CONSTANT	Directrice de thèse, USTL
MM. D. DECOSTER	Codirecteur de thèse, USTL
A. MUÑOZ-YAGUE	Rapporteur, LAAS Toulouse
E. PIC	Rapporteur, LEMO/ENSERG Grenoble
A. MADANI	Examineur, CNET Lannion B
G. VOLLUET	Examineur, THOMSON CSF
W. ZIEGLER	Examineur, FH Düsseldorf



Ce travail est le résultat d'une collaboration entre le Laboratoire de Spectrochimie Infrarouge et Raman et le Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique et Microélectronique du Nord.

Je voudrais remercier Messieurs Jacques CORSET et Michel BRIDOUX, respectivement directeur et sous-directeur du LASIR, pour m'avoir permis de réaliser ce travail et pour leur aide portée à l'obtention d'un financement.

Le Centre National de la Recherche Scientifique à travers le Département Sciences Chimiques m'ayant attribué une bourse docteur-ingénieur pour les ressortissants des pays en voie de développement, je tiens à lui exprimer mes remerciements par l'intermédiaire de Monsieur Jean Louis PICQUET, délégué régional du CNRS.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Eugène CONSTANT, directeur de l'IEMN, qui me fait l'honneur de présider le jury d'examen.

Je tiens à remercier Madame Monique CONSTANT, professeur à l'USTL et directrice de ce travail pour l'accueil chaleureux dans son équipe. Je lui exprime ma sincère gratitude pour m'avoir initié au travail de recherche et pour le soin porté à la correction de ce mémoire.

Monsieur Didier DECOSTER, professeur à l'USTL, m'a fait profiter de ses compétences scientifiques étant le codirecteur de ce travail. Pour ses qualités professionnelles et humaines je lui exprime mes profonds et sincères remerciements.

J'exprime mes remerciements à Monsieur Antonio MUÑOZ-YAGUE, directeur de recherche au CNRS pour m'avoir fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.

Je remercie Monsieur Etienne PIC, professeur à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electronique et de Radioélectricité de Grenoble, pour sa participation à ce jury et pour juger ce travail en tant que rapporteur.

Messieurs Gérard VOLLUET, responsable scientifique à Thomson CSF, et Ahmed MADANI, ingénieur au CNET Lannion, me font l'honneur de participer au jury et d'en être des examinateurs, je les remercie vivement.

Monsieur Wolfgang ZIEGLER, professeur à la Fachhochschule Düsseldorf, fut le directeur de mon mémoire d'ingénieur, je le remercie pour son encouragement à la poursuite des études du troisième cycle et pour sa participation au jury.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à Messieurs Jean Philippe GOUY et Jean Pierre VILCOT, chargés de recherche au CNRS, pour les discussions scientifiques, l'intérêt porté à mon travail et leur générosité. Une grande partie des caractérisations n'aurait pas pu être achevée sans leur précieuse collaboration.

Mes remerciements sont adressés au personnel de la centrale de technologie de l'IEMN. Les épitaxies utilisées dans ce travail ont été fournies par Monsieur Xavier WALLART, je lui exprime mes remerciements. Madame Patricia LEGRY, Messieurs Pascal TILMANT et Marc FRANÇOIS ont réalisé les photodétecteurs. Je les remercie pour le soin apporté.

Le montage des composants a été assuré par Monsieur Didier VANDERMOERE, je le remercie vivement aussi bien pour la qualité de son travail que pour sa sympathie.

Madame Elisabeth DELOS et Monsieur Edouard PLAYEZ m'ont permis de réaliser les caractérisations en obscurité. Je les remercie pour leur disponibilité.

Monsieur Luc BOUSSEKEY m'a fait bénéficier de ses compétences scientifiques en optique et en lasers picosecondes, je lui exprime ma profonde et sincère gratitude.

J'exprime mes remerciements à Mademoiselle Cyrille BODELOT et à Messieurs Christian ALLET et Thierry FLAMEN pour leur aide à la solution des problèmes informatiques.

Je remercie Monsieur Bernard SOMBRET pour la caractérisation dans l'infrarouge des atténuateurs optiques.

Messieurs Robert DEMOL et Bernard PAPILLON ont fabriqué les supports mécaniques. Je les remercie pour la rapidité de leur travail.

Je remercie également Monsieur Jean Pierre LABAEYE pour les divers dessins, la reproduction et la reliure de ce mémoire et Madame Michèle MIENS pour l'impression des transparents de ma soutenance.

Enfin, j'adresse mes remerciements à l'ensemble du personnel et chercheurs du LASIR et du DHS pour l'ambiance agréable et amicale qu'ils m'ont offert en particulier Abdellatif BELLARBI, Nathalie MATRULLO, Faouzi OUSTATI, Emmanuel VASSEUR, Saad MESSOUR, Asma JABRAN, Régis HAMELIN, Luc JOANNES, Joseph HARARI, Iman EL ORABI, Omar RABII, Frédéric JOURNET, Jerome VAN DE CASTEELE et Sophie MARICOT.

Sommaire

Introduction..... 1

Chapitre I

Transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique

I.1 Description d'une liaison opto-hyperfréquence..... 3

I.2 Différents types de modulation..... 4

 I.2.1 Modulation directe..... 4

 I.2.2 Modulation externe..... 5

I.3 Etude théorique de la chaîne de transmission 6

I.4 Les fibres optiques 9

I.5 Composants d'extrémités..... 11

 I.5.1 Les émetteurs..... 11

 I.5.1.1 Diodes électroluminescentes..... 12

 I.5.1.2 Diodes laser à semiconducteur..... 14

 I.5.2 Les photodétecteurs..... 20

 I.5.2.1 Photodiode PIN 24

 I.5.2.2 Photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM)..... 29

 I.5.2.3 Photoconducteur 32

 I.5.3.4 Le bruit dans les photodétecteurs..... 36

Références bibliographiques 39

Chapitre II

Réalisation de photodétecteurs pour une liaison opto- hyperfréquence

II.1 Choix du matériau.....	42
II.2 Structure des couches.....	44
II.3 Choix de la géométrie.....	46
II.4 Masques utilisés.....	48
II.5 Réalisation technologique	50
II.5.1 Réalisation des photoconducteurs.....	50
II.5.2 Réalisation des photodiodes métal-semiconducteur-métal.....	53
II.5.3 Montage des composants.....	57
Références bibliographiques.....	58

Chapitre III

Caractérisation des différents composants de la liaison

III.1 Présentation de l'émetteur	60
III.2 Caractérisation de l'émetteur	60
III.2.1 Caractérisation statique	60
III.2.2 Caractérisation dynamique.....	61
III.2.3 Bruit du laser.....	62
III.3 Caractérisation des photodétecteurs	65
III.3.1 Caractérisation statique	65
III.3.1.1 En obscurité	65
<i>Mesure du courant d'obscurité des photoconducteurs</i>	65
<i>Mesure du courant d'obscurité des photodiodes MSM</i>	67
III.3.1.2 Sous éclairement.....	70
<i>Mesure du photocourant des photoconducteurs</i>	71
<i>Gain statique des photoconducteurs</i>	72
<i>Mesure du photocourant des photodiodes</i>	75
<i>Rendement quantique externe des photodiodes</i>	77
III.3.2 Caractérisation dynamique.....	78
III.3.2.1 En obscurité	78
<i>Capacité des photodiodes MSM</i>	78
<i>Coefficient de réflexion</i>	80

III.3.2.2 Sous éclairement.....	82
<i>Réponse fréquentielle des photodiodes MSM.....</i>	<i>83</i>
<i>Gain dynamique des photoconducteurs</i>	<i>83</i>
<i>Comparaison des performances dynamiques des</i> <i>photodétecteurs GaInAs/InP.....</i>	<i>85</i>
<i>Réponse impulsionnelle des photoconducteurs</i>	<i>86</i>
III.3.3 Bruit des détecteurs.....	87
III.3.3.1 Bruit sous éclairement des photodiodes MSM.....	87
III.3.3.2 Bruit sous éclairement des photoconducteurs.....	88
III.3.3.3 Comparaison du bruit sous éclairement des photodétecteurs.....	90
III.3.3.4 Comparaison des bruits en obscurité et sous éclairage des photoconducteurs	90
III.4 Conclusion.....	92
Références bibliographiques	93

Chapitre IV

Etude de la liaison opto-hyperfréquence

IV.1 Transfert de puissance de la liaison.....	97
IV.2 Point de compression et harmoniques.....	105
IV.3 Rapport signal sur bruit.....	110
IV.4 Produit d'intermodulation et dynamique.....	119
IV.5 Utilisation d'un circuit hybride photorécepteur avec amplificateur.....	127
IV.6 Conclusion.....	131
Références bibliographiques.....	133
Conclusion générale.....	136
Annexes.....	139

Introduction

Introduction générale

La transmission de signaux microondes par voie optique ouvre des nouvelles possibilités dans le domaine des télécommunications, plus particulièrement dans le cas des liaisons classiques par câble coaxial, souvent lourdes et encombrantes. Les liaisons hyperfréquences utilisant des fibres optiques présentent en effet un certain nombre d'avantages parmi lesquels on peut citer :

- ⇒ une atténuation et une dispersion faibles pour la fibre optique,
- ⇒ une insensibilité aux parasites et aux interférences électromagnétiques,
- ⇒ une absence d'interférences entre liaisons parallèles,
- ⇒ une forte capacité de transmissions simultanées, principalement numériques,
- ⇒ un faible poids et un encombrement réduit,
- ⇒ une sécurité plus élevée,
- ⇒ une flexibilité à un accroissement de la bande passante.

L'utilisation de liaisons optiques dans les systèmes microondes est devenue possible grâce à l'amélioration des performances des composants optoélectroniques, tant à l'émission qu'à la réception. Des progrès significatifs ont également été réalisés concernant les fibres optiques que ce soit au niveau des performances technologiques ou au niveau des coûts.

Il s'avère nécessaire de développer des liaisons opto-hyperfréquences dans la gamme de 1 GHz à 2 GHz, en envisageant particulièrement leur utilisation dans les réseaux locaux. Un impératif pour atteindre cet objectif est la réduction des coûts dans la réalisation des différents éléments de la liaison par l'implémentation de technologies plus simples et adaptées aux besoins du système de transmission.

L'objet de ce travail est de présenter différentes alternatives à ce problème en montrant qu'une liaison opto-hyperfréquence dans cette gamme de fréquence peut être

réalisée à partir d'éléments simples, avec toutefois des performances satisfaisantes pour l'application envisagée.

Dans le premier chapitre nous présenterons l'état de l'art de la transmission d'un signal microonde par voie optique et nous rappelons les principales caractéristiques des éléments d'une liaison opto-hyperfréquence. Nous dédierons une partie importante à l'étude des photodétecteurs qui concernent ce travail, la photodiode PIN, la photodiode MSM et le photoconducteur.

Le deuxième chapitre est consacré à la réalisation technologique des photodétecteurs qui seront employés dans notre étude pour la comparaison des performances de liaisons opto-hyperfréquences. Les différentes étapes de la conception jusqu'à la fabrication seront décrites. Une partie de notre contribution à l'étude de la liaison opto-hyperfréquence sera de montrer la simplicité avec laquelle nous arrivons à réaliser les photodétecteurs.

Dans le troisième chapitre nous présentons les résultats de la caractérisation de la diode laser et des photodétecteurs pour déterminer leurs performances individuelles ainsi que leurs limites. Les résultats seront discutés en termes de réponse statique, de réponse fréquentielle et de bruit.

Le dernier chapitre est dédié à l'étude de la liaison composée par les éléments précédemment présentés. Cette étude s'étendra au transfert en puissance, au rapport signal sur bruit, au point de compression et à la dynamique de la liaison. Des configurations différentes de la liaison seront proposées pour la comparaison de résultats.

Chapitre I

Chapitre I

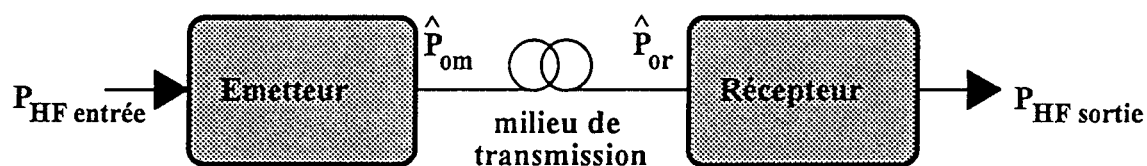
Transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique

I.1 Description d'une liaison opto-hyperfréquence

Une liaison opto-hyperfréquence est une chaîne de transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique. Elle est constituée d'un émetteur relié au récepteur via une fibre optique (figure I.1).

Le signal hyperfréquence sert à moduler la puissance optique émise par l'émetteur. Cette puissance optique modulée est transférée via la fibre optique jusqu'au photorécepteur qui la transforme en un signal microonde.

La qualité d'une liaison opto-hyperfréquence se mesure en termes de transfert de puissance hyperfréquence, de rapport signal sur bruit, de bande passante, de linéarité et de dynamique de la transmission du signal microonde.



- $P_{HF\ entrée}$ puissance du signal hyperfréquence en entrée
- $P_{HF\ sortie}$ puissance du signal hyperfréquence en sortie
- \hat{P}_{om} valeur crête de la composante modulée de la puissance optique émise
- \hat{P}_{or} valeur crête de la composante modulée de la puissance optique reçue

Figure I.1 Schéma d'une liaison opto-hyperfréquence

I.2 Différents types de modulation

Selon la façon d'agir sur la puissance émise par l'émetteur on peut distinguer deux types de modulation :

I.2.1 Modulation directe

La modulation directe est appliquée en pratique exclusivement aux diodes laser et aux diodes électroluminescentes (DEL). Elle est simple à mettre en oeuvre, présente une bonne efficacité de modulation et prend peu de place. La modulation directe d'une diode consiste à moduler le courant injecté autour de son point de fonctionnement statique. Pour se situer en régime linéaire, la diode laser/DEL est polarisée en direct par un courant continu I_{DC} supérieur au courant de seuil I_{th} . La figure I.2 représente schématiquement le principe de la modulation directe. La puissance optique émise par la diode laser/DEL est une fonction linéaire du courant injecté pour le régime de petits signaux. La diode est polarisée en direct via un té de polarisation qui permet d'isoler le générateur hyperfréquence de la tension continue.

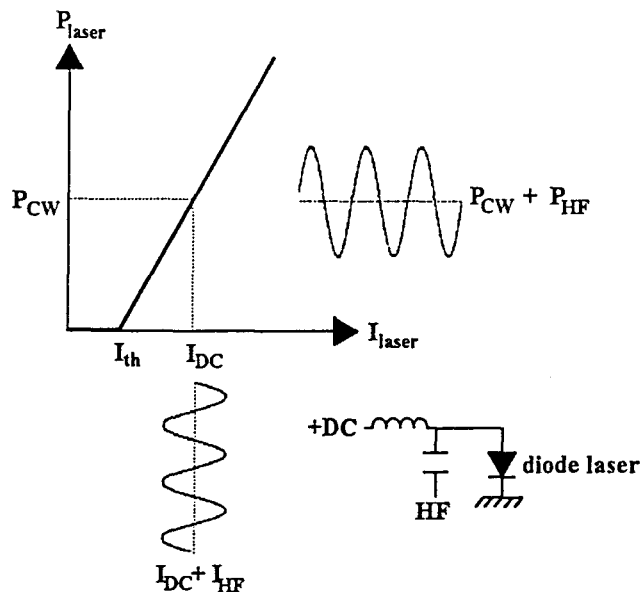


Figure I.2 Schéma du principe de modulation directe d'une diode laser/DEL

Les désavantages de la modulation directe sont principalement une bande passante limitée par la fréquence de coupure du laser à semiconducteur (ordre de 30 GHz [1]), un

niveau de bruit important provenant de la source, des non-linéarités, une limitation de la puissance optique maximale qui peut être émise par la diode laser ce qui conduit à une faible puissance de sortie et à des fluctuations de longueur d'onde (chirp) dues au fait que les fonctions d'émission optique et modulation ne sont pas séparées.

I.2.2 Modulation externe

La modulation externe est mise en oeuvre à l'aide d'un modulateur, qui est inséré entre le laser et le photodétecteur comme le montre la figure I.3. Le signal hyperfréquence est appliqué au modulateur pour moduler la puissance émise par l'émetteur. Ce type de modulation présente l'avantage de pouvoir choisir une source moins bruyante qu'un laser à semi-conducteur. En outre, la bande passante n'est plus limitée par la fréquence de coupure de la diode laser, mais par celle du modulateur, ce qui permet en règle générale une amélioration de la bande passante de la liaison.

Des modulateurs externes réalisés en niobate de lithium [2] et en semiconducteurs III-V [3] ont montré la possibilité d'obtenir des bandes passantes supérieures à 50 GHz. Un autre avantage de la modulation externe est également l'augmentation de la dynamique de la liaison liée à l'accroissement de la puissance optique maximale qui peut être transférée par celle-ci.

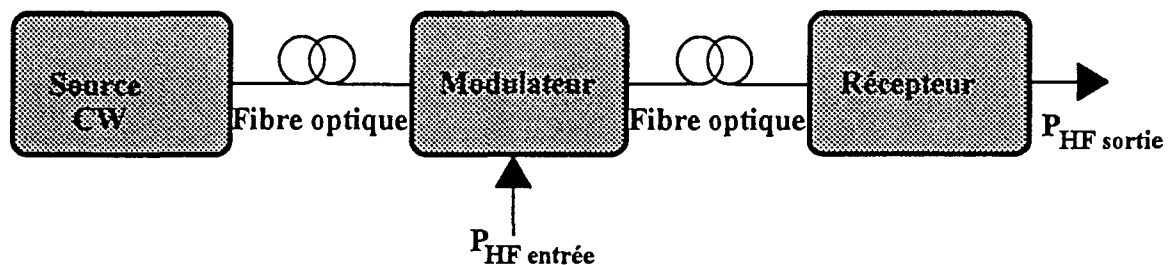


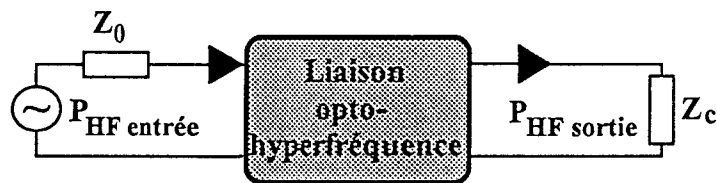
Figure I.3 Transmission d'un signal hyperfréquence par modulation externe

Probablement l'inconvénient le plus important de la modulation externe est la faible efficacité de modulation par rapport à la modulation directe. Pour cette raison, des puissances hyperfréquences élevées sont nécessaires à la transmission. En outre ce système requiert une mise en oeuvre plus complexe et encombrante.

Dans le cas des liaisons opto-hyperfréquences ayant des distances supérieures à 1 km et pour lesquelles la dispersion due à la fibre devient importante, il est nécessaire de minimiser la bande spectrale du signal optique modulé. Un modulateur externe avec une source possédant une raie étroite à la longueur d'onde de transmission offre un avantage significatif par rapport aux diodes laser en modulation directe. Un exemple intéressant est l'utilisation de diodes laser qui servent à pomper un laser YAG dont la puissance optique sera modulée par un modulateur externe [4].

I.3 Etude théorique de la chaîne de transmission

On peut schématiser la liaison opto-hyperfréquence sous la forme d'un quadripôle à l'entrée duquel on applique un signal hyperfréquence provenant d'un générateur (figure I.4). Ce quadripôle peut être considéré comme un système linéaire pour le régime des petits signaux. En sortie on reçoit le signal hyperfréquence qui présente une atténuation et un déphasage.



Z_0 impédance du générateur hyperfréquence (50 Ω)

Z_c impédance de la charge (généralement aussi 50 Ω)

Figure I.4 Représentation sous forme de quadripôle de la liaison opto-hyperfréquence

Le bilan de transfert en puissance de la liaison est délicat à aborder car il doit faire la synthèse de toutes les données collectées sur les composants d'une liaison. Il s'écrit de la façon suivante [4,5] :

$$G = \frac{P_{HF\ sortie}}{P_{HF\ entrée}} = F_s \cdot G_{ot}^2 \cdot F_d \quad (I.1)$$

$$\text{avec } F_s = \frac{\hat{P}_{om}^2}{P_{HF\ entrée}} ; \quad F_d = \frac{P_{HF\ sortie}}{\hat{P}_{or}^2} \quad \text{et} \quad G_{ot} = \frac{\hat{P}_{or}}{\hat{P}_{om}}$$

- où F_s est un facteur relié à la source ayant comme unité le watt,
 F_d est un facteur relié au photodétecteur en W^{-1} ,
 G_{ot} est un facteur relié à la fibre optique (sans unité), il tient compte des pertes optiques.

Le terme G_{ot} dépend de quatre termes, que nous pouvons préciser comme suit [6]:

$$G_{ot} = 1 - K_L \cdot L_F \cdot K_C \cdot K_D \quad (I.2)$$

- où K_L sont les pertes de couplage entre la source (laser) et la fibre optique,
 L_F sont les pertes dues à l'atténuation de la fibre au long du trajet de transmission,
 K_C sont les pertes de connecteurs de la fibre,
 K_D sont les pertes de couplage entre la fibre optique et le détecteur.

Le facteur F_s et le facteur F_d sont donnés par les expressions suivantes :

$$F_s = \frac{2 \cdot \varepsilon^2}{R_L} \quad F_d = \frac{(R(0))^2 \cdot R_c}{2} \quad (I.3)$$

- où ε est l'efficacité du laser, qui traduit la conversion du courant électrique en puissance lumineuse,
 $R(0)$ est le coefficient de réponse statique du photodétecteur, il traduit la conversion de puissance lumineuse en courant électrique,
 R_L et R_c sont les résistances du laser et de la charge.

La signification de l'efficacité ε du laser et du coefficient de réponse statique $R(0)$ du détecteur sera développée plus loin dans ce chapitre dans les paragraphes relatifs à ces éléments de la liaison opto-hyperfréquence.

En tenant compte des réflexions dues à l'effet de désadaptation d'impédance entre le générateur du signal hyperfréquence et l'entrée du quadripôle et entre la sortie du quadripôle et la charge (voir figure I.4), on peut récrire l'expression du bilan de transfert en puissance comme suit :

$$G = F_s \cdot G_{ot}^2 \cdot F_d \cdot (1 - |\rho_e|^2) \cdot (1 - |\rho_s|^2) \quad (I.4)$$

en tenant compte des relations (I.3) on obtient aussi :

$$G = \frac{R_c}{R_L} \cdot (\varepsilon \cdot R)^2 \cdot G_{ot}^2 \cdot (1 - |\rho_e|^2) \cdot (1 - |\rho_s|^2) \quad (I.5)$$

ρ_e et ρ_s sont les coefficients de réflexion représentés par les équations suivantes :

$$\rho_e = \frac{Z_{11} - Z_0}{Z_{11} + Z_0} \quad \rho_s = \frac{Z_{22} - Z_c}{Z_{22} + Z_c} \quad (I.6)$$

où Z_0 et Z_c sont respectivement l'impédance du générateur et l'impédance de la charge, égales à l'impédance caractéristique hyperfréquence de 50Ω ,

Z_{11} représente l'impédance d'entrée du quadripôle : Z_{11} est l'impédance de la diode laser Z_L dans le cas de la modulation directe,

Z_{22} représente l'impédance de sortie du quadripôle, c'est l'impédance du photo-détecteur Z_d .

Il est plus courant d'exprimer le bilan de transfert en puissance sous la forme logarithmique, soit :

$$G = 10 \cdot \log(F_s \cdot F_d) + 10 \cdot \log(G_{ot}^2) + 10 \cdot \log\left[(1 - |\rho_e|^2)(1 - |\rho_s|^2)\right] \quad [\text{dB}] \quad (I.7)$$

Notons dans l'équation précédente les trois sources principales de pertes d'une liaison opto-hyperfréquence : Les rendements des composants optoélectroniques, les pertes optiques et les réflexions électriques. La valeur négative de G est appelée pertes d'insertion.

Le bilan de transfert en puissance d'une liaison est égal au gain de transfert direct en puissance d'un quadripôle actif (paramètre $|S_{21}|^2$) sous la condition que le générateur hyperfréquence et la charge présentent une impédance de 50Ω .

Pour améliorer le transfert de puissance de la liaison il est important de diminuer les réflexions aux extrémités. Si l'on néglige l'effet des éléments parasites l'adaptation d'impédance la plus simple d'une diode laser, dont l'impédance R_L est approximativement

purement résistive et de l'ordre de quelques ohms, consiste à ajouter une résistance en série R_S pour obtenir une résistance totale $R_L + R_S$ égale à 50Ω .

Du côté photorécepteur il est possible aussi d'adapter l'impédance par l'ajout cette fois-ci d'une résistance parallèle $R_p = 50 \Omega$.

Une approche intéressante pour aborder le problème de désadaptation d'impédance est l'utilisation des transformateurs d'impédance entre le générateur et la source et entre le photodétecteur et la charge dès lors que l'on travaille en bande étroite. De nombreuses études ont été menées en vue d'améliorer le transfert de puissance microonde par voie optique. Ces études ont montré la faisabilité des circuits d'adaptation d'impédance réalisés à partir d'éléments délocalisés purement réactifs par intégration hybride ou monolithique [7,8].

Dans le cas idéal où il n'y a pas de pertes optiques ($G_{ot}=1$) et pour lequel les conversions électrique-optique et optique-électrique se réalisent sans pertes ($\mathcal{E} \cdot R(0)=1$) et les deux transformateurs d'impédance sont parfaits ($\rho_e=\rho_s=0$), l'expression du bilan de transfert peut s'écrire :

$$G = \frac{R_c}{R_L} \quad (I.8)$$

I.4 Les fibres optiques

La réalisation des systèmes de transmission par voie optique a été rendue possible grâce à l'apparition de la fibre optique comme support de la lumière (milieu de transmission). L'amélioration de la pureté des matériaux de base a permis d'obtenir une valeur d'atténuation d'environ 0.1 dB/km avec un coefficient de dispersion inférieur à $17 \text{ ps/(km}\cdot\text{nm)}$ pour une longueur d'onde de 1550 nm (voir Tableau I.1).

De nombreux secteurs s'ouvrent à la fibre optique, notamment dans le domaine des télécommunications. On peut citer le téléphone public et privé, les réseaux de communications informatiques, le réseau primaire en télédistribution, les réseaux de

contrôle, de télécommande et signalisation, l'installation de surveillance vidéo et les réseaux de communications militaires. La baisse des coûts des fibres suite aux développements de la méthode de fabrication, l'augmentation des quantités produites ainsi que leurs caractéristiques très intéressantes pour les télécommunications, ont étendu leur utilisation dans de nouveaux domaines.

longueur d'onde [nm]	atténuation [dB/km]	dispersion [ps/(km·nm)]
850	1.6	90
1300	0.35	< 4
1550	0.16	< 17

Tableau I.1 Atténuation et coefficient de dispersion d'une fibre monomode en silice [4,9]

La fibre optique est un guide d'onde, dans lequel plusieurs modes se déplacent. Chacun suit une trajectoire différente, ce qui conduit à des différences de vitesse de propagation de chaque mode produisant une dispersion de ceux-ci. Pour éviter cet inconvénient caractéristique des fibres multimode, on utilise de préférence des fibres monomode.

Compte tenu des valeurs d'atténuation et dispersion les longueurs d'onde 1300 nm et 1550 nm sont actuellement les plus adaptées pour les transmissions par voie optique. Des distances de 114 km et 240 km peuvent être respectivement atteintes pour une chute de puissance de 40 dB [9].

La comparaison entre les performances des fibres optiques et des milieux de transmission électrique (figure I.5) montre nettement l'intérêt d'utiliser des fibres au lieu de câbles coaxiaux. Ces derniers présentent des pertes qui varient suivant \sqrt{f} , principalement causées par l'inductance et la capacité du câble. L'accroissement des pertes des fibres optiques pour des fréquences supérieures à 10 GHz est dû à la dispersion.

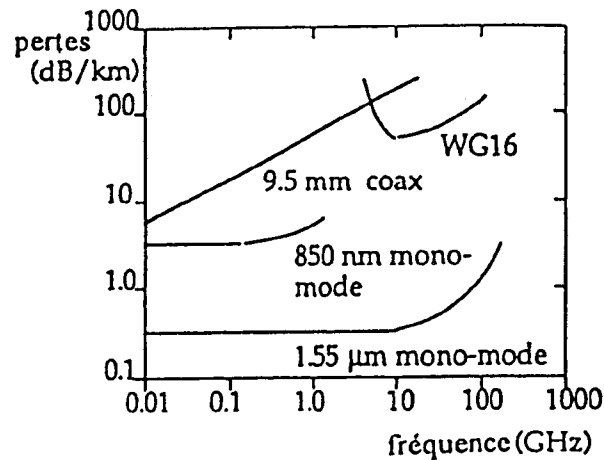


Figure I.5 Pertes de transmission pour une fibre optique, un câble coaxial (9.5 mm) et un guide d'onde rectangulaire (WG16) pour bande X en fonction de la fréquence [4]

Les connecteurs commerciaux des fibres optiques sont très divers. Ils présentent typiquement des atténuations inférieures à 1 dB [10]. Toutefois l'introduction de connecteurs nécessite un travail conséquent qui se répercute sur le coût d'une liaison, si celle-ci nécessite de nombreux connecteurs.

I.5 Composants d'extrémités

Une fibre optique ne saurait fonctionner sans des composants d'extrémité qui transforment les signaux électriques en signaux lumineux et inversement. Des efforts considérables ont été réalisés dans le développement de composants optoélectroniques pour les télécommunications par fibre optique ces trente dernières années. La littérature sur ce sujet est très abondante et en pleine expansion. Nous nous limiterons, dans cette présentation, à décrire l'état actuel des quelques exemples de dispositifs ainsi que leurs principales caractéristiques afin de mieux comprendre les contraintes technologiques des liaisons opto-hyperfréquences.

I.5.1 Les émetteurs

L'émetteur d'une liaison opto-hyperfréquence est un composant actif capable d'émettre de la lumière sous l'effet d'une excitation provoquée par un courant qui le traverse. Il existe principalement deux types de sources qui ont trouvé une application dans

les liaisons par voie optique, il s'agit des diodes laser à semiconducteur et des diodes électroluminescentes (DEL). Dans la fenêtre 850 nm, on trouve des diodes électroluminescentes et des diodes laser qui sont composées de GaAlAs et GaAs sur substrat GaAs. Dans les fenêtres 1300 et 1550 nm, on trouve des DEL et des diodes laser qui sont fabriquées à base de InGaAsP (filiale InP).

I.5.1.1 Diodes électroluminescentes

L'électroluminescence est l'émission de lumière consécutive à l'excitation électrique d'un matériau. La diode électroluminescente est polarisée en direct, ce qui produit l'injection de porteurs en excès dans la jonction. Le matériau étant choisi convenablement dopé, la recombinaison directe ou indirecte de ces porteurs en excès donne lieu à une émission de photons [11]. L'énergie du photon émis ($h \cdot \nu$) est donnée par la différence des niveaux d'énergie de l'électron avant et après la transition. Dans une diode électroluminescente polarisée en direct la transition aura lieu entre un niveau rempli du bas de la bande de conduction et un niveau vide du sommet de la bande de valence. La longueur d'onde λ de la radiation émise est donnée par la relation :

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (\text{I.9})$$

où h est la constante de Planck égale à $6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s,

E_g est la différence d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence, c'est le gap du matériau,

c est la vitesse de la lumière soit $2,998 \cdot 10^8$ m/s.

Un autre paramètre primordial d'une diode électroluminescente est son rendement. Les recombinaisons de porteurs ne sont pas toutes radiatives, on définit le rendement quantique interne η_i comme le rapport du nombre de photons créés à la jonction au nombre de porteurs qui traversent cette jonction [12]. Il s'écrit :

$$\eta_i = \frac{r_r}{r_r + r_{nr}} \quad (\text{I.10})$$

où r_r est le taux de recombinaisons radiatives en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$,
 r_{nr} est le taux de recombinaison non radiatives en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

Tous les photons créés ne sortent pas de la diode suite au phénomène de réflexion à l'interface entre le semiconducteur et l'air. Nous pouvons définir le rendement optique η_o comme le rapport du nombre de photons émis à l'extérieur au nombre de photons créés à la jonction. η_o dépend du coefficient de réflexion, donc de l'indice de réfraction du matériau et de la géométrie de la diode.

Le rendement quantique externe η_e est défini comme le rapport du nombre de photons émis par la diode au nombre de porteurs traversant la jonction. Il résulte que :

$$\eta_e = \eta_i \cdot \eta_o \quad (\text{I.11})$$

Le rendement global ou rendement lumineux externe η traduit la conversion entre la puissance lumineuse émise P_{opt} et la puissance électrique absorbée P_{el} . Il s'écrit :

$$\eta = \frac{P_{opt}}{P_{el}} = \frac{h \cdot \nu}{q \cdot V} \cdot \eta_e \quad (\text{I.12})$$

où $h \cdot \nu$ est l'énergie d'un photon,
 ν la fréquence de la radiation lumineuse émise,
 q la charge élémentaire de l'électron soit $1,602 \cdot 10^{-19}$ A.s,
 V est la tension appliquée à la diode.

Pour étudier le comportement dynamique d'une DEL, on module la tension appliquée et par conséquent le courant injecté à la diode. La réponse fréquentielle est limitée par la durée de vie des porteurs qui est déterminée par les différents processus de recombinaison. Si le courant est modulé sinusoïdalement à une fréquence f , la puissance optique émise $P_{opt}(f)$ sera :

$$P_{opt}(f) = \frac{P(0)}{\sqrt{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau)^2}} \quad (\text{I.13})$$

où $P(0)$ est la puissance pour $f = 0$ Hz,

τ est la durée de vie de porteurs.

$$\text{La fréquence de coupure est donc : } f_c = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau} \quad (\text{I.14})$$

L'inconvénient des diodes électroluminescentes est qu'elles présentent un spectre d'émission relativement large. En outre le couplage avec la fibre optique est peu efficace. En contrepartie, les diodes électroluminescentes montrent une bonne linéarité, un niveau de bruit faible, une sensibilité aux variations de température moins importante que les diodes laser et une durée de vie relativement importante.

Les prix des DEL sont inférieurs à ceux des diodes laser. Les diodes électroluminescentes ont trouvé leur application dans les liaisons à courte distance et à faible taux de transmission.

I.5.1.2 Diodes laser à semiconducteur

Fonctionnement et structure d'un laser à semiconducteur

Une diode laser à semiconducteur est fondée sur le principe d'une émission stimulée que l'on amplifie dans une cavité résonnante de type Fabry-Pérot par exemple. L'émission stimulée se produit entre deux niveaux d'énergie E_2 et E_1 tels que $E_2 > E_1$ et pour lesquels on a réalisé une inversion de population ($N_2 > N_1$).

La structure de base d'un laser à semiconducteur est, comme pour les diodes électroluminescentes, une jonction p-n polarisée. Dans le cas d'un semiconducteur les niveaux énergétiques sont groupés dans les bandes de conduction et de valence de façon continue. La condition d'inversion de population $N_2 > N_1$ doit être adapté à la structure des bandes d'énergie. Pour réaliser l'inversion de population il faut que les niveaux bas de la bande de conduction soient fortement peuplés et que les niveaux hauts de la bande de valence soient peu peuplés. Par conséquent, on parlera d'un semiconducteur dégénéré

puisque le quasi-niveau de Fermi des électrons E_{FC} pénètre dans la bande de conduction et celui des trous E_{FV} pénètre dans la bande de valence (figure I.6 a).

Si on polarise la jonction p-n en direct en appliquant une tension V_F (figure I.6 b), des électrons sont injectés du côté n et des trous du côté p. Quand la tension V_F est suffisamment élevée on peut atteindre une grande concentration d'électrons dans la bande de conduction et une grande concentration de trous dans la bande de valence (figure I.6 c).

D'où la condition d'inversion de population s'écrit :

$$E_{FC} - E_{FV} > h \cdot \nu \tag{I.15}$$

et
$$h \cdot \nu > E_g \tag{I.16}$$

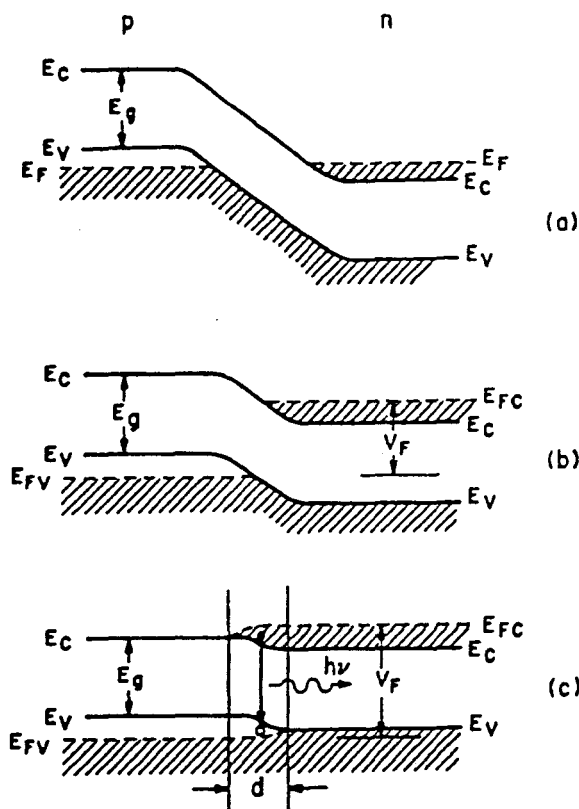


Figure I.6 Diagrammes des bandes d'énergie d'une jonction p-n dégénérée [13]

Pour favoriser les transitions radiatives directes (émissions spontanées et stimulées) il faut utiliser un matériau à gap direct. Dans ce cas le minimum de la bande de conduction et

le maximum de la bande de valence ont le même vecteur d'onde, ce qui permet de respecter la loi de conservation de la quantité de mouvement.

L'existence d'une cavité optique est nécessaire pour l'entretien des oscillations. Cette cavité accomplit le rôle de guide de lumière et de résonateur optique. Sa géométrie détermine les longueurs d'onde des modes qui seront amplifiés et émis à l'extérieur du laser.

La structure laser la plus simple est la structure homojonction (fig. I.7 a). C'est une jonction p-n du même matériau. La cavité optique est formée par deux faces parallèles au plan xy. Ces faces sont réalisées par le biais du clivage de la couche semiconductrice perpendiculairement à la direction $\langle 110 \rangle$ du réseau cristallin. Une telle cavité est dite de type Fabry-Pérot. La longueur de la cavité L est typiquement de l'ordre de quelques centaines de microns.

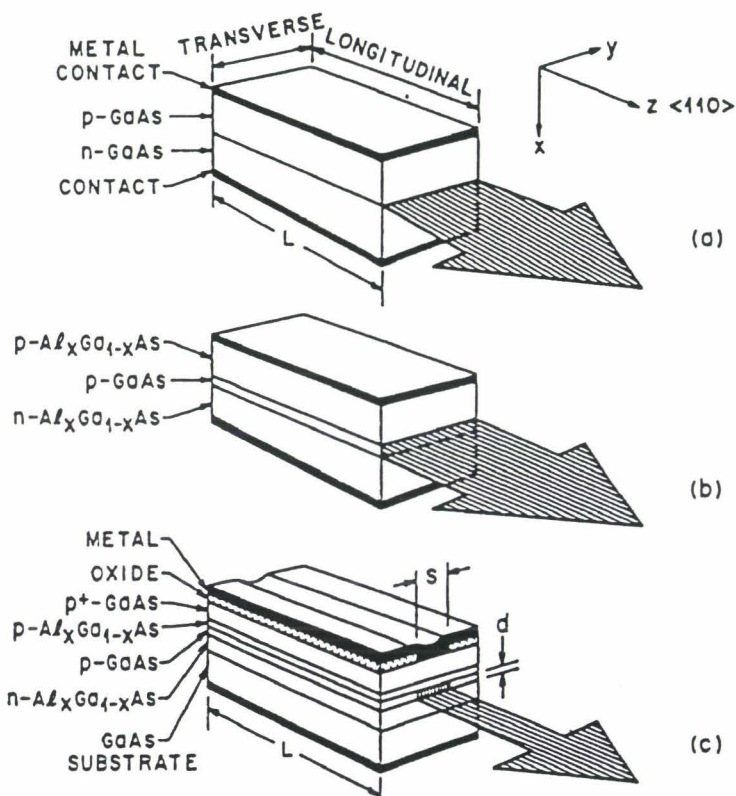


Figure I.7 Structures des lasers à semiconducteur présentant une cavité de type Fabry-Pérot [13]

La figure I.7 (b) montre la structure laser double hétérojonction. Les couches de GaAlAs dites de confinement optique (1 à 2 μm d'épaisseur) entourent la couche active de

GaAs dopé p. Sous l'effet d'une polarisation directe les électrons de la couche n-AlGaAs et les trous de la couche p-AlGaAs sont injectés dans la couche active p-GaAs pour s'y recombiner en émettant des photons. Cette structure présente l'avantage d'avoir besoin d'un courant plus faible pour son fonctionnement que dans le cas d'une homojonction avec la même géométrie. Pour améliorer le confinement latéral du faisceau émis on diminue la surface dans laquelle circule le courant entre les deux contacts métalliques en utilisant par exemple un masque d'oxyde sur une partie du contact (fig. I.7 c). La largeur S du contact sur le matériau se situe entre 5 et 30 μm et l'épaisseur d de la couche active se situe généralement entre 0,1 et 0,2 μm pour permettre un minimum de courant de seuil. Le confinement latéral peut aussi se faire par implantation de protons au lieu de la couche d'oxyde permettant de créer deux régions de très haute résistivité de sorte que le courant ne pourra circuler qu'entre les deux zones implantées.

L'inconvénient de la cavité de type Fabry-Pérot est l'existence de plusieurs modes longitudinaux, ce qui se traduit par un spectre optique avec plusieurs raies autour d'une principale. Pour y remédier deux autres types de cavités ont été proposés.

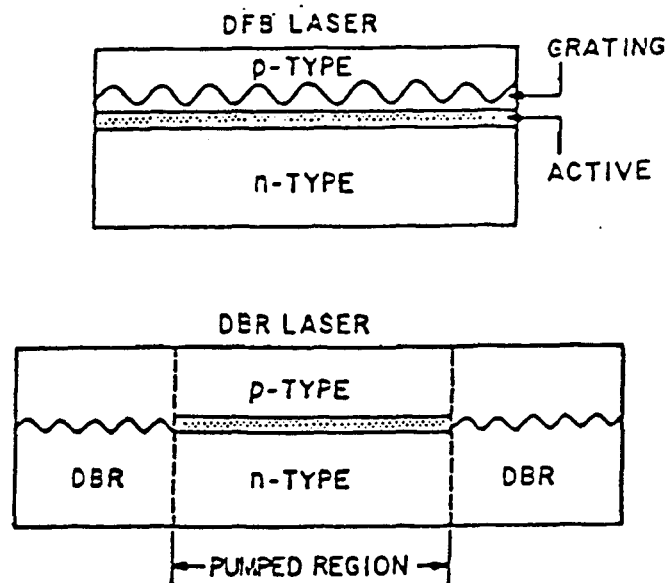


Figure I.8 Schémas de la structure d'un laser (a) à rétroaction distribuée (DFB)

(b) à réflecteur de Bragg (DBR) [14]

La figure I.8 montre les schémas de la cavité à rétroaction distribuée (DFB distributed feed back) et de la cavité à réflecteur de Bragg (DBR distributed Bragg reflector). Le principe est de réaliser un réseau gravé sur une couche ou sur une partie d'une couche au voisinage de la couche active. Le réseau permet de sélectionner une longueur d'onde favorisant l'amplification du mode correspondant. De ce fait, les lasers DFB et DBR sont appelés laser monofréquence. Toutefois ils présentent l'inconvénient d'avoir un coût plus élevé par rapport aux lasers Fabry-Pérot à cause de leur réalisation plus complexe et délicate.

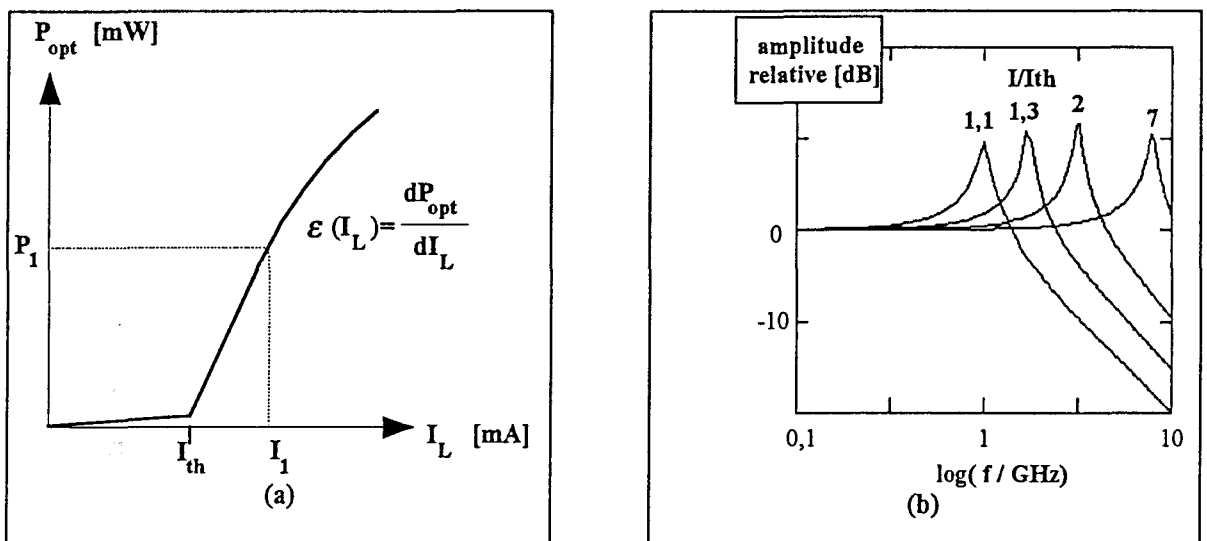


Figure I.9 (a) Réponse statique

(b) Réponse dynamique d'une diode laser

La figure I.9 (a) montre schématiquement la réponse statique d'une diode laser exprimée par la relation entre la puissance optique émise P_{opt} et le courant injecté au laser I_L . Nous pouvons observer trois zones distinctes.

Dans la première partie de la caractéristique ($I < I_{th}$), le phénomène dominant est celui de l'émission spontanée. Le courant injecté n'est pas assez fort pour compenser les pertes optiques. Pour un courant I supérieur au courant de seuil I_{th} l'effet laser a lieu et la diode laser émet d'autant plus que le courant augmente. Puis apparaît la troisième zone, celle de saturation liée à une augmentation du courant de fuite et à l'échauffement de la jonction. Dans ce dernier cas, le nombre de porteurs qui se recombinent en émettant des photons augmente moins vite que le nombre de porteurs qui traversent la zone active.

C'est dans la partie linéaire qu'on peut déterminer l'efficacité du laser ℓ définie comme la pente de la réponse statique (puissance lumineuse émise en fonction du courant injecté).

La figure I.9 (b) montre la réponse fréquentielle idéale d'une diode laser. Elle est obtenue par modulation directe du courant injecté autour d'un courant continu supérieur au courant de seuil I_{th} . L'amplitude relative de la réponse fréquentielle présente typiquement une résonance pour des courants supérieurs au courant de seuil puis le signal décroît rapidement.

Si on associe la diode laser à son circuit équivalent en régime de petits signaux, la fonction de transfert de ce système est celle d'un système du deuxième ordre (figure I.10). La résistance R_j et la capacité C_j sont les éléments constituant la jonction de la diode. La résonance électro-optique est complétée par l'inductance L_s et la résistance R_s [15].

Les éléments parasites sont représentés par la résistance de contact R_p , l'inductance de la connexion L_p et la capacité du boîtier C_p [16]. Il faut remarquer que la réponse fréquentielle de la diode laser est influencée par les éléments parasites et par conséquent diffère du cas idéal comme nous allons le voir plus loin dans le chapitre III (caractérisation des éléments de la liaison opto-hyperfréquence).

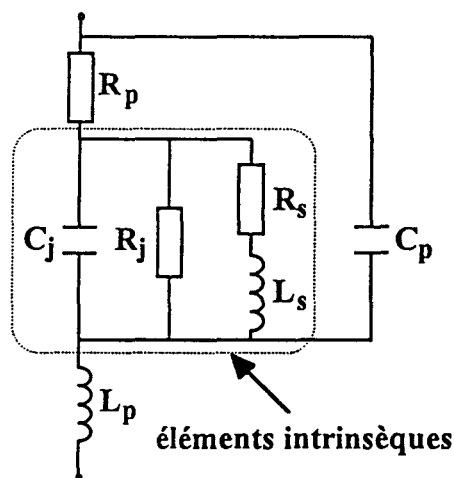


Figure I.10 Schéma équivalent petit signal d'une diode laser avec des éléments parasites[17]

Les recombinaisons spontanées sont la source la plus importante du bruit dans le laser à semiconducteur. Ces recombinaisons émettent des photons ayant des phases aléatoires et

non cohérentes par rapport aux photons du mode laser. Le bruit relatif d'intensité du laser RIN (Relative Intensity Noise selon la terminologie anglo-saxonne) est défini comme le rapport de la moyenne du carré de fluctuations de la puissance optique δP au carré de la puissance moyenne. Le RIN s'exprime par la relation [18]:

$$\text{RIN} = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P_{\text{opt}} \rangle^2} \quad (\text{I.17})$$

I.5.2 Les photodétecteurs

Un photodétecteur est un composant optoélectronique qui transforme l'énergie lumineuse incidente en énergie électrique. Dans un photodétecteur à semiconducteur, sous l'effet d'un photon incident dont l'énergie est supérieure ou égale à celle de la bande interdite E_g du matériau (gap), un électron peut quitter la bande de valence pour passer dans la bande de conduction, produisant une paire électron-trou. Sous l'action d'un champ électrique, les porteurs photocréés peuvent être collectés aux bornes du dispositif et donner naissance à un photocourant I_{ph} . La condition nécessaire au phénomène de photodétection peut donc s'écrire selon l'équation suivante :

$$h \cdot \nu \geq E_g \quad \text{ou} \quad \frac{h \cdot c}{\lambda} \geq E_g \quad (\text{I.18})$$

A partir de la relation précédente, on peut définir, pour chaque matériau semiconducteur, une longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le phénomène de génération de porteurs résultant d'une excitation optique ne pourra plus avoir lieu :

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} \quad (\text{I.19})$$

où λ_c et E_g sont exprimés respectivement en micromètres et en électronvolts.

Tous les photons incidents n'engendrent pas une paire électron-trou. On définit alors une valeur de rendement quantique externe comme étant la probabilité pour qu'un photon entraîne la création d'une paire électron-trou à une longueur d'onde donnée, soit :

$$\eta(\lambda) = \frac{N_e}{N_{ph}} = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \cdot \frac{h \cdot \nu}{q} \quad (I.20)$$

où N_e et N_{ph} sont respectivement le nombre d'électrons photocréés qui constituent le photocourant I_{ph} et le nombre de photons incidents sur le photodétecteur et P_{opt} est la puissance lumineuse incidente. Le rendement quantique $\eta(\lambda)$ est une fonction de la longueur d'onde λ donc du coefficient d'absorption du matériau α et de l'épaisseur de la zone d'absorption W .

A titre indicatif nous présentons le facteur $\frac{h \cdot \nu}{q}$ pour différentes longueurs d'onde habituellement utilisées en optoélectronique dans le tableau suivant :

λ [μm]	0,54	0,63	1,15	1,30	1,55
$\frac{h \cdot \nu}{q}$ [$\frac{W}{A}$]	2,30	1,97	1,08	0,96	0,80

Tableau I.2 Valeurs du facteur $\frac{h \cdot \nu}{q}$ en fonction de λ

Un paramètre important des photodétecteurs est le coefficient de réponse statique $R(0)$ qui est défini comme le rapport entre le photocourant I_{ph} et la puissance lumineuse incidente P_{opt} . Il est exprimé en A/W. Ce paramètre nous permet de comparer les performances des différents détecteurs en ce qui concerne la transformation globale de la puissance lumineuse en courant électrique. A l'aide de $R(0)$ nous pouvons comparer les réponses statiques des différents photodétecteurs pour la même longueur d'onde du rayonnement lumineux.

$$R(0) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \eta \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} \quad (I.21)$$

Si la condition $h \cdot \nu \geq E_g$ est satisfaite, un faisceau lumineux incident subit l'absorption dans un semiconducteur selon la loi de Lambert, exprimée par la relation suivante :

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot (1 - \beta) \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (I.22)$$

où $\Phi(x)$ est le flux de photons dans le semiconducteur par seconde et par unité de surface en fonction de l'épaisseur de la zone d'absorption x ,

$$\Phi_0 = \frac{P_{opt}}{h \cdot \nu \cdot S} \quad \text{est le flux de photons incidents par seconde et par unité de surface } S$$

du rayonnement,

α et β sont respectivement les coefficients d'absorption et de réflexion du matériau.

Notons que les coefficients d'absorption α et de réflexion β dépendent de la nature du matériau mais aussi de l'énergie du rayonnement $h \cdot \nu$. De plus, le coefficient de réflexion est aussi très sensible à l'angle d'incidence et présente un minimum en incidence normale. La valeur inverse du coefficient d'absorption $1/\alpha$ est appelée profondeur de pénétration et correspond à l'épaisseur du matériau semiconducteur que devra traverser un faisceau incident pour subir une absorption d'environ 63 %.

Chaque photon absorbé crée une paire électron-trou. Le taux de génération de paires électron-trou $g(x)$ est donc égal au taux de photons absorbés tout au long de l'axe x correspondant à l'épaisseur de la couche d'absorption. Nous pouvons écrire l'expression du taux de génération :

$$g(x) = - \frac{d}{dx} (\Phi(x)) = \frac{P_{opt}}{h \cdot \nu \cdot S} \cdot (1 - \beta) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (I.23)$$

où S est la surface du faisceau incident de puissance P_{opt} .

Les qualités principales exigées d'un photodétecteur dans le domaine spectral d'intérêt sont une bonne sensibilité, une bande passante élevée et un faible bruit. Selon les longueurs d'onde d'intérêt nous pouvons classer les photodétecteurs en deux catégories : les détecteurs au Si ou en AsGa pour des transmissions à 850 nm, et les détecteurs réalisés à partir de matériaux III-V ternaires ou quaternaires (GaInAs par exemple) pour les longueurs d'onde de 1300 nm et 1550 nm.

Dans le tableau I.3 sont reportées les principales données sur quelques matériaux qui ont trouvé leur application dans le domaine de l'optoélectronique et qui nous intéressent dans ce travail. Les matériaux ne sont pas dopés et la température indiquée est de 300 K.

Matériau	GaAs	InP	InAs	Ga _{0,47} In _{0,53} As	Al _{0,48} In _{0,52} As
E _g [eV] *	1,424 direct	1,34 direct	0,356 direct	0,771 direct	1,449 direct
λ _c [μm]	0,87	0,93	3,48	1,61	0,86
α [10 ⁴ .cm ⁻¹]	4,27 à λ=0,62μm **	6,43 à λ=0,62μm **	1,28 λ=0,62μm **	1,16 pour n ⁻ 1,42 pour p ⁻ 1,55 pour p ⁺ λ=1,3 μm ++	transparent à λ=1,3 μm
1/α [μm]	0,23 à λ=0,62μm	0,16 à λ=0,62μm	0,78 à λ=0,62μm	0,86 pour n ⁻ 0,70 pour p ⁻ 0,65 pour p ⁺ λ=1,3 μm	—
β **	0,35 à λ=0,62μm	0,32 à λ=0,62μm	0,37 à λ=0,62μm		0,28 à λ=1,3μm ##
a [Å] *	5,6532	5,8687	6,0583	5,8687	5,8683
ε _r #	13,1	12,4	14,6	13,7	12,4
χ [eV]	4,07	4,38	4,90	4,7	4,05
μ _n # μ _p # [cm ² /(V.s)]	8500 400	4600 150	33000 460	12500 + 350	4400 + —

Tableau I.3 Bande interdite E_g, longueur d'onde de coupure λ_c, coefficient d'absorption α, profondeur de pénétration 1/α, coefficient de réflexion β, constante cristalline a, constante diélectrique ε_r, affinité électronique χ, mobilités des électrons μ_n et des trous μ_p.

- Sources : *
- V. SWAMINATHAN, Indium Phosphide and Related Materials : Processing, Technology, and Devices, Editor A. KATZ, Artech House, pp.10-19,(1992).
 - ** H. MATHIEU, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Masson, pp. 36,105,431-432, (1987).
 - + R. CASTAGNE, J.P. DUCHEMIN, M. GLOANEC, Ch. RUMELHARD, Circuits intégrés en Arséniure de Gallium, Masson, pp. 3,75, (1989).
 - ++ D.A. HUMPHREYS, R.J. KING, "Measurement of absorption coefficients of $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ over the wavelength range 1.0-1.7 μm ", Electron. Lett., Vol.21, pp. 1187-1189, (1985).
 - # S.M. SZE, Semiconductor Devices Physics and Technology, John Wiley & Sons, p.513, (1985).
 - ## calculé à partir de $n=3,25$ pour $\lambda=1,3 \mu m$ [19].

I.5.2.1 Photodiode PIN

Le principe de base d'une photodiode est de façon générale une jonction PN polarisée en inverse. La photodiode PIN s'obtient en faisant croître une couche semiconductrice non intentionnellement dopée (n.i.d.) d'épaisseur W entre deux couches fortement dopées P^+ et N^+ comme le montre la figure I.11 (a).

La couche n.i.d. absorbe l'énergie lumineuse incidente. Son épaisseur W détermine la sensibilité du détecteur. La couche P^+ est souvent choisie pour qu'elle soit transparente à la longueur d'onde de travail en vue d'éclairer la photodiode par ce côté. La photodiode PIN peut être aussi éclairée par la face N^+ si le substrat est transparent comme c'est le cas du substrat InP pour des longueurs d'onde supérieures au micron.

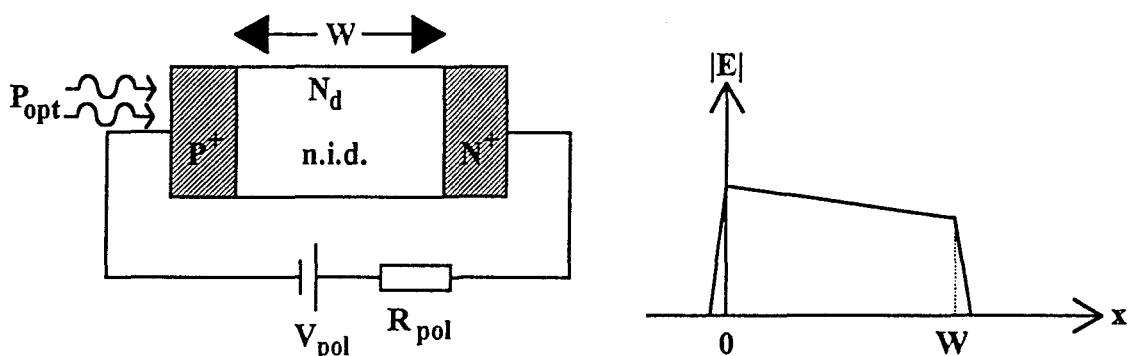


Figure I.11 a) photodiode PIN polarisée en inverse

b) carte du champ lorsque la couche n.i.d. est complètement désertée

Pour obtenir une désertion totale de la zone n.i.d. il faut appliquer aux bornes de la photodiode PIN une tension de polarisation inverse V dont la valeur se calcule à partir de la relation suivante :

$$V = \left(\frac{q \cdot N_d \cdot W^2}{2 \cdot \epsilon} - V_{bi} \right) \quad (I.24)$$

où N_d est le dopage de la couche d'absorption,

W son épaisseur,

ϵ la permittivité du matériau semiconducteur $\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ avec

$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ permittivité du vide, ϵ_r constante diélectrique du matériau,

V_{bi} est la barrière de potentiel à l'équilibre thermodynamique.

Dans ces conditions un champ électrique important existe dans la zone n.i.d. et la carte de celui-ci en fonction de l'abscisse x est représentée sur la figure I.11 (b). Les porteurs photocréés peuvent sous l'action de ce champ électrique atteindre leur vitesse de saturation, ce qui conduit à des meilleures performances en terme de réponse dynamique.

La structure d'une photodiode PIN peut être comparée par analogie à la structure d'un condensateur plan dont la capacité est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la zone de désertion. Sous une tension de polarisation suffisante, la capacité est minimale lorsque la zone de désertion est maximale, c'est-à-dire quand la zone de désertion est égale à la zone d'épaisseur W . La capacité de la photodiode PIN s'écrit dans ce cas :

$$C_d = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot S_d}{W} \quad (I.25)$$

où S_d est la surface de la photodiode et W l'épaisseur de la couche d'absorption.

Il y a deux causes qui peuvent limiter la réponse dynamique d'une photodiode PIN, sa capacité C_d et le temps de transit de porteurs dans la zone désertée. Le temps de transit est directement proportionnel à l'épaisseur de la couche d'absorption W et inversement proportionnel à la vitesse de porteurs, d'où l'importance de diminuer la valeur de W et

d'atteindre la vitesse de saturation de porteurs. Cependant la diminution de l'épaisseur entraîne une augmentation de la capacité, ce qui limite les performances dynamiques.

La figure I.12 montre le schéma électrique équivalent d'une photodiode polarisée en inverse. Elle est constituée d'un générateur de courant I_{ph} , d'une capacité C_d et d'une résistance R_d toutes les deux en parallèle. Les éléments parasites de la connectique en série sont R_s et L_s , C_b est la capacité parasite provenant du boîtier et R_c est la résistance de charge (50Ω). Les éléments parasites de la connexion et du boîtier peuvent également jouer un rôle important dans la réponse dynamique de la photodiode [20].

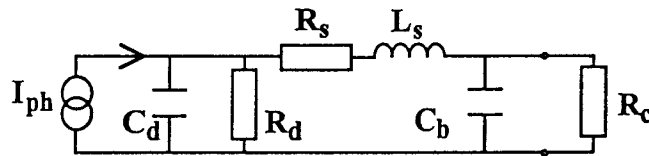


Figure I.12 Schéma électrique équivalent d'une photodiode PIN et de sa connectique

Si l'on néglige les éléments parasites dans le circuit précédent, et en tenant compte du fait que $R_d \gg R_c$, la fréquence de coupure de la photodiode s'écrit :

$$f_c \cong \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_c \cdot C_d} \quad (I.26)$$

d'où l'importance de minimiser la capacité de la photodiode, ce qui peut se faire en augmentant l'épaisseur de la couche absorbante.

De la même façon une diminution de la surface de la photodiode donne aussi une capacité plus petite mais cela conduit à diminuer la surface photosensible et on se retrouve devant le problème précédemment mentionné. Pour cette raison un compromis entre la bande passante et le coefficient de réponse statique doit être trouvé pour satisfaire les objectifs fixés. En augmentant l'épaisseur W on améliore les performances statiques, mais le temps de transit de porteurs photocréés augmente limitant ainsi la bande passante.

La figure I.13 (a) montre la réponse fréquentielle typique d'une photodiode PIN dont la bande passante est supposée limitée par la capacité de la diode (0,4 pF). La fréquence de coupure a une valeur de 8 GHz avec une charge de 50 Ω. Nous pouvons assimiler cette réponse fréquentielle à la réponse harmonique $H(f)$ d'un filtre passe-bas du premier ordre que l'on peut écrire comme suit :

$$H(f) = \frac{1}{1 + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot R_c \cdot C_d \cdot f} = \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c}} \quad (I.27)$$

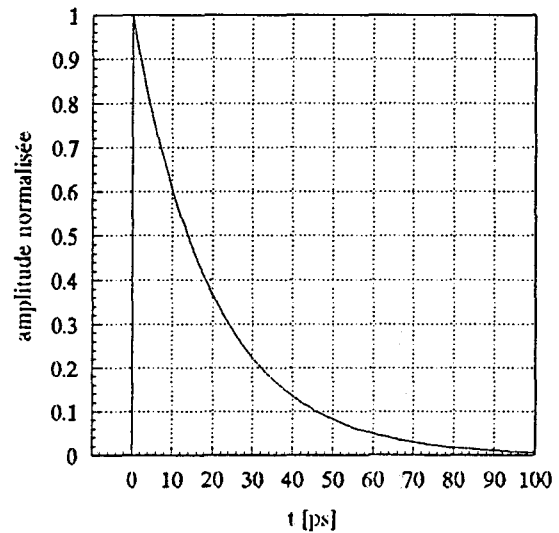
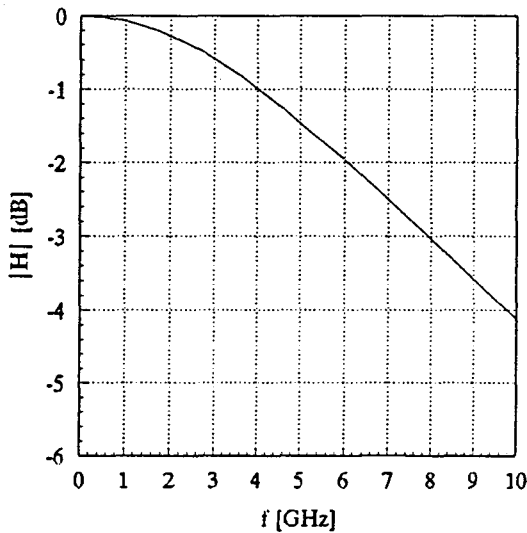


Figure I.13 (a) Réponse fréquentielle

(b) Réponse impulsionnelle

Dans le domaine temporel, par transformée de Fourier inverse de $H(f)$, nous obtenons la réponse impulsionnelle (fig. I.13 b). C'est la réponse à une impulsion lumineuse infiniment courte (impulsion de Dirac). La réponse impulsionnelle est une fonction du type $\exp\left(-\frac{t}{R_c \cdot C_d}\right)$. A partir de cette relation nous pouvons donner une autre expression pour la fréquence de coupure soit :

$$f_c = \frac{\ln 3}{\pi \cdot \tau_{\text{descente}}} \cong \frac{1,1}{\pi \cdot \tau_{\text{descente}}} \quad (I.28)$$

où τ_{descente} est le temps pour que le signal chute de 90% à 10% de sa valeur initiale. En pratique cette méthode est limitée par la mesure du temps de descente compte tenu du fait que l'impulsion lumineuse n'est pas véritablement une fonction de Dirac et que les appareils

de mesure introduisent des retards qui ne sont plus négligeables dans le domaine des hyperfréquences.

Le photocourant généré par une photodiode lorsque l'absorption a lieu exclusivement dans la zone n.i.d. est égal à la charge totale de porteurs photocréés par unité de temps. Nous pouvons donner l'expression du photocourant par la relation :

$$I_{ph} = q \cdot S_{ph} \cdot \int_0^W g(x) \cdot dx = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot P_{opt} \cdot \frac{S_{ph}}{S} \cdot (1 - \beta) \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot W)) \quad (I.29)$$

où S_{ph} est la surface photosensible du détecteur et S la surface du rayonnement incident. Remarquons que le rapport S_{ph}/S dans l'équation est toujours égal ou inférieur à 1. Si la surface photosensible est plus grande que la surface du faisceau lumineux incident on prendra ce rapport égal à 1. A partir de cette relation nous pouvons déduire le coefficient de réponse statique d'une photodiode PIN et son rendement quantique externe comme suit :

$$\eta(\lambda) = \frac{S_{ph}}{S} \cdot (1 - \beta) \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot W)) \quad (I.30)$$

$$\text{et} \quad R(0) = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \frac{S_{ph}}{S} \cdot (1 - \beta) \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot W)) \quad (I.31)$$

Selon ces relations, le rendement quantique d'une photodiode PIN est toujours inférieur à 1 et dépend du matériau utilisé (α , β), de la structure géométrique de la photodiode (W , S_{ph}/S), et de la longueur d'onde de travail (λ).

Pour améliorer la valeur du rendement quantique externe nous pouvons manipuler trois paramètres : S_{ph} , W et β . Le choix d'une surface photosensible plus grande que la surface du rayonnement incident ramène le rapport S_{ph}/S à une valeur égale à l'unité. Une valeur de W beaucoup plus grande que la profondeur de pénétration du matériau $1/\alpha$ entraîne que le terme $\exp(-\alpha \cdot W)$ est peu différent de zéro. Cependant, pour des applications hyperfréquences, l'épaisseur W doit être optimisée de façon à obtenir un compromis entre la valeur de la capacité de la jonction et le temps de transit des porteurs dans celle-ci

LITVIN et al. ont proposé de déposer un réseau de Bragg entre le substrat et la couche absorbante, ce qui conduit à une augmentation du rendement quantique sans augmenter l'épaisseur de la couche [21]. D'autre part l'utilisation d'une couche antiréfléchissante déposée sur la surface du détecteur est le moyen de diminuer la réflexion du faisceau incident. Si l'on néglige le phénomène de réflexion le rendement quantique idéal d'une photodiode PIN est égal à 1.

I.5.2.2 Photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM)

La photodiode MSM présente une structure planaire dont la réalisation technologique est assez simple et compatible avec celle du transistor à effet de champ, ce qui fait de ce composant un détecteur de choix pour les circuits intégrés optoélectroniques. La figure I.14 montre typiquement le schéma de la structure d'une photodiode MSM. Elle est fabriquée en déposant deux contacts Schottky identiques sur une couche épitaxiée non intentionnellement dopée. La structure interdigitée augmente la surface photosensible sans altérer les performances en régime dynamique.

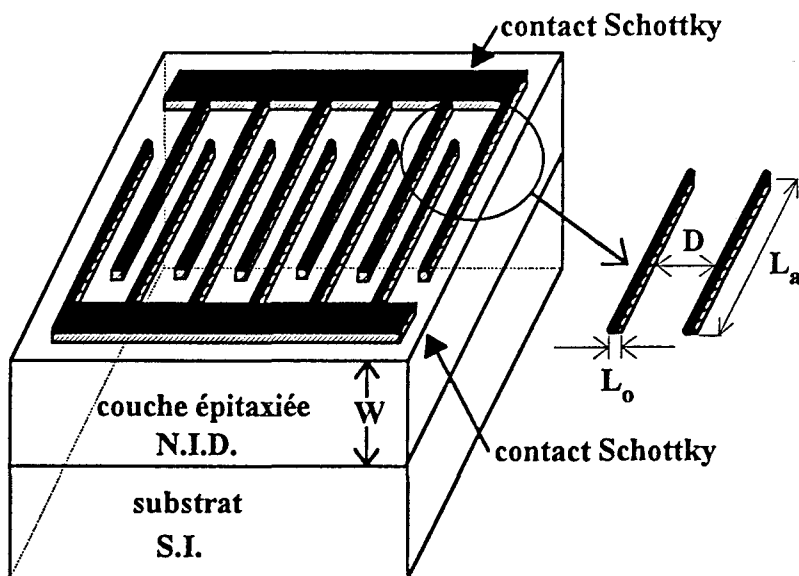


Figure I.14 Schéma de la structure interdigitée d'une photodiode MSM

Les grandeurs géométriques sont les suivantes :

- W épaisseur de la couche absorbante
- D distance interélectrodes
- L_a largeur d'électrode
- L_o longueur d'électrode
- n nombre de doigts
- S_d surface totale du détecteur $S_d = (n-1) \cdot (D + L_o) \cdot L_a$
- S_{ph} surface photosensible $S_{ph} = (n-1) \cdot D \cdot L_a$

En fonctionnement l'un des contacts Schottky est polarisé en direct et l'autre en inverse. Pour ce comportement nous pouvons assimiler la photodiode MSM à deux diodes Schottky montées tête-bêche, la première étant polarisée en direct et la seconde en inverse (figure I.15).

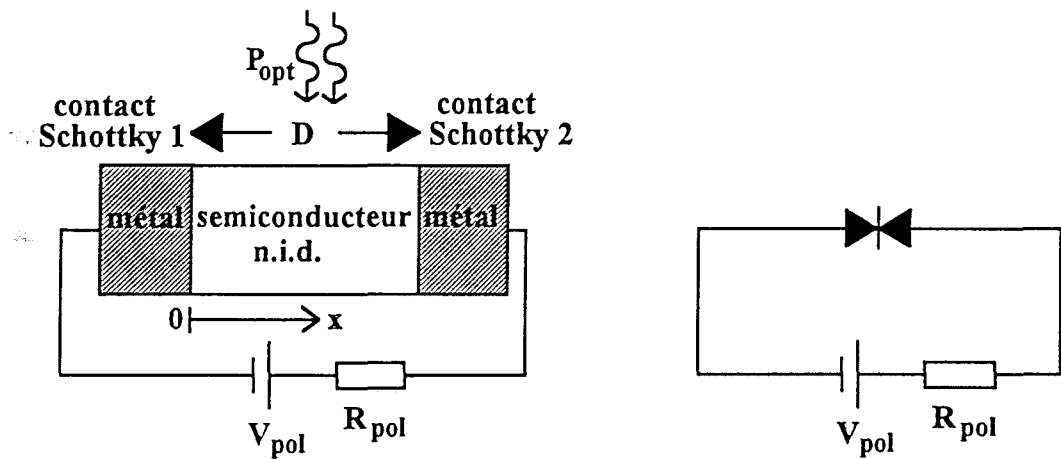


Figure I.15 Schéma électrique équivalent d'une photodiode MSM

Considérons la structure unidimensionnelle de type n de la figure I.16. Nous constatons l'existence d'une zone désertée à chaque interface métal-semiconducteur, dont les épaisseurs $D_{1,2}$ s'écrivent [13] :

$$D_{1,2} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q \cdot N_d} \cdot (V_{bi} - V)} \quad (I.32)$$

où V_{bi} est la tension de diffusion correspondant à la différence des travaux de sortie du métal et du semiconducteur. Cette tension correspond à la différence de potentiel entre la

surface et le volume et dépend de la courbure de bandes. En d'autres termes V_{bi} dépend de la barrière de potentiel de l'interface métal-semiconducteur et de la différence de potentiel entre le niveau de Fermi et la bande de conduction.

V est la tension appliquée aux bornes de la photodiode. Elle est positive pour une polarisation en direct et négative pour une polarisation en inverse.

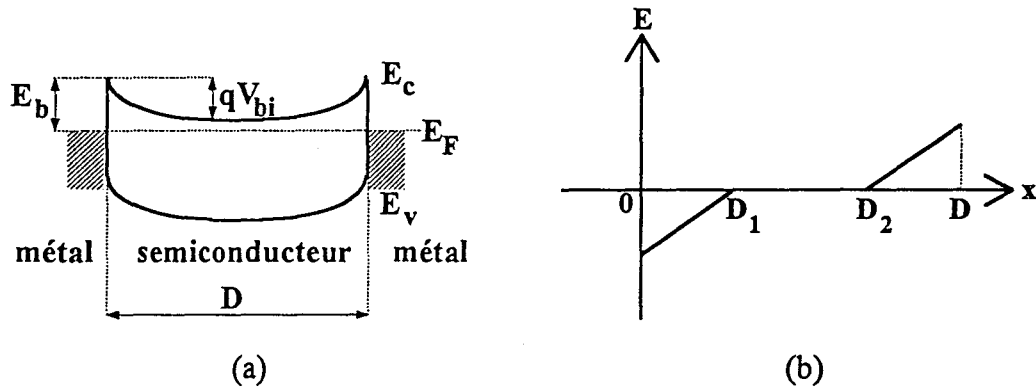


Figure I.16 a) Diagramme de bandes d'énergie b) Distribution du champ électrique de la photodiode MSM à l'équilibre thermodynamique ($V=0$)

Pour atteindre un champ électrique élevé qui permet la désertion complète de la zone d'absorption il faut appliquer une tension V à la photodiode MSM de valeur satisfaisant la relation suivante :

$$V > \frac{q \cdot N_d}{2 \cdot \epsilon} \cdot D^2 \quad (I.33)$$

Le fonctionnement d'une photodiode MSM sous éclaircissement ressemble beaucoup à celui d'une photodiode PIN. Le schéma électrique équivalent pour les petits signaux est le même (figure I.12). En régime statique le coefficient de réponse statique (équation I.21) dépend du rapport S_{ph}/S donc des dimensions géométriques de la structure. Pour une photodiode MSM à structure interdigitée nous pouvons écrire l'expression du coefficient de réponse statique comme suit :

$$R(0) = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \frac{D}{D + L_0} \cdot (1 - \beta) \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot W)) \quad (I.34)$$

Cette relation montre que la réponse statique de la photodiode MSM est d'autant meilleure que la surface cachée par les électrodes est plus petite. L'effet d'ombre produit par les électrodes est un des inconvénients les plus grands de la photodiode MSM [22].

Une façon d'améliorer les performances statiques est la réalisation de contacts semi-transparents, mais cette solution présente l'inconvénient de dégrader la rapidité du composant [23].

En régime dynamique la réponse fréquentielle est limitée par le temps de transit des porteurs et non par la capacité de la structure [24]. En fait, la capacité d'une structure interdigitée est faible, de l'ordre de 1fF/(10 μm x 10 μm), pour un composant réalisé avec des techniques de photolithographie classique (> 1 μm). Si l'on admet une couche n.i.d. infiniment épaisse la capacité peut être calculée à partir de la relation suivante [25] :

$$C_d = \epsilon_0 \cdot (1 + \epsilon_r) \cdot \frac{S_d}{D + L_0} \cdot \frac{K(k)}{K(k')} \quad (I.35)$$

où $K(k)$ et $K(k')$ sont donnés par les relations suivantes :

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \phi}}$$

avec $k = \tan^2 \left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{L_0}{L_0 + D} \right)$ et $k' = \sqrt{1 - k^2}$

Le schéma électrique équivalent d'une photodiode MSM est le même que celui d'une photodiode PIN. Toutefois sa réponse fréquentielle dépend fortement du champ électrique (tension de polarisation) entre électrodes, donc de la vitesse de porteurs (temps de transit) [26].

I.5.2.3 Photoconducteur

La structure de base d'un photoconducteur est un barreau de semiconducteur comportant deux contacts ohmiques de chaque côté (figure I.17). Le photoconducteur est simplement un détecteur de résistance R_d dont la conductivité s'écrit :

$$\sigma = q \cdot (\mu_n \cdot n + \mu_p \cdot p) \quad (I.36)$$

avec μ_n, μ_p les mobilités des électrons et des trous respectivement, n et p leurs densités volumiques.

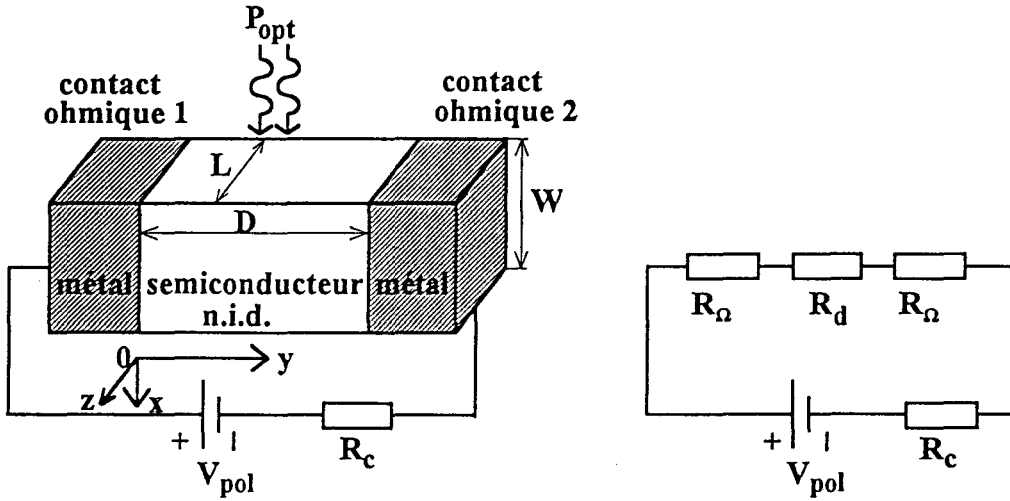


Figure I.17 Schéma d'un photoconducteur

Lorsque le photoconducteur est éclairé avec une puissance lumineuse P_{opt} , les photons incidents sur la surface active génèrent des paires électron-trou qui augmentent la conductivité de la couche active. Cette variation de la conductivité s'écrit :

$$\Delta\sigma = q \cdot (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \quad (I.37)$$

Si l'on considère que $\mu_n \gg \mu_p$, la variation de conductivité devient $\Delta\sigma = q \cdot \mu_n \cdot \Delta n$.

La variation de la conductance du photoconducteur s'écrit :

$$\Delta G_d = \int_{\text{volume}} \Delta\sigma \cdot \frac{dx \cdot dz}{dy} \quad (I.38)$$

Dans l'hypothèse d'un éclairage homogène de toute la surface photosensible du détecteur ($S_{ph} = L \cdot D$), la variation de la conductance est donnée par :

$$\Delta G_d = \frac{L}{D} \int_0^W \Delta\sigma(x) \cdot dx = \frac{L}{D} \cdot q \cdot \mu_n \int_0^W \Delta n(x) \cdot dx \quad (I.39)$$

En régime stationnaire, c'est-à-dire sous éclairage permanent, le taux de génération est égal au taux de recombinaison ($g_n = r_n$). Ils sont donnés par les relations suivantes pour $W \gg 1/\alpha$ (échantillon épais) :

$$g_n = \frac{\eta \cdot (P_{opt} / h \cdot \nu)}{W \cdot L \cdot D} \text{ et } r_n = \frac{\Delta n}{\tau_v} \quad (I.40)$$

dans lesquelles τ_v est la durée de vie des paires électron-trou photocréées et l'expression $P_{opt}/h\nu$ représente le nombre de photons incidents sur la surface $L \cdot D$ par unité de temps. En tenant compte de ces relations, nous pouvons maintenant écrire l'expression de la variation de la conductivité sous éclairage continu du photoconducteur :

$$\Delta\sigma = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \eta \cdot \frac{P_{opt} \cdot \mu_n}{W \cdot L \cdot D} \cdot \tau_v \quad (I.41)$$

Les porteurs photocréés sont dissociés sous l'effet d'un champ électrique appliqué $E=V/D$ et sont collectés aux bornes des contacts ohmiques pour donner naissance au photocourant I_{ph} qui peut être détecté dans le circuit extérieur. En détail, si un électron est collecté par un des contacts (+) un autre est injecté par le deuxième (-). Ce phénomène se déroule tant que l'électron ne s'est pas recombinaison avec un trou. Le photocourant devient alors :

$$I_{ph} = \Delta G_d \cdot V = \Delta\sigma \cdot W \cdot L \cdot E \quad (I.42)$$

en tenant compte de la relation I.41 on a aussi :

$$I_{ph} = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \eta \cdot P_{opt} \cdot \frac{\mu_n \cdot E}{D} \cdot \tau_v \quad (I.43)$$

Sachant que $\mu_n \cdot E$ est la vitesse des électrons et D le chemin parcouru entre les électrodes, le rapport $D/(\mu_n \cdot E)$ est le temps de transit des électrons τ_t . Finalement nous pouvons écrire l'expression du photocourant :

$$I_{ph} = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \eta \cdot P_{opt} \cdot \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad (I.44)$$

Le photocourant primaire étant défini par [27] :

$$I_{ph}^* = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \eta \cdot P_{opt} \quad (I.45)$$

Le gain statique en courant s'écrit alors :

$$G(0) = \frac{I_{ph}}{I_{ph}^*} = \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad \text{-- (I.46)}$$

Comme en général $\tau_v \gg \tau_t$, le gain statique $G(0)$ peut prendre des valeurs très élevées comprises entre 10^6 - 10^8 pour des photoconducteurs réalisés à partir de GaAs [28].

Pour étudier le comportement dynamique du photoconducteur nous procéderons de la même manière que pour une photodiode PIN. En admettant l'existence d'un phénomène de recombinaison obéissant à une loi de Poisson la réponse impulsionnelle du photoconducteur à une impulsion très courte s'écrit :

$$N(t) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_v}\right) \quad \text{(I.47)}$$

où N_0 est le nombre des porteurs photocréés par l'impulsion lumineuse. $N(t)$ montre l'évolution du nombre de porteurs photocréés en fonction du temps. Le photocourant est donné par l'expression :

$$I_{ph}(t) = \frac{q \cdot N_0}{\tau_t} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_v}\right) \quad \text{(I.48)}$$

Le gain dynamique $G(f)$ du photoconducteur s'obtient par transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle. Il est donné par la relation :

$$G(f) = \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_v)^2}} = \frac{G(0)}{\sqrt{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_v)^2}} \quad \text{(I.49)}$$

La bande passante du photoconducteur est donc limitée par la fréquence de coupure induite par la durée de vie de porteurs photocréés. Nous pouvons écrire l'expression de la fréquence de coupure comme suit :

$$f_c = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_v} \quad \text{(I.50)}$$

Au-delà de cette fréquence le gain ne dépend que du temps de transit. Dans ce dernier cas le gain dynamique est inversement proportionnel au temps de transit et diminue en $1/f$. Remarquons qu'une valeur de τ_v élevée permet l'obtention d'un gain statique important mais d'une bande passante faible.

I.5.3.4 Le bruit dans les photodétecteurs

Les sources de bruit d'un photodétecteur peuvent être des sources de bruit externes et internes. Il est généralement possible de lutter contre les premières par des moyens techniques adéquats. Mais il est impossible d'éliminer le bruit produit par le photodétecteur lui-même. On distingue quatre types principaux de bruits dans les photodétecteurs, soit :

- le bruit basse fréquence ou en $1/f$ (Flicker noise)
- le bruit thermique (Johnson noise)
- le bruit de génération-recombinaison
- le bruit de grenaille (shot noise)

Le bruit flicker est très courant. Il a été observé dans les tubes à vide, les transistors, les diodes, les résistances, les sources lumineuses, etc. Le bruit flicker n'est pas complètement expliqué. Il se caractérise par une densité spectrale en $1/f^\alpha$. L'exposant α est généralement compris entre 0,5 et 1,3. La valeur la plus probable est $\alpha=1$. Ce bruit se manifeste surtout en basses fréquences.

Un exemple de bruit en $1/f$ est celui lié au passage d'un courant électrique à travers une résistance. Ce bruit est aussi appelé bruit en excès des résistances [29]. Il provient des fluctuations statistiques de la conduction dues aux imperfections de surface et/ou à la non-homogénéité du matériau. La densité spectrale de la tension de bruit $S_v(f)$ est proportionnelle au carré de la tension continue V_{DC} appliquée à la résistance.

$$S_{v,1/f}(f) = K \cdot \frac{V_{DC}^2}{f} \left[\frac{V^2}{Hz} \right] \quad (I.51)$$

où K est la constante de proportionnalité. Le bruit en $1/f$ est généralement supérieur au bruit thermique pour des fréquences allant typiquement jusqu'à quelques kilohertz.

Le bruit thermique est expliqué par le mouvement désordonné des porteurs électriques dans un matériau, sous l'effet de la température. Les densités spectrales unilatérales de la tension de bruit thermique $S_v(f)$ et du courant de bruit thermique $S_i(f)$ d'une résistance deviennent alors :

$$S_{v,ther}(f) = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{eq} \left[\frac{V^2}{Hz} \right] \quad S_{i,ther}(f) = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{eq}} \left[\frac{A^2}{Hz} \right] \quad (I.52)$$

où k est la constante de Boltzmann ($1,38066 \cdot 10^{-23}$ J/K),

T la température absolue,

R_{eq} la résistance équivalente de la source de bruit. Souvent le photodétecteur, dont la résistance est R_d , est associé à une charge R_c et à un amplificateur avec une résistance d'entrée R_i . Dans ce cas, la résistance de la source de bruit R_{eq} est la résistance équivalente du montage parallèle des résistances R_d , R_c et R_i .

Le bruit de génération-recombinaison dans un semiconducteur est dû à la variation du nombre de porteurs libres, soit par un processus extrinsèque (excitation avec une source lumineuse par exemple), soit par un processus intrinsèque tel que le piégeage sur des centres plus ou moins profonds (niveau d'impuretés ou défauts dans le réseau cristallin). Si on considère que le processus de génération-recombinaison des porteurs suit une loi de Poisson la densité spectrale du bruit est proportionnelle au facteur :

$$\frac{\tau_v^2}{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_v)^2}$$

où τ_v est la durée de vie des porteurs pour ce processus. Le spectre est plat dans le domaine des basses fréquences et décroît en f^{-2} au-dessus de la fréquence de coupure ($f_c = 1/(2\pi\tau_v)$).

Dans le cas d'un photoconducteur, la densité spectrale unilatérale de bruit de génération-recombinaison due à l'éclairement a pour expression :

$$S_{i,gén}(f) = \frac{4 \cdot q \cdot I_{ph} \cdot G(0)}{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_v)^2} \left[\frac{A^2}{Hz} \right] \quad (I.53)$$

où I_{ph} est le photocourant moyen qui traverse le composant et qui dépend du gain statique $G(0)$. Si on utilise le concept de courant primaire I_{ph}^* défini dans l'équation (I.45), nous pouvons écrire $I_{ph}=I_{ph}^* \cdot G(0)$, et en remplaçant le gain statique par le gain dynamique, la densité spectrale unilatérale du courant de bruit de génération-recombinaison pour un photoconducteur s'écrit :

$$S_{i,gén}(f) = 4 \cdot q \cdot I_{ph}^* \cdot G^2(f) \left[\frac{A^2}{Hz} \right] \quad (I.54)$$

Notons que les principaux types de bruit dans le photoconducteur sont le bruit en $1/f$, le bruit de génération-recombinaison et le bruit thermique comme le montre la figure suivante [30] :

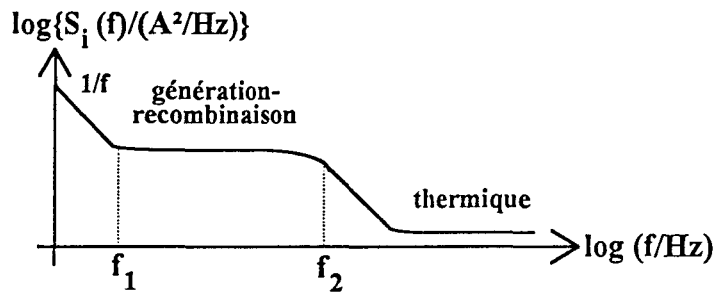


Figure I.18 Densité spectrale de bruit d'un photoconducteur

Les sources de bruit principales pour une photodiode PIN et une photodiode MSM sont le bruit thermique et le bruit de grenaille. Le bruit de grenaille est lié au passage des charges électriques à travers des obstacles (jonction P^+N , barrière métal-semiconducteur). Il s'agit d'un bruit blanc dont la densité spectrale est directement proportionnelle au courant qui traverse la barrière. L'expression de la densité spectrale unilatérale du courant de bruit de grenaille est donnée par :

$$S_{i,gre}(f) = 2 \cdot q \cdot \bar{I} \left[\frac{A^2}{Hz} \right] \quad (I.55)$$

où \bar{I} est le courant moyen qui traverse la barrière ou la jonction, il est composé du photocourant, du courant en obscurité et du courant généré par l'éclairage ambiant si l'on ne travaille pas dans l'obscurité.

Références bibliographiques

- [1] S. WEISSER, J.D. RALSTON, E.C. LARKINS, I. ESQUIVIAS, P.J. TASKER, J. FLEISSNER and J. ROSENZWEIG, "Efficient high-speed direct modulation p-doped $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{GaAs}$ multiquantum well lasers", *Electron. Lett.*, Vol. 28(23), pp. 2141-2143, (1992).
- [2] D.W. DOLFI and T.R. RANGANATH, "50 GHz velocity-matched, broad wavelength LiNbO_3 modulator with multimode active section", *Electron. Lett.*, Vol. 28(13), pp. 1197-1198, (1992).
- [3] R.G. WALKER, I. BENNION, "GaAs/AlGaAs travelling wave modulators for millimeter-wave frequencies", *European Conf. on Optical Comm.*, Paris, pp. 437-440, (1991).
- [4] Alwyn SEEDS, "Microwave applications of opto-electronics", *Proceedings of the International Symposium on Signals, Systems and Electronics*, Paris, pp. 174-181, (September 1992).
- [5] C.H. COX III, G.E. BEETS and L.M. JOHNSON, "An Analytic and Experimental Comparison of Direct and External Modulation in Analog Fiber-Optic Links", *IEEE Trans. MTT*, Vol. 38(5), pp. 501-509, (1990).
- [6] H. BLAUVELT, D.B. HUFF, G.J. STERN and I.L. NEWBERG, "Reduced Insertion Loss of X-Band RF Fiber-Optic Links", *IEEE Trans. MTT*, Vol. 38(5), pp. 662-664, (1990).
- [7] S. MARICOT, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Improvement of microwave signal optical transmission by passive matching of optoelectronic devices", *Microwave and Optical Technol. Lett.*, Vol. 4(13), pp. 591-595, (1991).
- [8] S. MARICOT, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, J.C. RENAUD, D. RONDI, P. HIRTZ, R. BLONDEAU, and B. de CREMOUX, "Monolithic integration of optoelectronic devices with reactive matching networks for microwave applications", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 4(11), pp. 1248-1250, (1992).

- [9] J. GOWAR, "Introduction to optical fibre communication", COMOPTEC, Lille, pp. 7-13, (November 1992).
- [10] TEKELEC AIRTRONIC, Catalogue Fibre Optique, (Octobre 1992).
- [11] A. VAPAILLE, R. CASTAGNE, Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs, Physique et technologie, Dunod, Paris, p. 134, (1987).
- [12] H. MATHIEU, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Masson, Paris, pp. 477-480, (1987).
- [13] S.M. SZE, Semiconductor Devices, Physics and Technology, John Wiley & Sons, New York, (1985).
- [14] H. ELKADI, "Modelisation de laser semiconducteurs et applications a la CAO de systèmes opto-microondes", Thèse de doctorat, Lille, (1993).
- [15] R.S. TUCKER and D.J. POPE, "Circuit modeling of the effect of diffusion on damping in narrow-stripe semiconductor laser", IEEE Journal of Quantum Electron., Vol. QE-19(7), pp.1179-1183, (1983).
- [16] H. ELKADI, J.P. VILCOT, S. MARICOT, D. DECOSTER, "Microwave circuit modeling for semiconductor lasers under large and small signal conditions", Microwave and Optical Technol. Lett., Vol. 3(11), pp. 378-382, (1990).
- [17] E. DOGHECHE, "Transmission optique d'un signal analogique hyperfréquence et digital bas debit", Thèse de doctorat, Lille, (1993).
- [18] K. PETERMANN, Laser diode modulation and noise, Chap. 7, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, (1988).
- [19] M.J. MONDRY, D.I. BABIC, J.E. BOWERS and L.A. COLDREN, "Refractive indexes of (Al,Ga,In)As epilayers on InP for optoelectronic applications", IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 4(6), pp. 627-629, (1992).
- [20] S. MARICOT, "Transmission d'un signal analogique par voie optique : Etude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences", Thèse de Doctorat, Lille, (1992).

- [21] K. LITVIN, J. BURN, D. WOODARD, W. SCHAFF, L.F. EASTMAN, "High speed optical detectors for monolithic millimeter wave integrated circuits", *IEEE MTT-S Digest*, pp. 1063-1066, (1993).
- [22] J.B.D. SOOLE and H. SCHUMACHER, "InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors for Long Wavelength Optical Communications", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 27(3), pp. 737-752, (1991).
- [23] S. ABOULHOUDA, "Contribution à l'étude de photodétecteurs rapides - application aux photorécepteurs résonants micro-ondes", Thèse de doctorat, Lille, (1990).
- [24] J.B.D. SOOLE and H. SCHUMACHER, "Transit-Time Limited Frequency Response of InGaAs MSM Photodetectors", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 37(11), pp. 2285-2291, (1990).
- [25] Y.C. LIM and R. A. MOORE, "Properties of Alternately Charged Coplanar Parallel Strips by Conformal Mappings", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-15(3), pp.173-180, (1968).
- [26] A. TEMMAR, "Photodiode Métal-Semiconducteur-Métal AlInAs/GaInAs pour transmission sur fibre optique", Thèse de doctorat, Paris VI, (1992).
- [27] S.M. SZE, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, pp. 745-746, (1981).
- [28] J.P. VILCOT, J.L. VATERKOWSKI, D. DECOSTER, M. CONSTANT, "Temperature effects on high-gain photoconductive detectors", *Electron. Lett.*, Vol. 20, pp. 86-88, (1984).
- [29] Monique et Francis BIQUARD, *Signaux Systèmes Linéaires et Bruit en Electronique*, Ellipses, Paris, pp. 453-454, (1992).
- [30] J. WILSON and J.F.B. HAWKES, *Optoélectronics, An introduction*, Prentice-Hall International, pp. 305-306, (1983).

Chapitre II

Chapitre II

Réalisation de photodétecteurs pour une liaison opto-hyperfréquence

L'objectif de cette partie est de décrire les techniques de réalisation de deux types de photodétecteurs simples qui possèdent des structures interdigitées identiques (cf. page 29, figure I.14). Il s'agit de photoconducteurs et de photodiodes MSM. Ces deux photodétecteurs ont été réalisés à partir de la même couche épitaxiée constituée des matériaux $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ adaptés en maille au substrat InP.

Toutes les étapes de la fabrication des photodétecteurs, à savoir la croissance des couches épitaxiées, la conception de masques, la réalisation technologique et le montage des composants sur un boîtier microonde ont été effectuées au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique et Microélectronique du Nord.

II.1 Choix du matériau

Dans la fenêtre spectrale 1,3-1,55 μm le ternaire $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ est largement utilisé comme matériau semiconducteur pour la fabrication de photodiodes PIN [1,2]. Toutefois, des photodiodes MSM réalisées à partir des ternaires AlInAs/GaInAs/InP ont également été proposées comme une alternative intéressante par rapport aux photodiodes PIN [3,4].

L'étude des performances de photoconducteurs en GaInAs en vue d'applications dans le domaine des télécommunications a également été effectuée. Toutefois, les résultats obtenus avec ces détecteurs en termes de bande passante et l'intérêt de leur utilisation dans le domaine des hyperfréquences est limité [5,6].

Pour la réalisation de nos photodétecteurs nous avons choisi l'alliage ternaire $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ pour les différentes raisons suivantes. Le matériau $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ présente un gap de 0,771 eV permettant la détection aux longueurs d'onde de 1,3 μm et 1,55 μm . En

outre, il possède une mobilité électronique élevée ($12500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Ces propriétés font du $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ un matériau bien adapté pour la photodétection dans les systèmes de communications par voie optique aux grandes longueurs d'onde. De plus, le paramètre de maille du $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ est le même que celui du substrat InP, ce qui permet une croissance épitaxiale de bonne qualité sur un substrat InP (absence de dislocations et de défauts électriques).

Il est cependant intéressant de préciser que la faible hauteur de la barrière métal-semiconducteur intrinsèque du matériau $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ (non dopé ou dopé n) ne permet pas la réalisation de bons contacts Schottky. Pour cette raison une fine couche d' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ est employée. L'intérêt de ce matériau est d'accroître la barrière métal-semiconducteur, qui passe de 0,2 eV (sur GaInAs) à 0,6-0,8 eV (sur AlInAs) [7].

La figure II.1 (a) montre l'évolution de la mobilité faible champ en fonction du dopage pour les matériaux $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ à la température de 293 K. Nous constatons l'intérêt d'utiliser des matériaux non intentionnellement dopés (10^{15} cm^{-3}) afin d'obtenir de meilleures performances dynamiques.

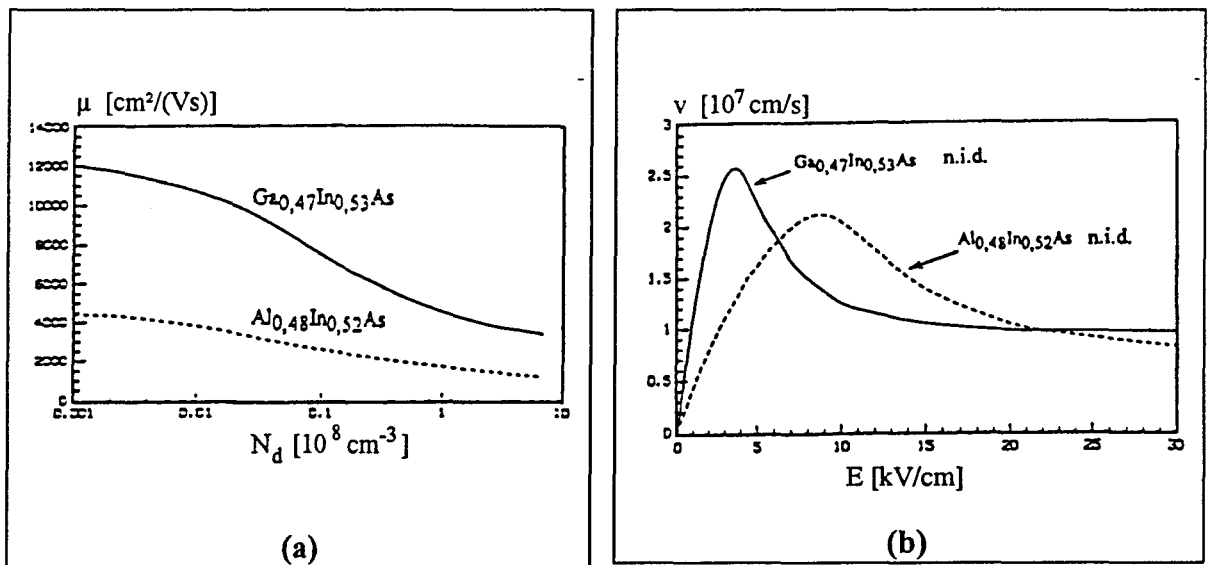


Figure II.1 (a) Mobilité électronique μ_n en fonction du dopage

(b) Vitesse de dérive en fonction du champ électrique [8]

Sur la figure II.1 (b) sont représentées les vitesses de dérive des électrons pour les matériaux ci-dessus énumérés en fonction du champ appliqué. On observe que la vitesse de saturation pour le matériau $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ est de 10^7 cm/s. Cette valeur élevée justifie le choix de cet alliage pour des applications dans le domaine des hyperfréquences.

II.2 Structure des couches

Une couche portant le n° 920901 a été spécialement réalisée par la technique de croissance d'épitaxie par jet moléculaire sur un substrat semi-isolant InP et constitue le matériau de base des composants. La figure II.2 montre la structure épitaxiale de la couche fabriquée.

$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	10 nm n.i.d.
$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$	50 nm n.i.d.
$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	2 μm n.i.d.
InP substrat	S.I.

Figure II.2 Structure de la couche

La couche de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ d'épaisseur $W=2 \mu\text{m}$ constitue la couche d'absorption du photodétecteur. Elle permet la photodétection jusqu'à une longueur d'onde de $\lambda_c=1,6 \mu\text{m}$ à température ambiante. L'épaisseur de $2 \mu\text{m}$ représente 2,33 fois la profondeur de pénétration du matériau à une longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$. Par conséquent l'absorption représentera 90 % du flux lumineux transmis.

La couche d' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ d'épaisseur 50 nm est une couche barrière nécessaire à l'obtention d'un bon contact Schottky, ce qui est essentiel pour la fabrication des photodiodes MSM. On obtient ainsi des densités de courant d'obscurité faibles (compatibles avec les exigences de la photodétection en régime des petits signaux) et la possibilité

d'appliquer des champs électriques suffisants pour une bonne collection des porteurs photocréés (compatible avec le fonctionnement du dispositif pour des applications microondes) [9].

Finalement, la couche superficielle de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ d'épaisseur 10 nm est une couche de protection qui évite toute dégradation de la couche d' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$. Cette dégradation est due à l'oxydation de l'aluminium pendant le temps qui s'écoule entre la fin de la croissance épitaxiale et le début de la réalisation technologique.

La figure II.3 montre le diagramme de bandes d'énergie de l'hétérojonction $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ dans le cas idéal où l'on peut négliger les effets liés à la présence d'états d'interface (modèle d'Anderson [10]).

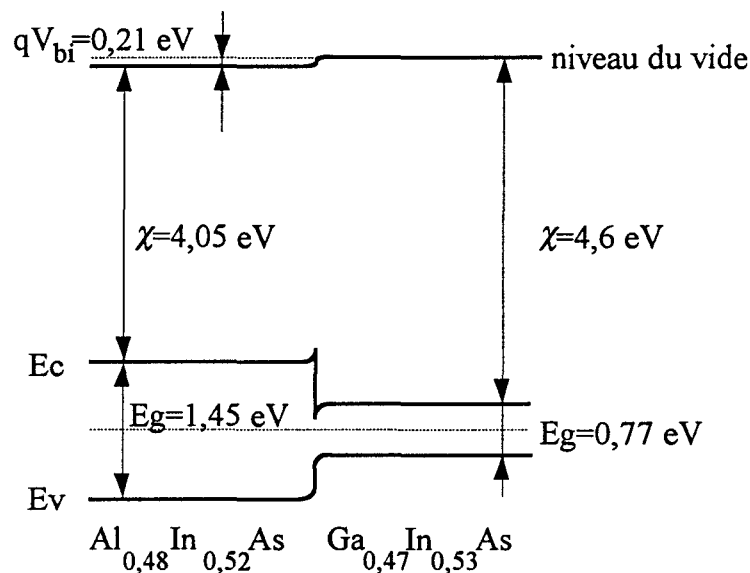


Figure II.3 Schéma du diagramme de bandes de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs

La différence d'affinité électronique entre ces deux matériaux provoque une discontinuité des bandes de conduction et de valence à l'interface qui peut causer le piégeage de porteurs et détériorer les performances du dispositif [11].

Nous avons opté pour une interface abrupte entre les matériaux $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ au lieu d'une hétérojonction avec une couche intermédiaire graduelle de la forme $(\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As})_{1-z}(\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As})_z$ comme proposé par ailleurs [3,12].

II.3 Choix de la géométrie

La structure interdigitée a été adoptée de façon à augmenter la surface photosensible du détecteur et à faciliter le couplage fibre-détecteur. Elle est composée de motifs périodiques qui se répètent tout au long d'une surface totale du détecteur S_d égale à $70 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$, la largeur des électrodes L_a étant de $65 \mu\text{m}$.

Dans le cas de photodiodes MSM on admet que la réponse dynamique dépend des deux paramètres suivants :

- le temps de transit des porteurs photocréés
- la capacité de la structure interdigitée.

La figure II.4 montre l'évolution de la capacité d'une photodiode MSM calculée à partir de l'équation I.35 pour une surface totale de la structure interdigitée de $70 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$.

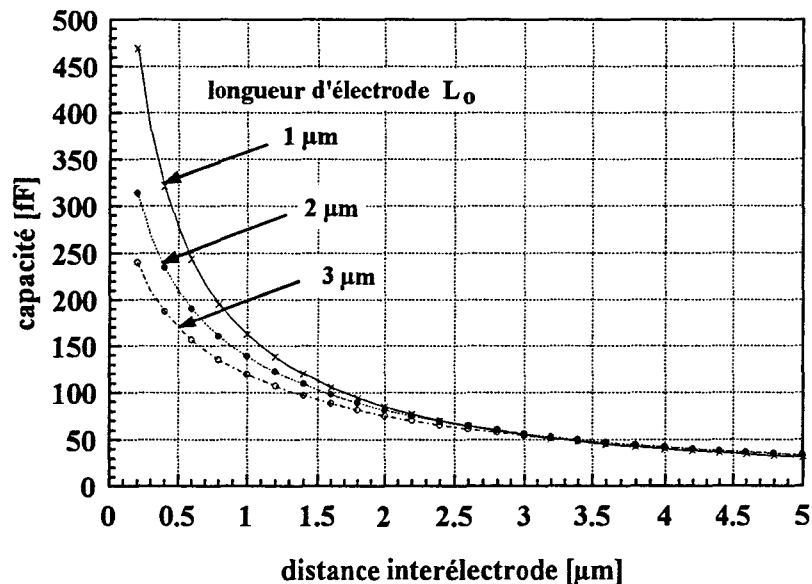


Figure II.4 Capacité d'une photodiode MSM en fonction de la distance interélectrodes pour une surface totale de $70 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$

Afin de minimiser le temps de transit un compromis doit être trouvé entre la distance interélectrodes et la capacité de la structure. En outre, le rendement quantique externe du photodétecteur (MSM ou photoconducteur) dépend aussi des paramètres géométriques,

c'est-à-dire de la longueur des électrodes, de la distance interélectrodes et de l'épaisseur de la couche d'absorption.

Pour ces raisons quatre configurations géométriques différentes ont été retenues. Leurs caractéristiques sont rassemblées dans le tableau II.1 en fonction de la longueur des électrodes et de la distance entre celles-ci.

dénomination	<u>1x5</u>	<u>2x5</u>	<u>1x2,5</u>	<u>2x2,5</u>
longueur d'électrode L_0	1 μm	2 μm	1 μm	2 μm
distance interélectrodes D	5 μm	5 μm	2,5 μm	2,5 μm
nombre de doigts	12	10	20	16
surface photosensible S_{ph}	4120 μm^2	3600 μm^2	3600 μm^2	2820 μm^2
surface totale de la structure interdigitée S_d	4900 μm^2	4900 μm^2	4900 μm^2	4900 μm^2
surface métallisée S_{contact}	7780 μm^2	8300 μm^2	8300 μm^2	9080 μm^2
S_{ph}/S_d	0,84	0,73	0,73	0,58
$D/(D+L_0)$	0,83	0,71	0,71	0,56

Tableau II.1 Différentes dimensions de la structure interdigitée

Notons qu'il existe une différence entre les termes S_{ph}/S_d et $D/(D+L_0)$ ce qui est du au fait que la largeur des électrodes L_a n'est pas strictement égale à la racine carrée de la surface du photodétecteur S_d .

Pour la suite nous prendrons le dernier terme ($D/(D+L_0)$) pour interpréter les résultats de la caractérisation statique en termes de coefficient de réponse.

II.4 Masques utilisés

La réalisation des photodétecteurs a nécessité trois niveaux différents de masquage. Ce choix suit la volonté de simplifier le nombre d'étapes technologiques pour obtenir un composant qui présente le meilleur compromis coût/performance.

Pour la même raison, nous avons abandonné certaines étapes comme la passivation avant le dépôt de plots d'épaissement et le dépôt d'une couche antiréfléchissante, ce qui aurait doublé le nombre de masques à utiliser.

Afin d'obtenir une surface photosensible de taille maximale (optimiser le facteur géométrique $D/(D+L_0)$) et de minimiser le temps de transit qui dépend de la distance interélectrodes nous avons choisi de donner à cette dernière des dimensions de l'ordre du micromètre.

La première étape de la réalisation technologique consiste à déposer les contacts ohmiques ou Schottky. Etant données les faibles longueurs des électrodes des structures interdigitées nous avons choisi d'effectuer cette opération par masquage électronique. La figure II.5 représente le premier masque utilisé sur lequel apparaissent, outre les structures interdigitées, des échelles de résistances de différentes dimensions. Ces dernières ont servi à caractériser les contacts ohmiques.

Les opérations suivantes ont été faites par photolithographie optique classique. Le deuxième masque correspond à la réalisation du mesa afin d'isoler électriquement les composants les uns par rapport aux autres. De cette façon nous pouvons faire fonctionner deux photodétecteurs montés sur un seul boîtier en même temps. La figure II.6 montre ce masque.

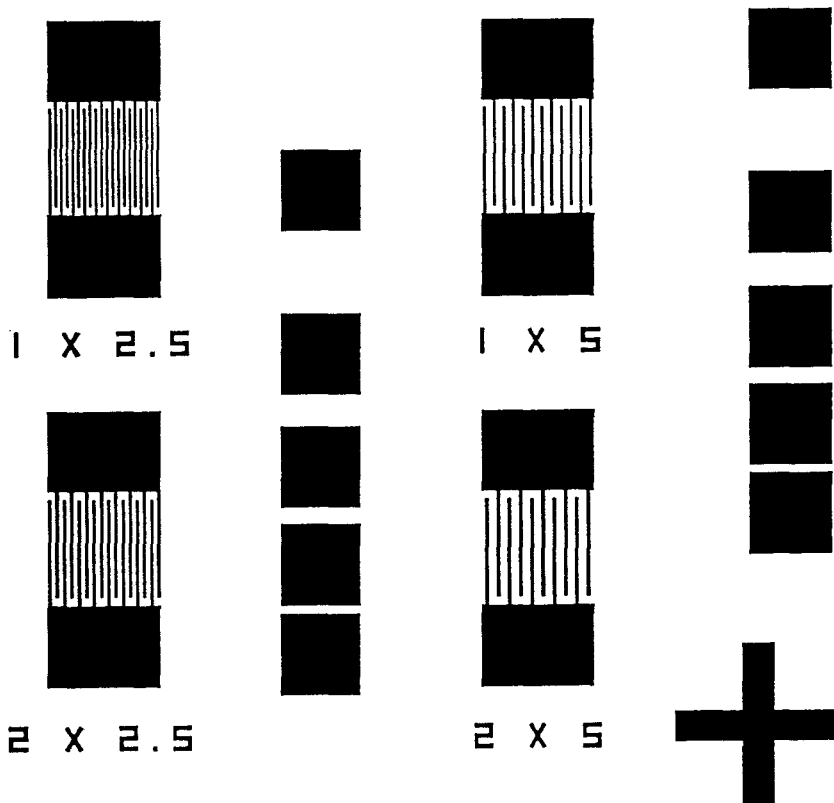


Figure II.5 Masque électronique de la réalisation des photodétecteurs



Figure II.6 Masque du mesa d'isolement électrique



Le troisième et dernier niveau de masquage est celui des plots d'épaissement qui permettent de réaliser la connexion électrique entre le photodétecteur et le boîtier microonde (figure II.7). Les plots d'épaissement ont des dimensions de $60\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$ pour les photodétecteurs et de $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$ pour les échelles de résistances.

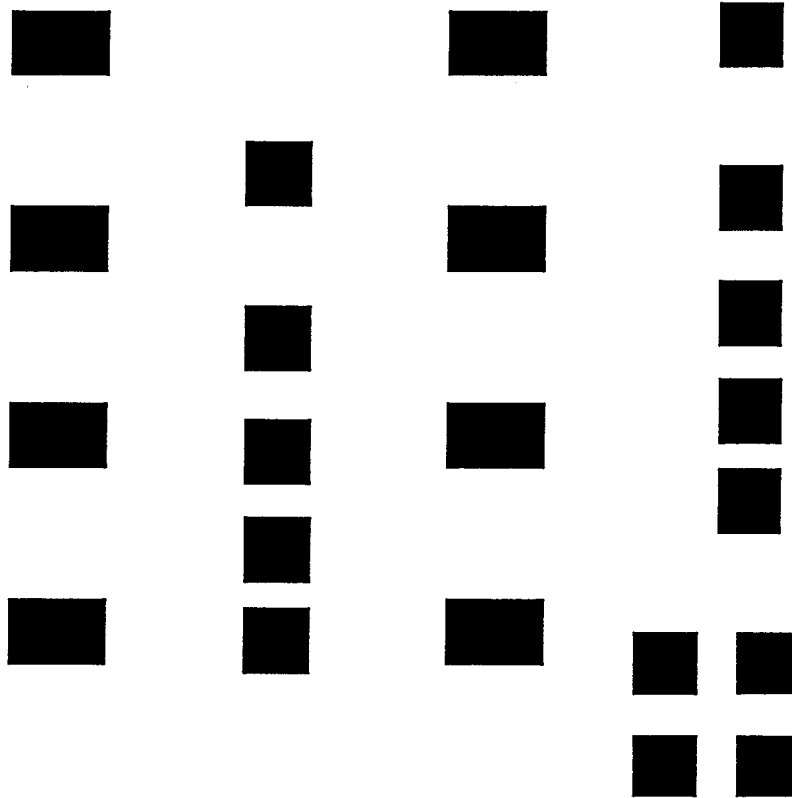


Figure II.7 Masque des plots d'épaissement

II.5 Réalisation technologique

Hormis la réalisation des contacts métalliques, les opérations technologiques nécessaires pour la fabrication des photoconducteurs et des photodiodes MSM sont assez semblables.

II.5.1 Réalisation des photoconducteurs

Les différentes étapes technologiques de la réalisation du photoconducteur $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ se trouvent dans le cahier de charges de la réalisation n° 600 que l'on peut résumer de la façon suivante :

⇒ Métallisation des contacts ohmiques :

- nettoyage de la plaquette,
- masquage électronique (fig. II.5),
- dépôt par évaporation sous vide des contacts ohmiques constitués de Ni(20Å)/AuGe(1500Å)/Ni(505Å),
- décollage (lift-off),
- recuit à 400°C pendant 40 s sous atmosphère réductrice (H₂ + N₂).

⇒ Mesa d'isolement électrique :

- masquage du mesa (fig. II.6),
- attaque chimique dans la solution non-sélective H₃PO₄:H₂O₂:H₂O (1:2:8) profondeur d'attaque 2,5 μm,
- nettoyage.

⇒ Métallisation des plots d'épaississement :

- masquage optique (fig. II.7),
- dépôt de plots d'épaississement Ti(1000Å)/Au(4000Å),
- décollage,
- recuit à 300°C pendant 20 min. sous atmosphère d'azote hydrogéné.

⇒ Test sous pointes :

- mesure du courant en fonction de la tension de polarisation I(V) de chaque élément (figure II.8 par exemple).

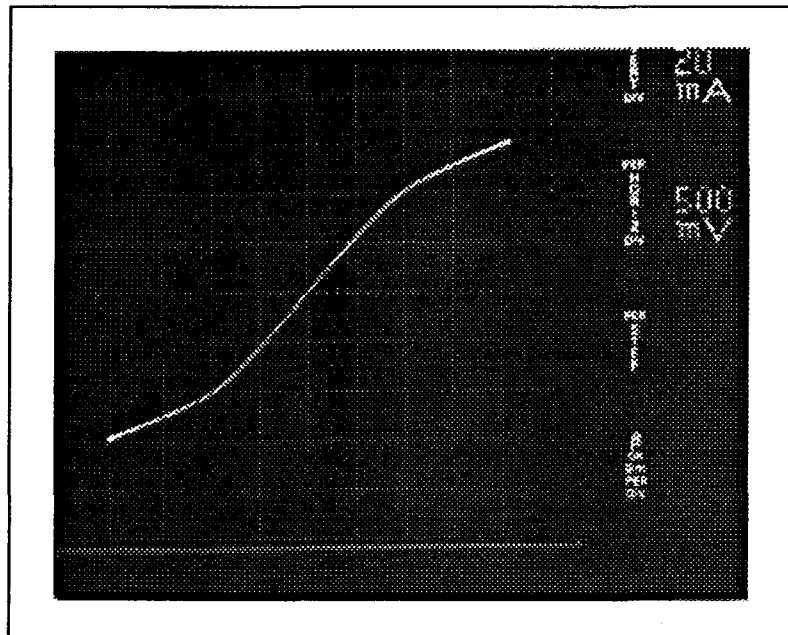


Figure II.8 Caractéristique I(V) pour le photoconducteur 2x2,5

La figure II.9 montre schématiquement la coupe transversale d'un photoconducteur.

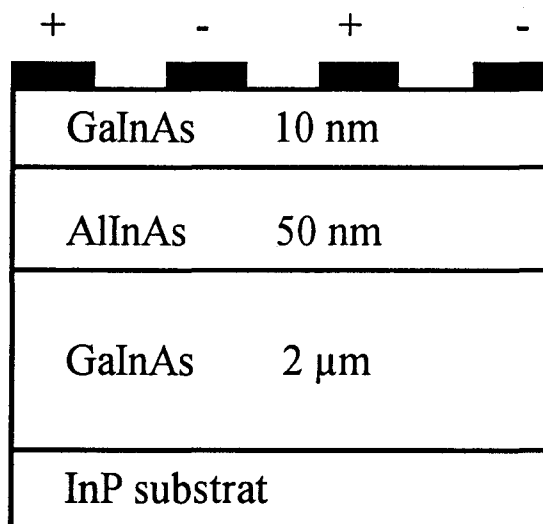


Figure I.9 Schéma de la coupe transversale d'un photoconducteur

La figure II.10 montre la photographie de l'ensemble des quatre photoconducteurs réalisés ainsi que les échelles de résistances et un motif d'alignement (la croix).

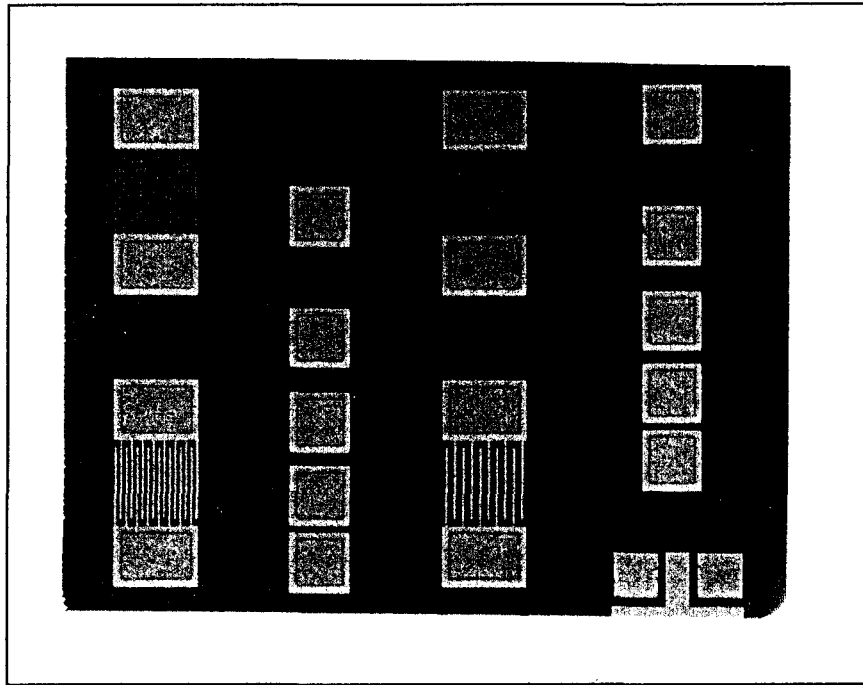


Figure II.10 Photoconducteurs GaInAs/AlInAs/GaInAs/InP
Photographie de l'ensemble de quatre photoconducteurs

II.5.2 Réalisation des photodiodes métal-semiconducteur-métal (MSM)

La réalisation des photodiodes MSM $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ se différencie de celle des photoconducteurs seulement par la première étape. Celle-ci consiste à enlever la couche protectrice de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ pour pouvoir déposer les contacts Schottky sur la couche d' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$.

Cette réalisation référencée sous le n° 601 présente les étapes suivantes :

- ⇒ Décapage de la couche protectrice de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$:
 - nettoyage de la plaquette,
 - attaque chimique non-sélective dans la solution $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (3:1:100) d'environ 200 Å (vitesse d'attaque 8 Å/s).

- ⇒ Métallisation des contacts Schottky :
 - nettoyage de la plaquette,
 - masquage électronique (fig. II.5),

- dépôt par évaporation sous vide des contacts Schottky composés de Ti(500Å)/Pt(250Å)/Au(300Å),
- décollage,
- recuit à 300°C pendant 20 min. sous atmosphère d'azote hydrogéné.

⇒ Mesa d'isolement électrique :

- masquage du mesa (fig. II.6),
- attaque chimique non-sélective dans la solution $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O$ (1:2:8) de 2,5 μm ,
- nettoyage.

⇒ Métallisation de plots d'épaissement :

- masquage optique (fig. II.7),
- dépôt de plots d'épaissement Ti(1000Å)/Au(4000Å),
- décollage,
- recuit à 300°C pendant 20 min. sous atmosphère d'azote hydrogéné.

⇒ Test sous pointes :

- mesure du courant en fonction de la tension de polarisation (fig. II.11).

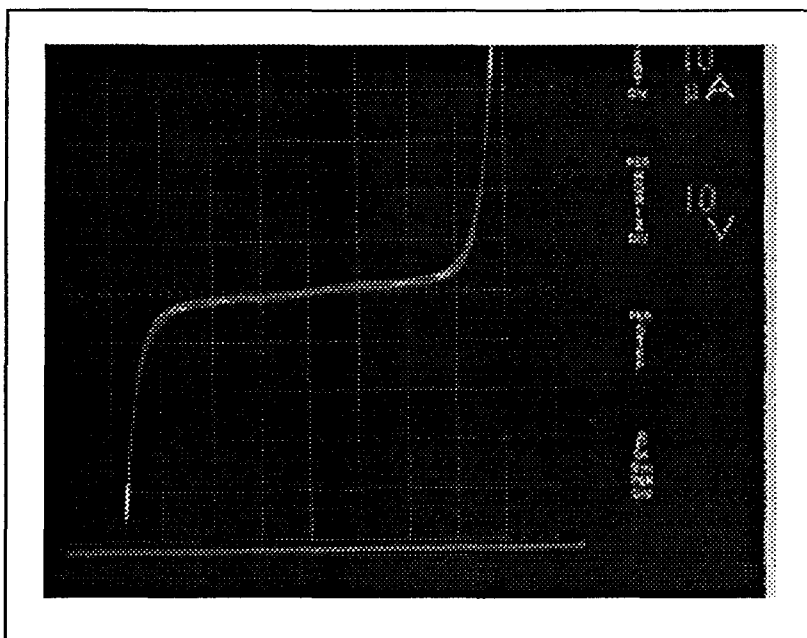


Figure II.11 Caractéristique I(V) de la photodiode MSM 1x2,5

La figure II.12 montre schématiquement la structure d'une photodiode MSM.

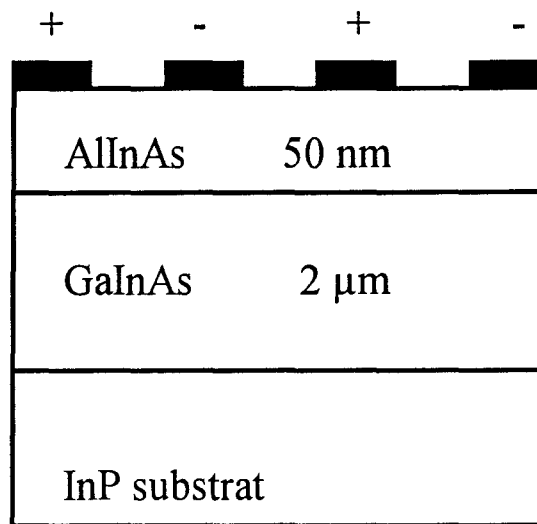
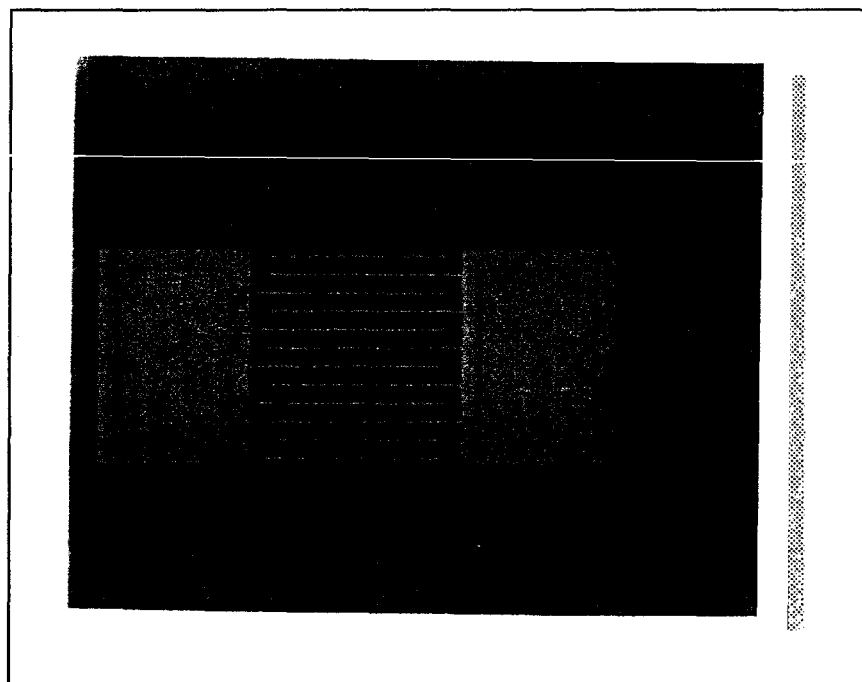


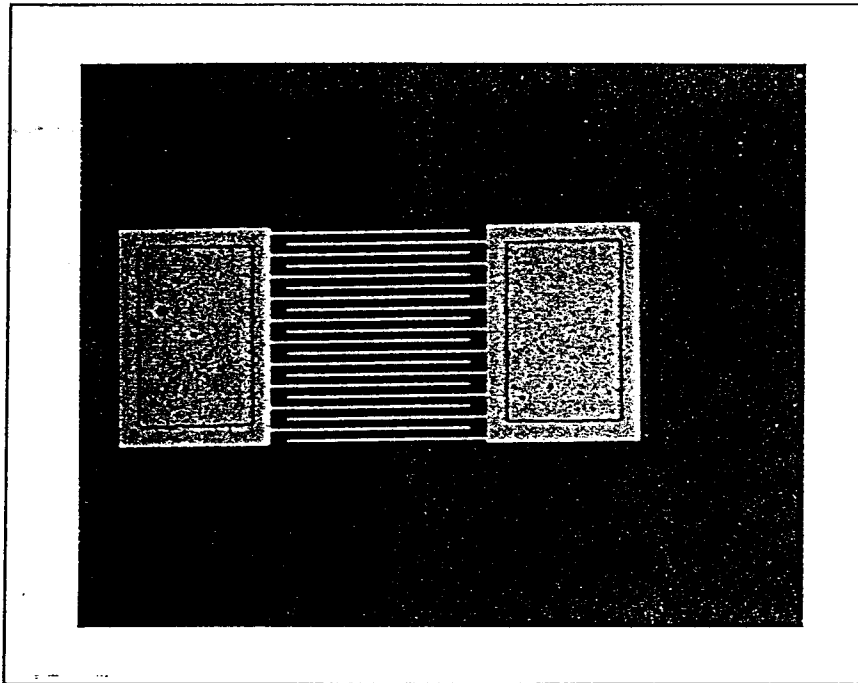
Figure II.12 Schéma d'une photodiode MSM

Les photographies des quatre photodiodes MSM sont représentées sur les figures II.13 (a),(b),(c) et (d).

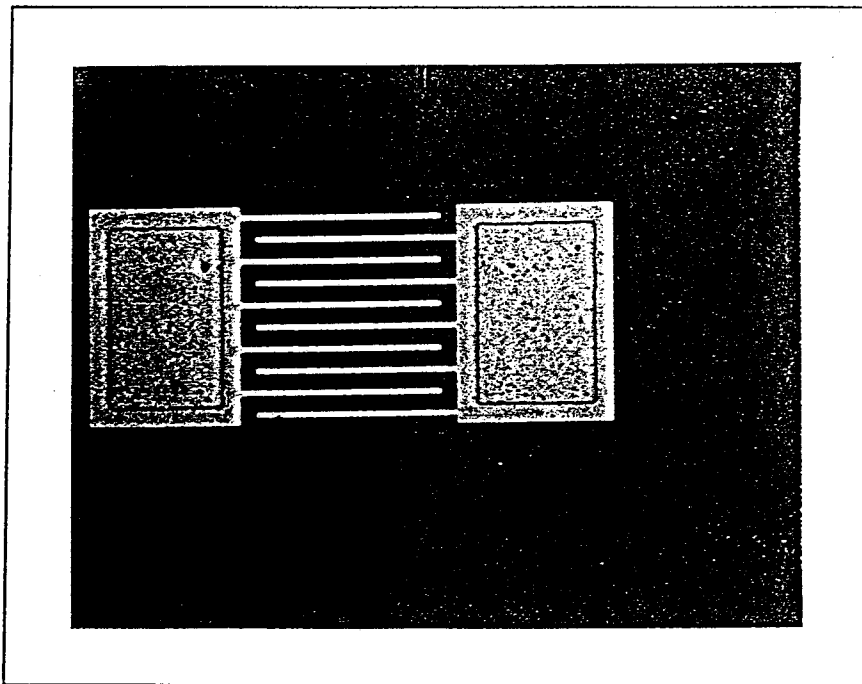


(a) Photodiode MSM 1x5

Figure II.13 Photographies des photodiodes MSM AlInAs/GaInAs/InP



(b) Photodiode MSM 1x2,5



(c) Photodiode MSM 2x5

Figure II.13 Photographies des photodiodes MSM AlInAs/GaInAs/InP

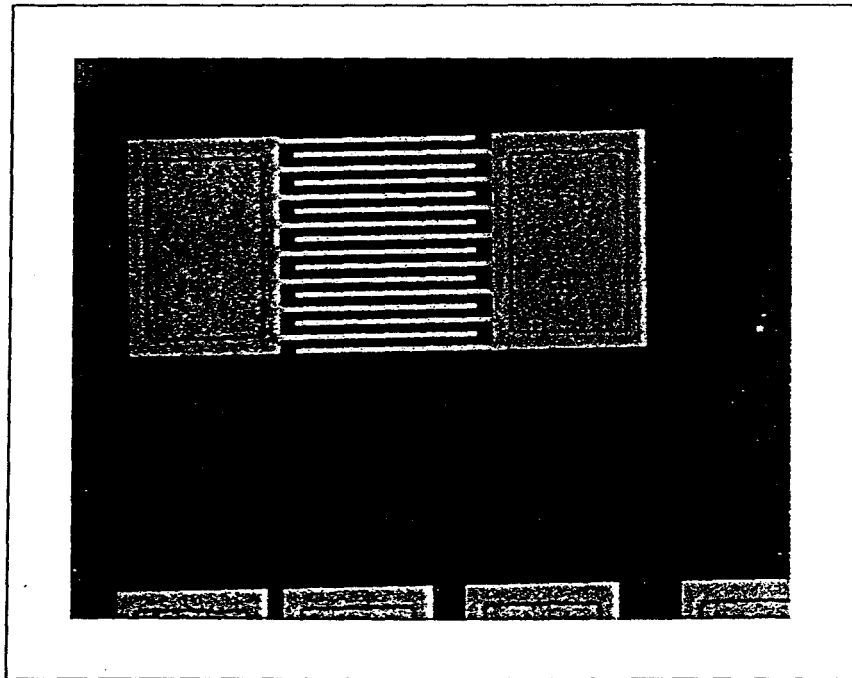


Figure II.13 (d) Photodiode MSM 2x2,5

II.5.3 Montage des composants

Après la réalisation technologique, nous avons procédé à la découpe, au tri sous pointes et au montage des composants dans des boîtiers BMH 60, en câblant deux photodétecteurs par boîtier. Les soudures réalisées avec un fil d'or entre le boîtier et les contacts ohmiques des photoconducteurs ou les contacts Schottky des photodiodes MSM ont été faites par thermocompression.

L'influence du boîtier BMH 60 a été évaluée en mesurant avec un analyseur de réseau scalaire les pertes de transmission entre deux lignes de 50Ω préalablement soudées par un fil d'or. La figure II.14 montre le résultat de cette mesure. Sachant que deux composants sont montés dans chaque boîtier, les pertes de transmission entre la masse et une des lignes peuvent être estimées en première approximation à 50 % des valeurs précédemment mesurées pour les deux lignes ainsi, suivant cette condition, la bande passante à -3 dB du montage peut être estimée à 20 GHz.

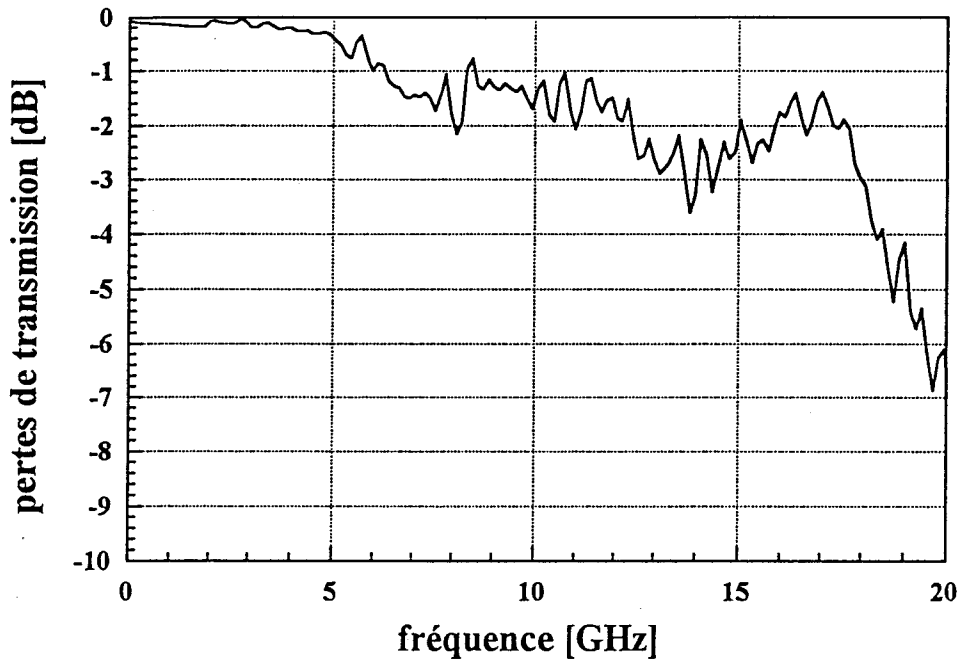


Figure II.14 Pertes de transmission du boîtier BMH 60

Références bibliographiques

- [1] CHU-LIANG CHENG, R.P.H. CHANG, B. TELL, S.M. ZIMA PARKER, Y. OTA, G.P. VELLA-COLEIRO, R.C. MILLER, J.L. ZILKO, B.L. KASPER, K.F. BROWN-GOEBELER, and V.D. MATTERA Jr, "Monolithically integrated receiver front end: $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ p-i-n amplifier", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 35(9), pp. 1439-1443, (1988).
- [2] A.S. DARYOUSH, E. ACKERMAN, R. SAEDI, R. KUNATH and K. SHALHKAUSER, "Higher-Speed Fiber Optic Links for Distribution of Satellite Traffic", IEEE Trans. MTT, Vol. 38(5), pp. 510-517, (1990).
- [3] O. WADA, H. NOBUHARA, H. HAMAGUCHI, T. MIKAWA, A. TACKEUCHI, and T. FUJII, "Very high speed GaInAs metal-semiconductor-metal photodiode incorporating an AlInAs/GaInAs graded superlattice", Appl. Phys. Lett., Vol. 54(1), pp. 16-17, (1989).
- [4] G.-K. CHANG, W.-P. HONG, J.L. GIMLETT, R. BHAT, C.K. NGUYEN, "High-performance monolithic dual-MSM photodetector for long-wavelength coherent receivers", Electron. Lett., Vol. 25(18), pp. 1021-1023, (1989).

- [5] C.Y. CHEN, Y.M. PANG, K. ALAVI, A.Y. CHO and P.A. GARBINSKI, "Interdigitated $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ photoconductive detectors", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 44(1), pp. 99-101, (1984).
- [6] C.Y. CHEN, B.L. KASPER, H.M. COX, "High-sensitivity $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ photoconductive detectors prepared by vapor phase epitaxy", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 44(12), pp. 1142-1144, (1984).
- [7] J.B.D. SOOLE, H. SCHUMACHER, H.P. LEBLANC, R. BHAT, and M.A. KOZA, "High-speed performance of OMCVD grown $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ MSM photodetectors at 1.5 μm and 1.3 μm wavelengths", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, Vol. 1(8), pp. 250-252, (1989).
- [8] Philippe BOUREL, "Simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonction $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}/\text{InP}$ adaptés en maille sur InP ", pp. II.8-11, Thèse de doctorat, Lille, (1991).
- [9] J.P. GOUY, E. PEREDO, X. WALLART, S. MEZZOUR, A. JAFFRAN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Photodétecteurs métal-semiconducteur-métal sur substrat InP pour applications microondes", 12ème Colloque Optique Hertzienne et Diélectriques, Paris, (Septembre 1993).
- [10] A.G. MILNES and D.L. FEUCHT, *Heterojunctions and metal semiconductor junctions*, Academic Press, (1972).
- [11] D.H. LEE, S.S. LI, N.J. SAUER, T.Y. CHANG, "High quality $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ Schottky diode formed by graded superlattice on $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ ", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 54(19), p. 1863, (1989).
- [12] A. TEMMAR, "Photodiode Métal-Semiconducteur-Métal $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ pour transmission sur fibre optique", Thèse de doctorat, Paris VI, (1992).

Chapitre III

Chapitre III

Caractérisation des différents composants de la liaison

III.1 Présentation de l'émetteur

L'émetteur utilisé pour la liaison opto-hyperfréquence est une diode laser de type Fabry-Pérot commercialisée par la société STC Defence Systems. Cette diode laser émet à la longueur d'onde 1,3 μm . Elle est associée à un dissipateur de chaleur en diamant lui-même attaché à un boîtier conçu pour un montage dans un circuit hybride. Une ligne microruban de 50 Ω relie le boîtier à un connecteur SMA.

III.2 Caractérisation de l'émetteur

III.2.1 Caractérisation statique

Nous avons relevé la réponse statique de la diode laser à l'aide d'un photomètre en mesurant la puissance optique émise en fonction du courant injecté. La figure III.1 montre les résultats de cette mesure.

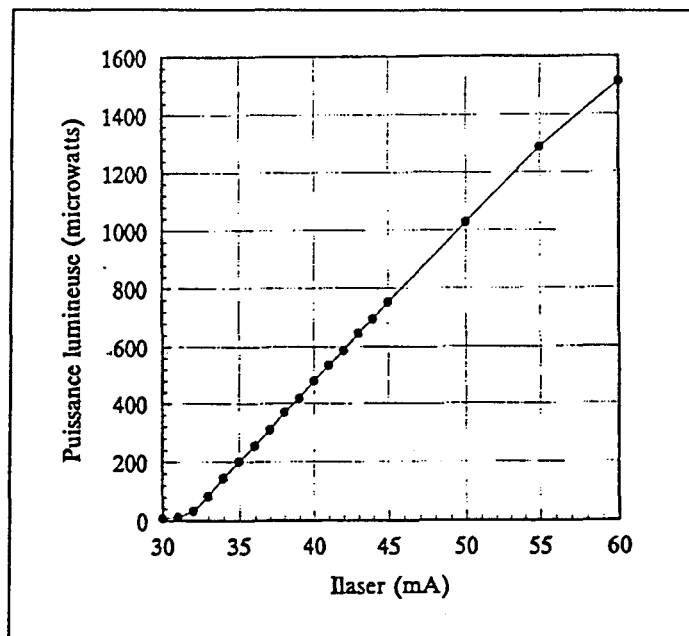


Figure III.1 Caractéristique statique de la diode laser

Le courant de seuil I_{th} est de 30 mA. La réponse statique est linéaire jusqu'à 50 mA. A partir de cette valeur la région de saturation commence. Afin d'éviter toute détérioration de la diode laser nous n'avons pas dépassé un courant injecté de 60 mA ($2 \cdot I_{th}$). L'efficacité de la diode laser est de 0,054 W/A.

III.2.2 Caractérisation dynamique

Pour mesurer la réponse dynamique du laser nous avons utilisé un banc de caractérisation en espace libre (annexe n°1). Un générateur microonde sert à moduler directement le courant injecté dans la diode laser. Une photodiode PIN₈₀ GaInAs/InP, fabriquée au Laboratoire d'Electronique Philips, de diamètre 80 μ m et ayant une fréquence de coupure de 6,5 GHz et un rendement quantique de 0,9 A/W constitue le photorécepteur. A l'aide d'un analyseur de réseau scalaire nous avons mesuré la puissance microonde en sortie pour une puissance d'entrée de -10 dBm, dans une gamme de fréquences comprises entre 100 MHz et 4 GHz.

La figure III.2 montre la réponse dynamique de la diode laser. En accord avec la théorie la résonance se déplace vers les fréquences élevées lorsqu'on augmente le courant injecté. Pour des courants supérieurs à 35 mA la fréquence de coupure à -3 dB est supérieure à 2.5 GHz. Sachant que notre étude se fait dans la bande de fréquences 1 GHz - 2 GHz, les performances hyperfréquences en terme de bande passante satisfont pleinement le cahier des charges fixé.

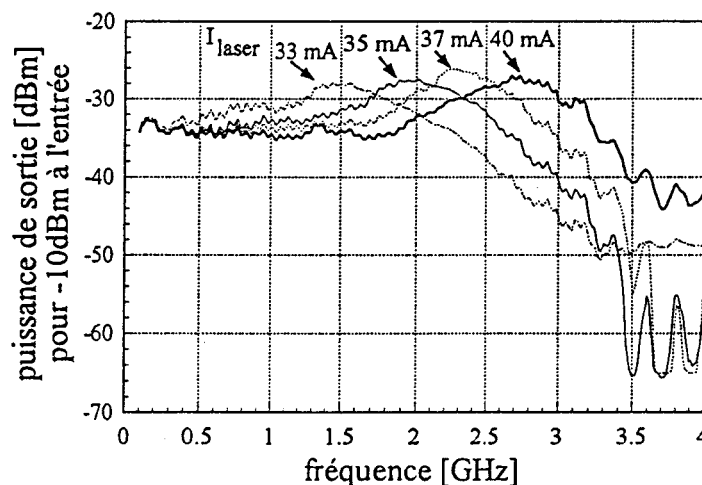


Figure III.2 Réponse dynamique de la diode laser

Les figures III.3 (a) et III.3 (b) représentent respectivement les mesures des fréquences de résonance et des valeurs crête de la puissance microonde correspondante en fonction du courant injecté. A partir des résultats précédents nous avons choisi deux valeurs de courant, 35 mA et 40 mA. La première valeur permet d'obtenir la résonance dans la bande 1 GHz - 2 GHz et la seconde permet de s'affranchir de celle-ci dans la même gamme de fréquences. La valeur crête de la puissance microonde correspondante est de -27 dBm, ce qui donne un bilan de transfert de puissance d'environ -17 dB à la résonance. En dehors de la résonance le bilan de transfert de puissance est de -25 dB dans la région plate de la réponse fréquentielle.

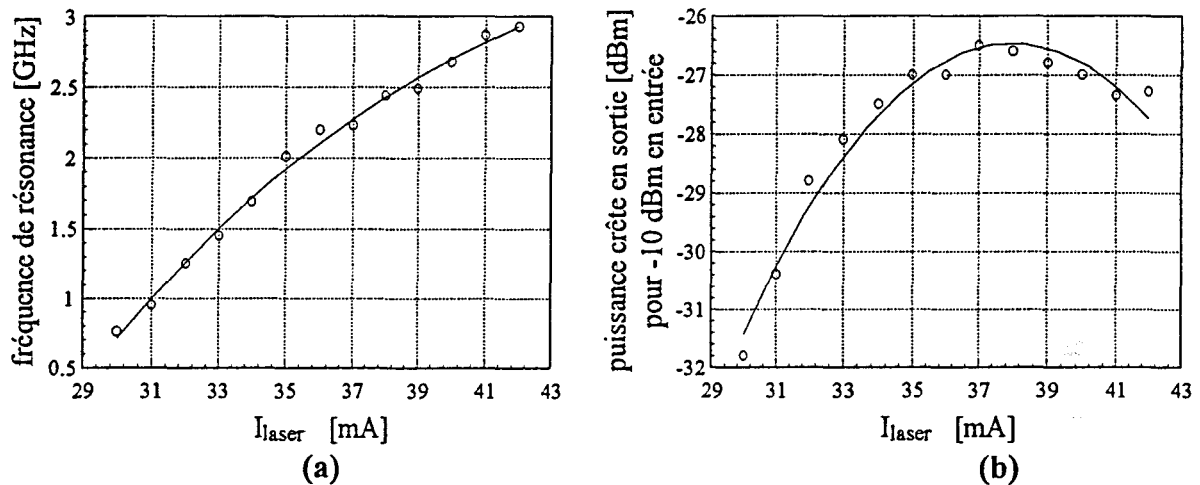


Figure III.3 Evolution en fonction du courant injecté

a) de la fréquence de résonance

b) de la puissance crête correspondante

III.2.3 Bruit du laser

Nous avons relevé, à l'aide d'un analyseur de spectre et de la photodiode du montage de la réponse dynamique, le niveau de bruit de la diode laser dans la bande 700 MHz - 2,7 GHz pour différentes valeurs de courant injecté I_{laser} (fig. III.4 a). La figure III.4 (b) montre le photocourant mesuré et la puissance lumineuse correspondante en fonction de I_{laser} .

Nous pouvons négliger le bruit de la photodiode lequel est égal à $2 \cdot q \cdot I \cdot B \cdot R$ ($B=1$ MHz, $R=50 \Omega$), et correspond à des valeurs de -115 dBm, -113 dBm et -111 dBm pour un courant injecté au laser de 33 mA, 35 mA et 40 mA respectivement. En outre, le

niveau de bruit de l'appareil de mesure se situe à -99 dBm pour la bande 0 - 1,7 GHz et à -94 dBm pour la bande 1,7 GHz - 5,7 GHz.

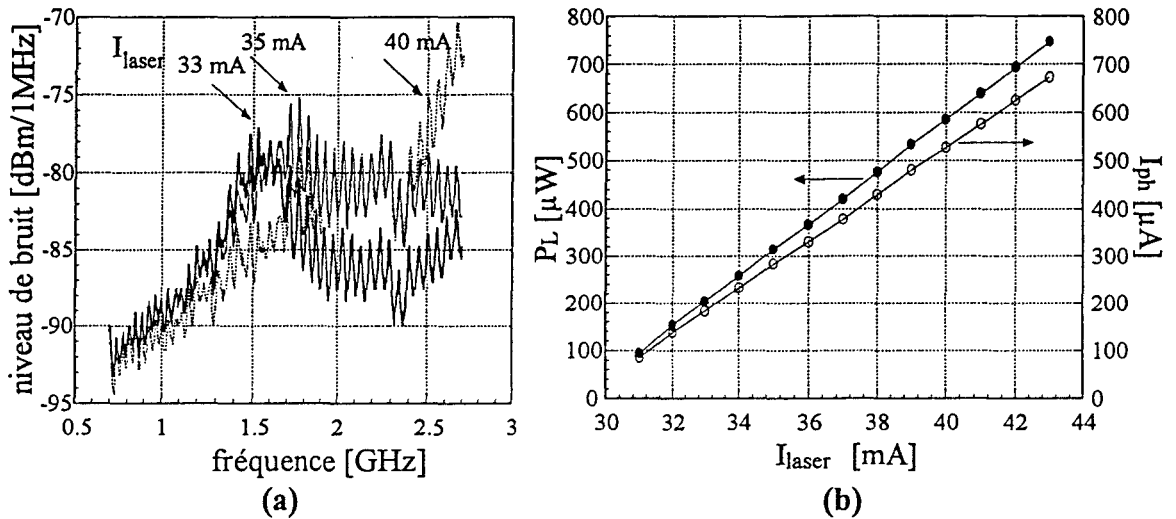


Figure III.4 a) Niveau de bruit de la diode laser en fonction de la fréquence b) Réponse statique de la diode laser avec la photodiode PIN₈₀

Nous avons tracé ensuite le niveau de bruit de la diode laser en fonction du courant injecté pour 1 GHz, 1,5 GHz et 2 GHz. Les résultats sont reportés sur la figure III.5. Dans l'intervalle de courant injecté compris entre 35 mA et 40 mA on observe que le niveau de bruit à 1 GHz est le moins élevé (environ -90 dBm), augmente à 1,5 GHz (≈-85 dBm) pour être finalement le plus élevé à une fréquence de 2 GHz (environ -80 dBm). Par ailleurs, nous constatons qu'en augmentant le courant à une fréquence donnée le niveau de bruit passe par un maximum puis il diminue, ce qui correspond également au déplacement de la résonance du laser vers les fréquences plus élevées lorsque le courant injecté augmente.

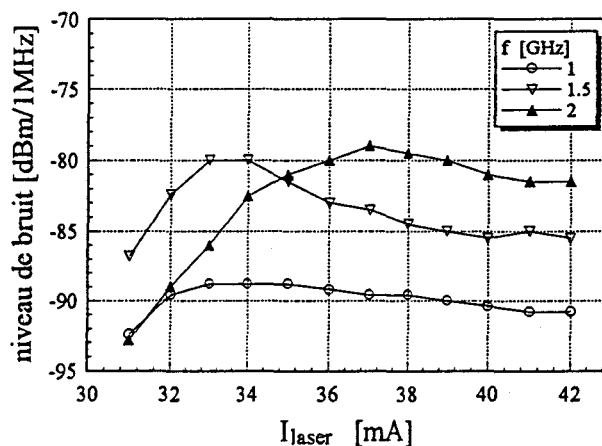
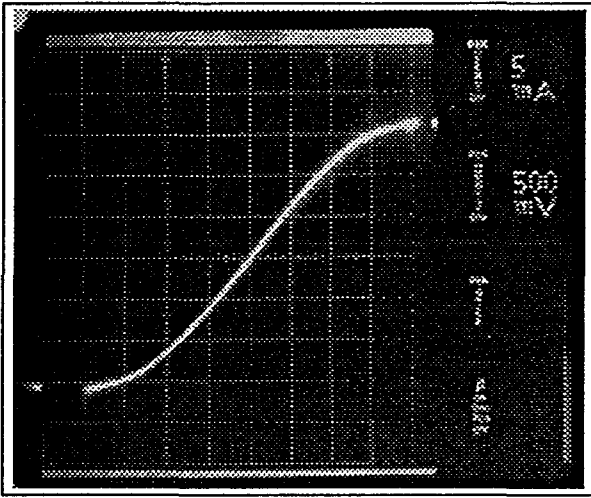
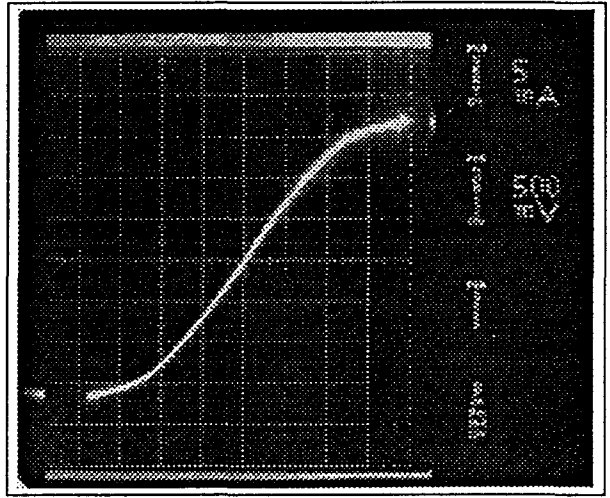


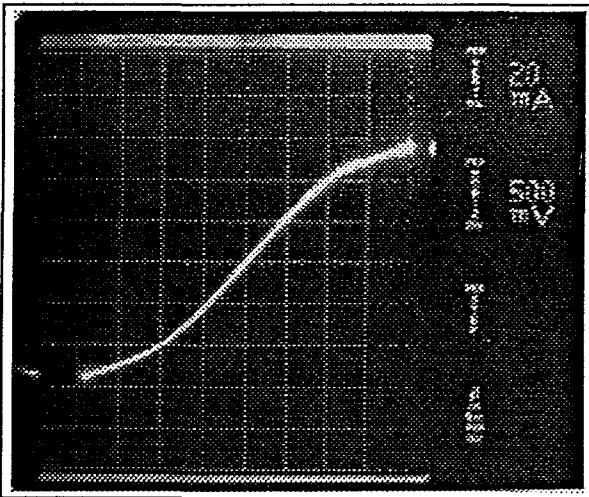
Figure III.5 Niveau de bruit de la diode laser en fonction du courant injecté



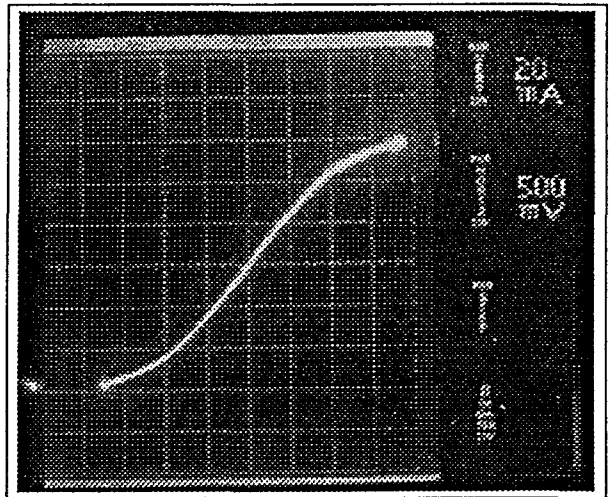
(a) PC 1x5



(b) PC 2x5



(c) PC 1x2,5



(d) PC 2x2,5

Figure III.6 Caractéristiques $I_0(V_{po1})$ en obscurité des photoconducteurs



III.3 Caractérisation des photodétecteurs

La caractérisation des photodétecteurs que nous avons réalisés a été effectuée en deux étapes. D'abord nous avons procédé à la mesure de leurs performances statiques en s'intéressant au courant d'obscurité, au photocourant et au coefficient de réponse statique à partir desquels nous avons calculé le rendement quantique des photodiodes MSM et le gain statique des photoconducteurs. Nous avons ensuite mesuré leurs réponses dynamiques pour déterminer leurs fréquences de coupure. La comparaison avec la photodiode PIN₈₀ nous permettra d'évaluer les résultats obtenus et de positionner les photodétecteurs réalisés par rapport à une photodiode PIN de référence.

III.3.1 Caractérisation statique

La caractérisation statique des composants réalisés a été effectuée en obscurité puis sous éclairage en relevant leurs réponses en fonction de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse incidente.

III.3.1.1 En obscurité

Mesure du courant d'obscurité des photoconducteurs

Les figures III.6 (a),(b),(c),(d) montrent l'évolution du courant d'obscurité I_0 en fonction de la tension de polarisation V_{pol} pour les quatre photoconducteurs réalisés. Nous observons une région linéaire comprise entre -0,5 V et +0,5 V puis le courant d'obscurité sature lentement jusqu'à la tension de claquage. Ces dernières sont de l'ordre de 3 V - 3,5 V pour les photoconducteurs avec une distance interélectrode de 2,5 μm et de 3,5 V - 4 V pour ceux de 5 μm . Le claquage est produit par échauffement du matériau dû à une densité de courant élevée.

L'ensemble des résultats a été rassemblé sur la figure III.7. Les photoconducteurs de longueur d'électrode égale à 2 μm présentent un courant d'obscurité supérieur à ceux dont la longueur d'électrode est de 1 μm . Ceci est dû à la différence de surface métallisée entre ces composants (voir tableau II.1). Néanmoins cette différence est faible. Compte tenu des erreurs de mesure, nous pouvons affirmer que les courbes sont symétriques par rapport à l'origine.

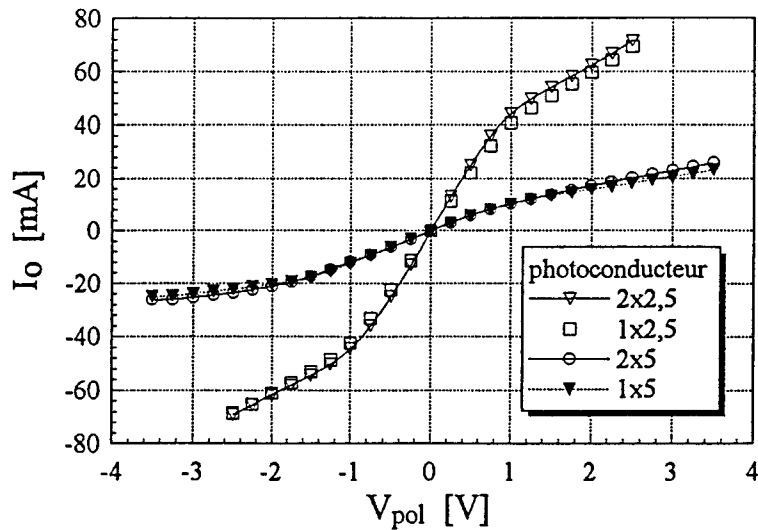


Figure III.7 Caractéristiques $I_0(V_{pol})$ des photoconducteurs

Le tableau suivant résume les principales données de la caractérisation en obscurité des photoconducteurs :

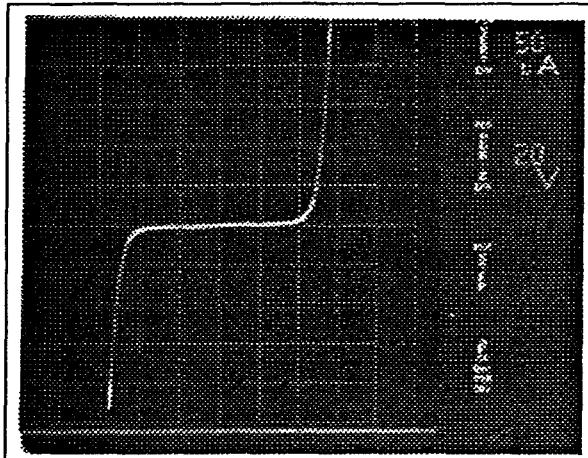
	PC 1x5	PC 2x5	PC 1x2,5	PC 2x2,5
V_{max} [V]	3,5	3,5	3	3
R_0 [Ω] à $V_{pol}=0,5$ V	80	80	22	20
I_0 [mA] à $V_{pol} = 2$ V	18	19	60	62
J_0 [A/cm ²] à $V_{pol} = 2$ V	460	460	1450	1370

Tableau III.1 Résumé des caractéristiques statiques des photoconducteurs

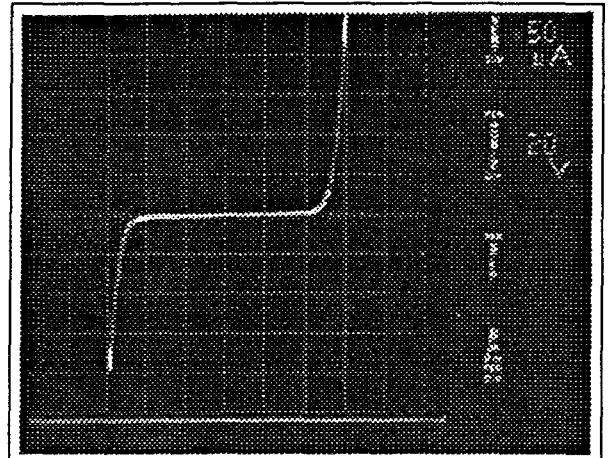
Il est intéressant de remarquer que les photoconducteurs 1x2,5 et 2x2,5 présentent dans l'intervalle 1 V - 2,5 V une résistance différentielle ($\partial V_{pol}/\partial I_0$) de 50 Ω . Cette valeur sera confirmée lors de la mesure du paramètre S_{11} (coefficient de réflexion) dans le domaine des hyperfréquences.

Mesure du courant d'obscurité des photodiodes MSM

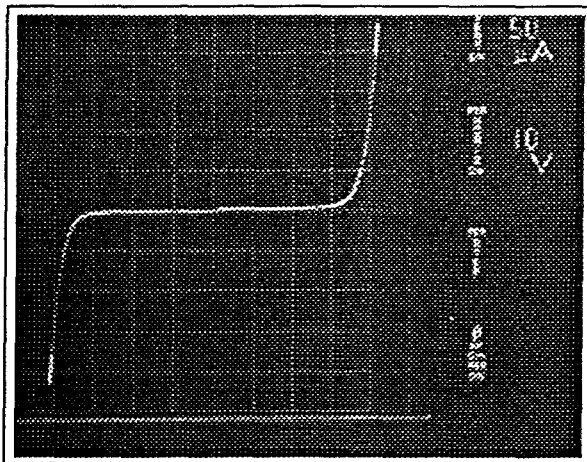
La caractérisation statique en obscurité des quatre photodiodes MSM a été menée de la même manière que pour les photoconducteurs. Les figures III.8 (a),(b),(c),(d) visualisent les résultats obtenus.



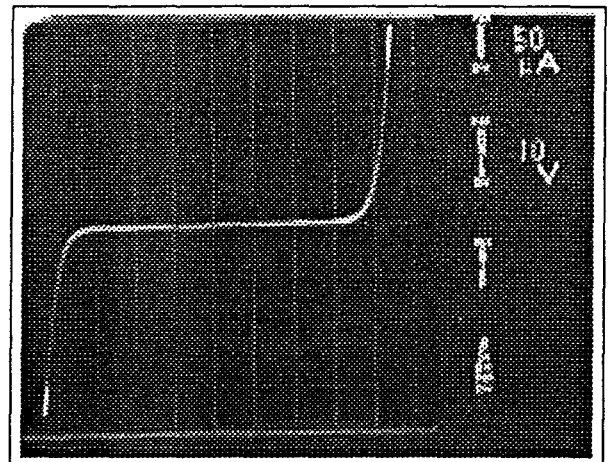
(a) MSM 1x5



(b) MSM 2x5



(c) MSM 1x2,5



(d) MSM 2x2,5

Figure III.8 Caractéristiques $I_0(V_{pol})$ en obscurité des photodiodes MSM

Les tensions de claquage sont de 40 V - 45 V et 55 V - 60 V pour les photodiodes MSM de distances interélectrodes respectives 2,5 μm et 5 μm . La valeur de la tension de claquage dépend essentiellement de la distance interélectrode en accord avec les travaux de LEECH et al. [1]. Par ailleurs, SOOLE et SCHUMACHER expliquent ce claquage par effet tunnel à travers l'interface métal-semiconducteur [2]. Néanmoins le claquage peut avoir

deux contributions : l'effet tunnel et l'effet d'avalanche. La présence d'une couche d'InAlAs ne peut pas être négligée dans cette considération d'autant que son épaisseur n'est pas infime.

Nous nous sommes intéressés tout particulièrement aux valeurs du courant d'obscurité dans l'intervalle compris entre -15 V et +15 V. La figure III.9 rassemble les résultats pour les quatre photodiodes MSM. Nous pouvons apprécier une dissymétrie entre les valeurs positives et négatives. Pour cette raison nous avons relevé de nouveau la caractéristique $I_0(V_{pol})$, cette fois-ci sous pointes, pour ces quatre composants. Les résultats sont présentés sur les figures III.10 (a),(b),(c),(d). Dans ce dernier cas les courbes ne présentent plus cette anomalie. Nous pouvons conclure que la dissymétrie est due au montage sur le boîtier et non aux composants eux-mêmes.

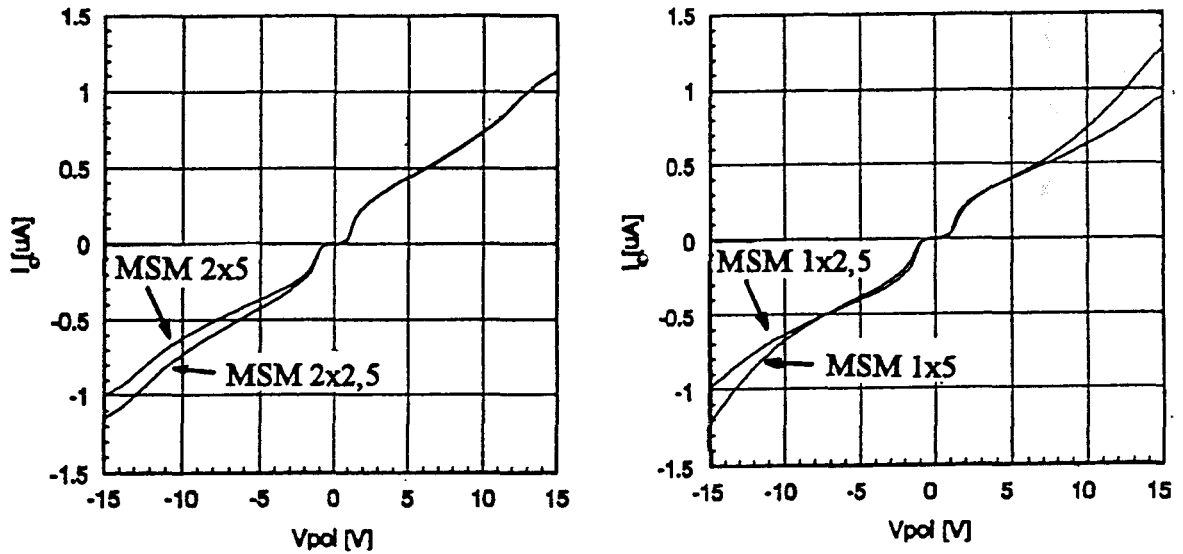
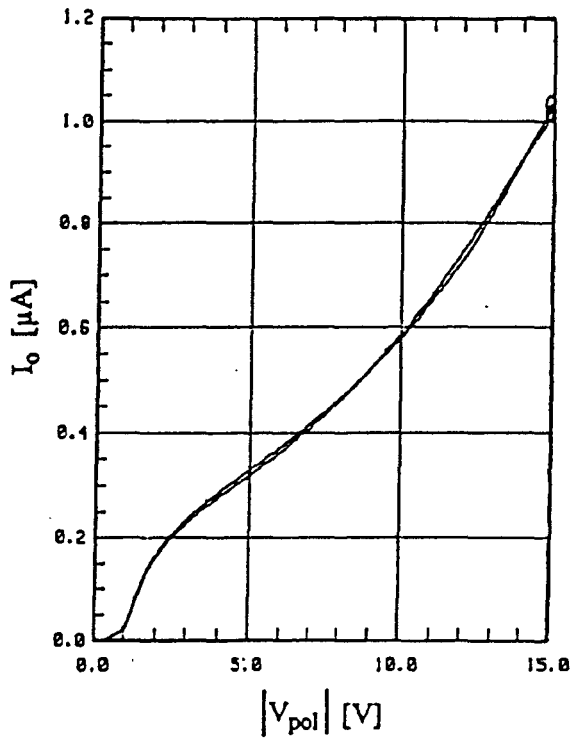
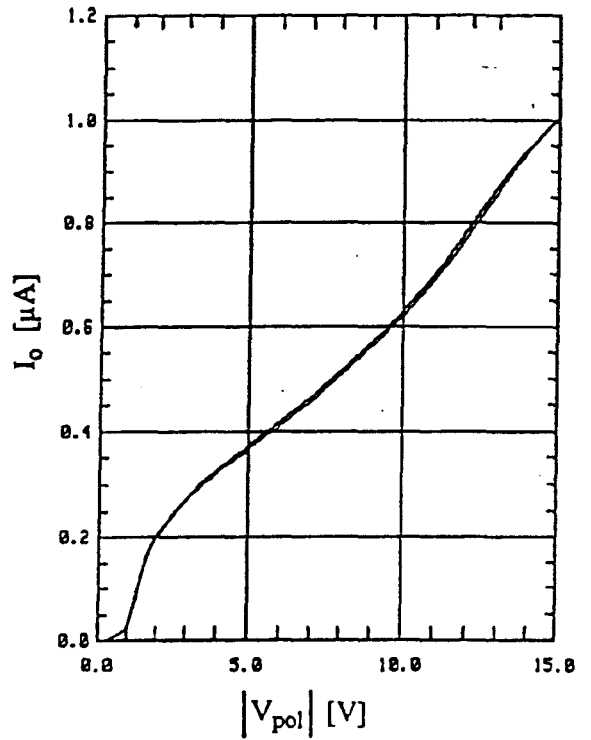


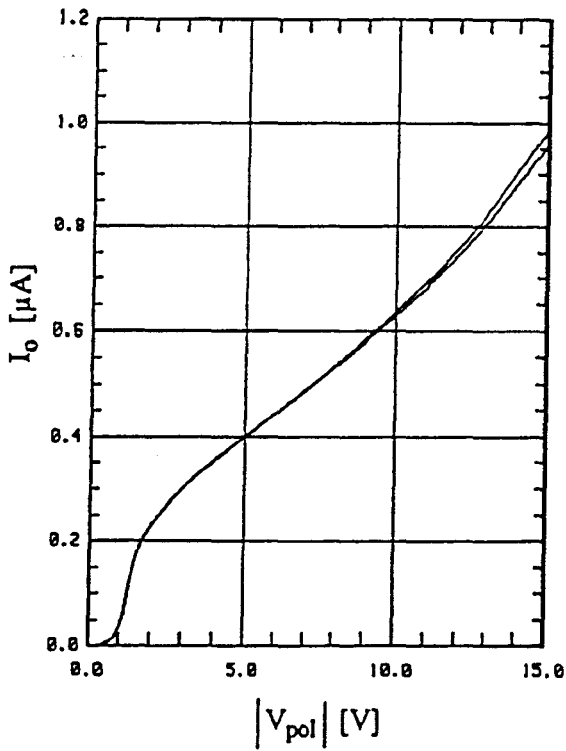
Figure III.9 Caractéristiques $I_0(V_{pol})$ des photodiodes MSM



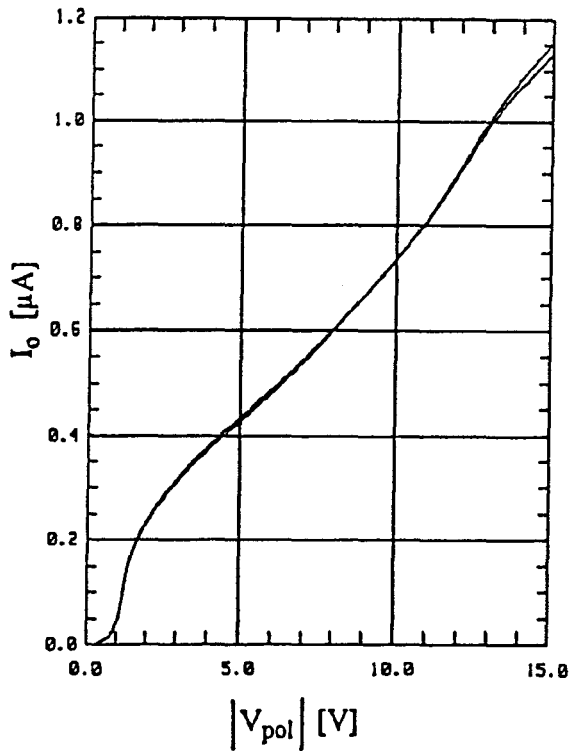
(a) MSM 1x5



(b) MSM 2x5



(c) MSM 1x2,5



(d) MSM 2x2,5

Figure III.10 Caractéristiques $I_0(V_{\text{pol}})$ en obscurité des photodiodes MSM sous points



Le courant d'obscurité des photodiodes MSM est d'environ 1 μA pour une tension de polarisation de $\pm 15\text{ V}$ (voir tableau III.2). Cette valeur est plus élevée que celles publiées dans de précédents travaux pour des photodiodes MSM AlInAs/GaInAs (10-100 nA) [2,3]. Toutefois le courant d'obscurité reste plus faible que celui des photodiodes MSM GaAs/GaInAs [4], AlGaAs/GaInAs [5] et InP/GaInAs [6].

	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5
V_{max} [V]	55	55	40	40
I_o [μA] à $V_{\text{pol}}=15\text{V}$	1,02	1	0,95	1,15
J_o [$\text{pA}/\mu\text{m}^2$] à $V_{\text{pol}}=15\text{ V}$	260	240	230	250

Tableau III.2 Caractéristiques statiques des photodiodes MSM en obscurité

Nous pensons que la valeur élevée de courant d'obscurité présentée par nos composants est due à une absence de passivation de la surface et à une surface de contact et une épaisseur de la couche barrière AlInAs plus importantes que dans les travaux déjà cités. L'utilisation d'une couche graduelle AlInAs/GaInAs entre la couche barrière et la couche absorbante contribue également à une diminution du courant d'obscurité [3,7]. Cependant, un courant d'obscurité de 1 μA provenant du détecteur ne contribue pas significativement au bruit total du photorécepteur pour l'application envisagée [8].

III.3.2.2 Sous éclairement

La caractérisation statique des photodétecteurs sous éclairement a été menée en mesurant le photocourant en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de puissance lumineuse incidente.

Mesure du photocourant des photoconducteurs

Les figures III.11 (a),(b),(c),(d) montrent les valeurs du photocourant I_{ph} obtenu par l'éclairement avec une diode laser fibrée dont la puissance lumineuse émise P_L ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) a été préalablement mesurée. La lumière sortant de la fibre optique multimode (50 μm de diamètre) a été focalisée à quelques micromètres près de la surface du détecteur de façon à obtenir le maximum de photocourant. Les pertes optiques dues à la divergence du faisceau à la sortie de la fibre optique sont négligeables ($P_{opt} = P_L$).

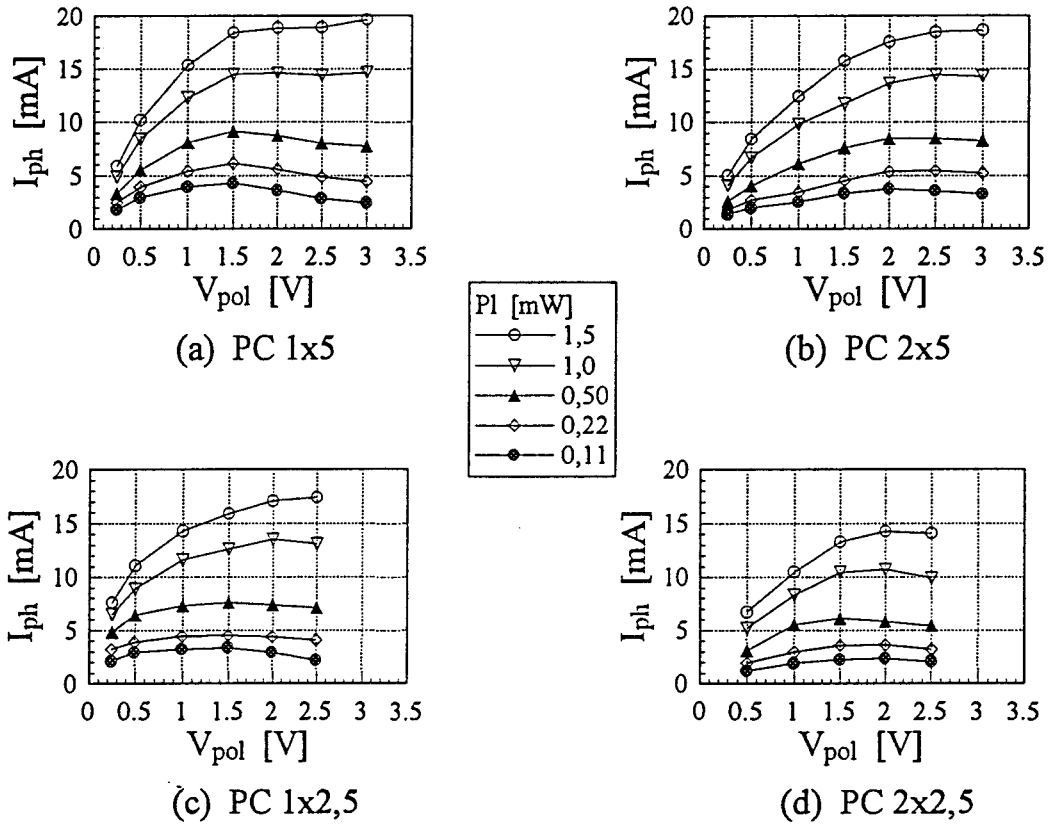


Figure III.11 Réponses statiques des photoconducteurs

Si l'on compare les quatre réponses, nous observons que le photocourant est d'autant plus élevé que la surface photosensible est grande. Dans l'ensemble le photocourant passe par un maximum à une tension donnée. Celle-ci dépend de la puissance lumineuse. Pour comprendre ce comportement il est nécessaire d'étudier le comportement du gain statique des photoconducteurs.

Gain statique des photoconducteurs

A partir de la mesure de photocourant et de la puissance lumineuse nous avons calculé le gain statique des photoconducteurs. Les figures III.12 (a),(b),(c),(d) montrent ce résultat. Le gain statique présente une saturation pour des tensions de polarisation élevées (2 V - 3 V) et pour des puissances supérieures à 1 mW. Pour les puissances inférieures $G(0)$ augmente d'abord, passe par un maximum puis diminue. Sachant que le gain est directement proportionnel à la durée de vie de porteurs photocréés et inversement proportionnel au temps de transit, ces résultats peuvent s'expliquer de façon simple.

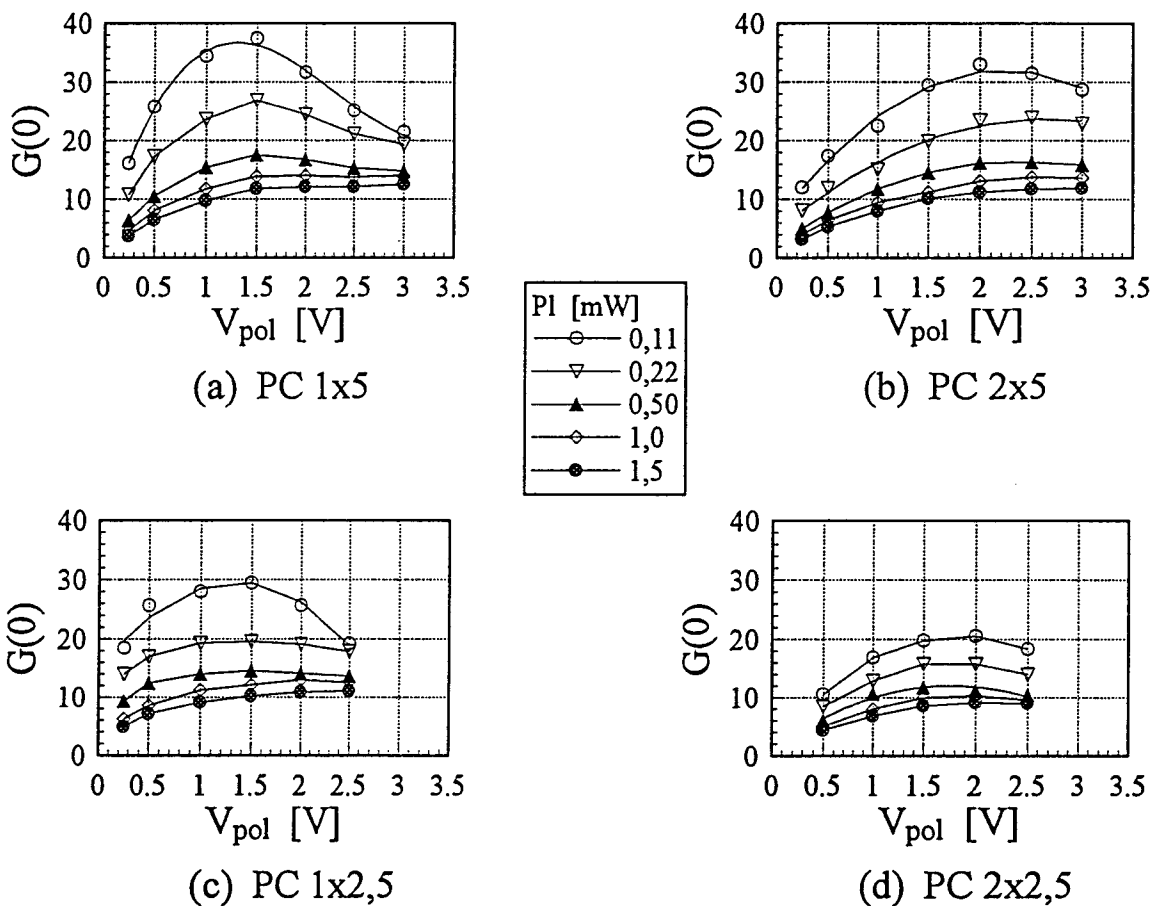


Figure III.12 Gain statique des photoconducteurs

Dans l'analyse des phénomènes physiques qui déterminent l'évolution du gain statique des photoconducteurs on ne peut pas négliger le piégeage des porteurs en surface, en volume et/ou aux interfaces [9]. Des travaux antérieurs ont montré que ceux-ci permettent d'obtenir des valeurs élevées de gain statique [10]. Pour les dispositifs étudiés, la durée de vie des porteurs photocréés dépend d'une part de la nature et de la densité des pièges. Si on

augmente le champ électrique la vitesse des porteurs augmente ($v = \mu \cdot E$) ce qui conduit à une diminution du temps de transit et donc à une augmentation du gain statique. Toutefois, lorsque le champ électrique devient suffisamment élevé pour dépiéger les porteurs, leur durée de vie diminue ce qui entraîne la décroissance correspondante du gain. Dans le cas des puissances lumineuses plus élevées le phénomène de piégeage joue un rôle moins important par rapport au nombre total de porteurs photocréés et nous constatons une saturation du gain.

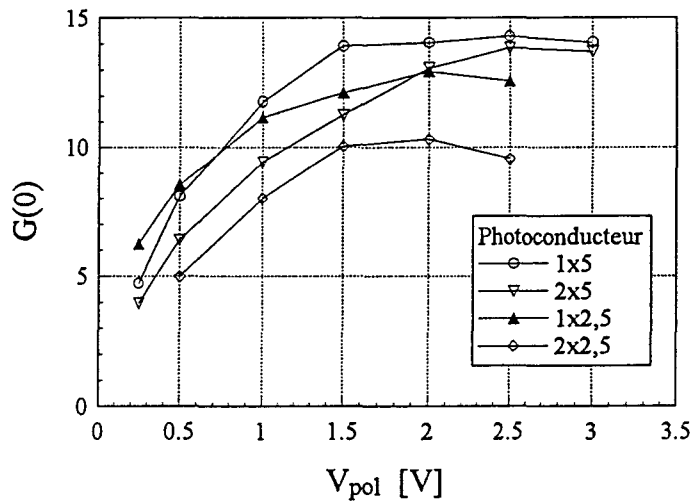


Figure III.13 Comparaison du gain des photoconducteurs pour $P_L = 1mW$

La figure III.13 nous permet de comparer les performances statiques des quatre photoconducteurs. Tous présentent des gains de l'ordre de 10-15 pour une puissance lumineuse de 1 mW. Nous pouvons remarquer que les performances statiques sont les meilleures pour les photodétecteurs 1x5 et 2x5 dont les surfaces photosensibles sont les plus importantes. Malgré l'égalité de surfaces photosensibles des photoconducteurs 2x5 et 1x2,5 (voir tableau II.1) ces composants ne présentent pas le même gain. Pour $V_{pol} < 2V$ le temps de transit plus faible correspondant au photoconducteur 1x2,5 (distance interélectrodes 2,5 μm) permet d'avoir un gain supérieur à celui du photoconducteur 2x5 (distance interélectrodes 5 μm). Pour des tensions de polarisation supérieures à 2 V la diminution de la durée de vie compense la diminution du temps de transit et l'emporte, ce qui conduit à une diminution du gain du premier détecteur, alors que le gain du deuxième augmente encore car le temps de transit continue à décroître. La diminution de la durée de

vie a lieu pour ce dernier détecteur à partir de 3 V ce qui se traduit par une saturation puis la décroissance du gain. Enfin, le photoconducteur 2x2,5 dont la surface photosensible est moins élevée présente le gain statique le plus faible.

La figure III.14 représente l'évolution du gain des photoconducteurs en fonction de la puissance lumineuse. Les mesures des réponses statiques des photoconducteurs ont été effectuées en utilisant un laser YAG émettant à 1,3 μm avec une puissance lumineuse maximale de 200 mW. A l'aide d'atténuateurs nous avons balayé la gamme de puissances comprises entre 3 μW et 200 mW, les photoconducteurs 1x2,5 et 2x2,5 étant polarisés à 1,5 V et les photoconducteurs 1x5 et 2x5 à 2,5 V. Cette exploration dans une grande gamme de puissances nous a permis de mettre en évidence les effets de non-linéarité déjà observés pour des structures photoconductrices [11].

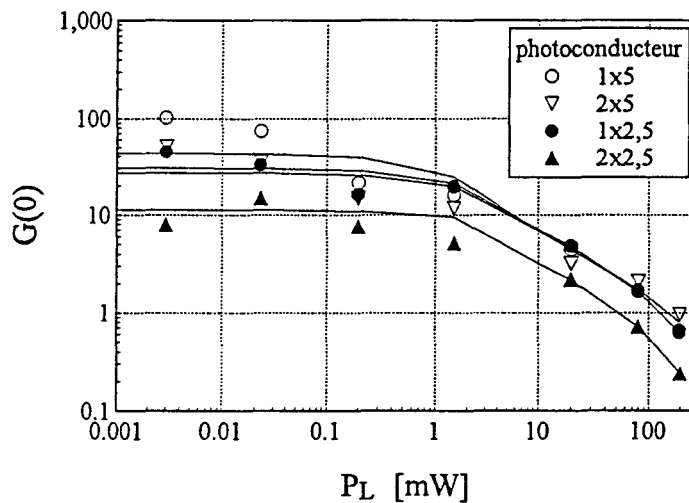


Figure III.14 Evolution du gain en fonction de la puissance lumineuse $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

Il existe un bon accord entre les mesures précédentes effectuées à une puissance de 1 mW (fig. III.13) et celles de la figure III.14 même si deux lasers différents ont été utilisés. Par ailleurs, on observe que le gain reste supérieur à 10 pour $P_L < 1 \text{ mW}$ et qu'il décroît lorsque la puissance lumineuse augmente pour prendre une valeur voisine de 1 entre 50 mW et 100 mW. La diminution du gain à des valeurs inférieures à 1 nous indique un phénomène de saturation pour des puissances élevées. Pour confirmer cette hypothèse nous avons conçu un banc de mesure ayant une dynamique comprise entre 10 nW et 1 W basé sur la

modulation de la puissance lumineuse d'un laser Argon continu (voir annexe n°2). Le résultat de cette mesure montre que le photoconducteur présente une réponse linéaire entre 10 nW et 0,1 mW et ensuite il sature. Toutefois une comparaison quantitative avec les mesures effectuées à 1,3 μm ne peut pas être faite sans considérer les caractéristiques propres à chaque mesure à savoir la longueur d'onde de travail et la gamme de puissances utilisées.

Mesure du photocourant des photodiodes

La mesure du photocourant a été effectuée de la même manière que pour les photoconducteurs en utilisant une diode laser fibrée émettant à 1,3 μm . Les résultats sont représentés sur les figures III.15 (a),(b),(c),(d). Le régime de saturation est atteint pour les photodiodes 1x5 et 2x5 à partir de 10 V et pour les photodiodes 1x2,5 et 2x2,5 à partir de 5 V ($P_L = 1 \text{ mW}$). Néanmoins la tension de saturation est d'autant plus faible que la puissance lumineuse est moins élevée.

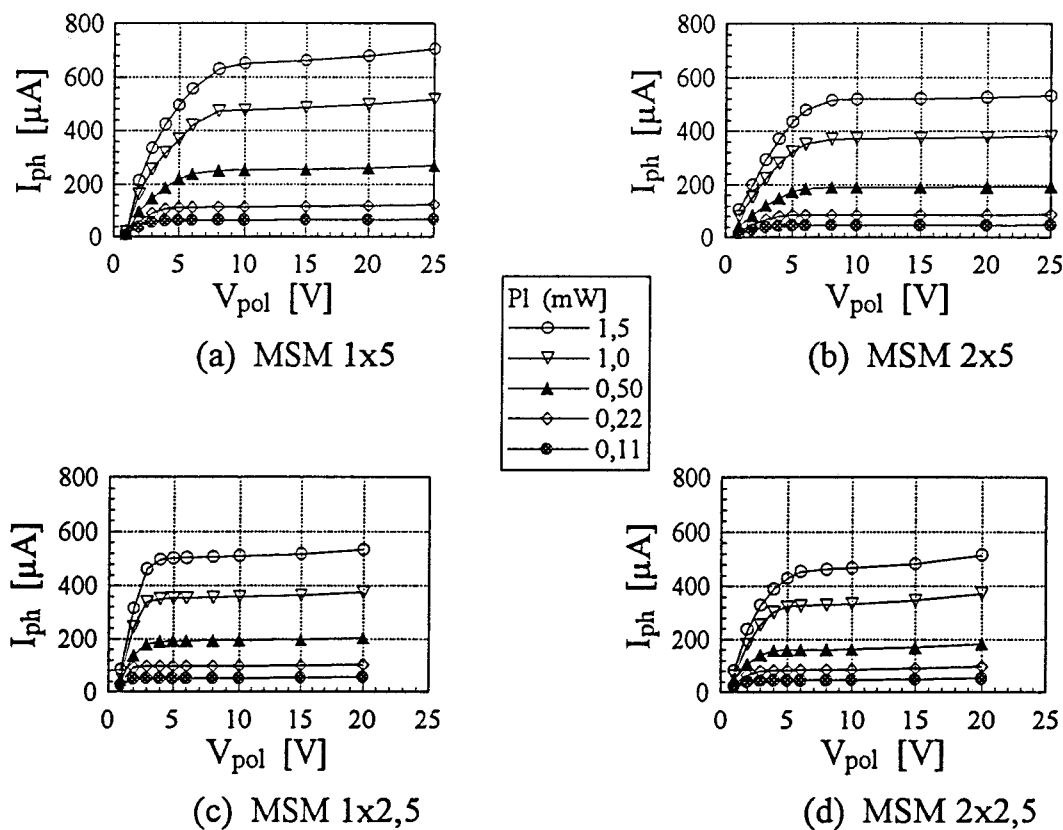


Figure III.15 Réponses statiques des photodiodes MSM

Pour étudier la linéarité de la réponse statique nous avons utilisé comme pour les photoconducteurs le même laser YAG. Les photodiodes MSM ont été polarisées à 10 V (1x5 et 2x5) ou à 5 V (1x2,5 et 2x2,5) afin de se situer en régime de saturation.

Les résultats sont rassemblés pour l'ensemble des photodiodes MSM sur la figure III.16. Le photocourant augmente linéairement entre 20 nW et 20 mW dans les quatre cas. Pour les valeurs supérieures à 20 mW le photocourant dépasse 10 mA ce qui a conduit souvent au claquage du détecteur. Les photodiodes dont la longueur d'électrode est de 2 μm ont montré les meilleures performances à des puissances lumineuses élevées. Cependant, une source plus puissante est nécessaire pour mettre en évidence la saturation du photocourant.

Dans ce but, nous avons utilisé un laser Argon qui délivre une puissance continue de 1 W à $\lambda = 514 \text{ nm}$ (annexe n° 2). La réponse de la photodiode 1x5 est linéaire entre 1 μW et 10 mW. Toutefois, le photocourant présente une saturation pour des valeurs supérieures et reste constant pour des valeurs inférieures. Ce dernier comportement peut être lié à un certain gain à faibles puissances dans le domaine du visible.

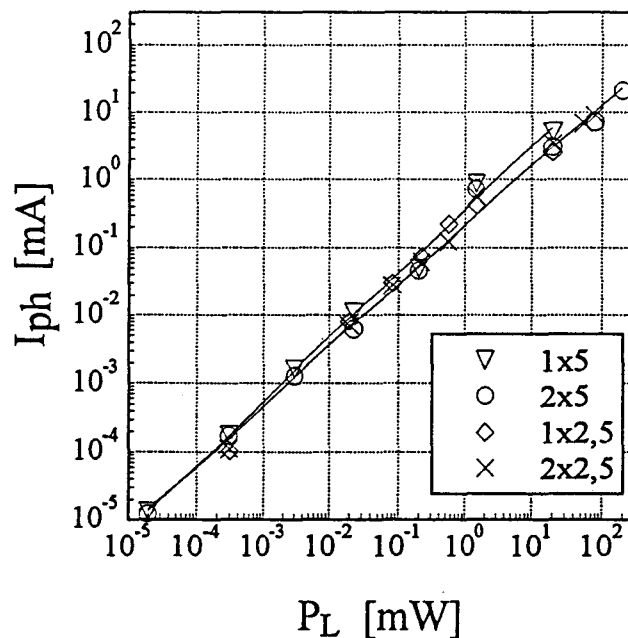


Figure III.16 Réponses statiques des photodiodes MSM avec le laser YAG

Rendement quantique externe des photodiodes

A partir de la mesure du photocourant nous avons calculé le rendement quantique externe des quatre photodiodes MSM pour $P_L = 1 \text{ mW}$ (fig. III.17). De la même manière que le photocourant, le rendement quantique externe présente une saturation pour des tensions supérieures à 5 V (MSM 1x2,5 et 2x2,5) et supérieures à 10 V (MSM 1x5 et 2x5). Pour $V_{pol} < V_{saturation}$ le champ électrique n'est pas suffisamment fort pour entraîner tous les porteurs photocréés spécialement ceux situés en profondeur. Enfin, si l'on augmente la tension de polarisation au-delà de la valeur de la tension de saturation, tous les porteurs photocréés participent au photocourant, entraînant la saturation de celui-ci. Cette interprétation est en accord avec l'évolution du rendement quantique observée expérimentalement.

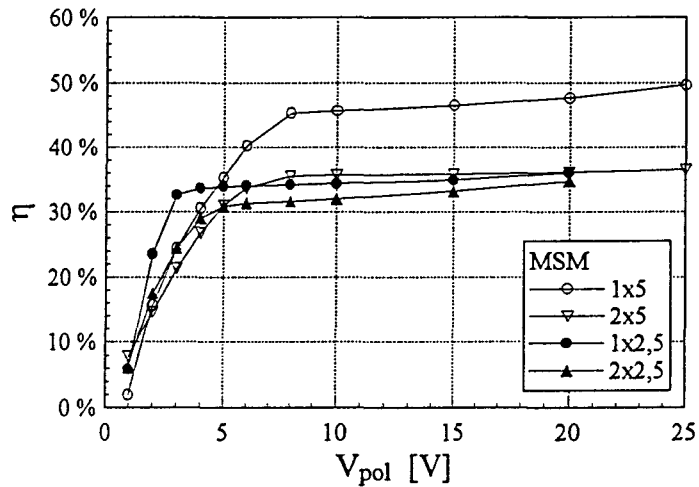


Figure III.17 Comparaison du rendement quantique des photodiodes MSM

Le rendement quantique externe théorique a également été calculé en tenant compte de la réflexion ($\beta = 0,28$), de l'effet d'ombre (facteur géométrique $D/[D+L_0]$) et de l'absorption dans le matériau semiconducteur ($\alpha \cdot W = 2,32$). Le tableau III.3 permet de comparer les valeurs théoriques et celles de l'expérience.

	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5
$\eta_{théorique}$	0,54	0,46	0,46	0,36
$\eta_{mesuré}$ à $V_{pol} = 20 \text{ V}$	0,49	0,38	0,38	0,35

Tableau III.3 Comparaison des rendements quantiques des photodiodes MSM

La capacité totale des photodiodes MSM est constituée de trois composantes : la capacité de la structure interdigitée, la capacité des plots de contact et la capacité du boîtier. La capacité des plots de contact mesurée en fonction de la tension de polarisation est voisine de 0,047 pF comme le montre la figure III.19. Si l'on tient compte de la relation suivante :

$$C_{\text{totale}} = C_{\text{doigts}} + C_{\text{plots}} + C_{\text{boîtier}}$$

les valeurs mesurées sont plus élevées que celles calculées à l'aide du modèle de LIM [13], celles-ci sont reportées dans le tableau III.4. Toutefois, si l'on soustrait la capacité des plots de contacts (0,047 pF) ces valeurs sont en accord avec la théorie compte tenu de l'erreur de mesure que l'on peut estimer à $\pm 20\%$.

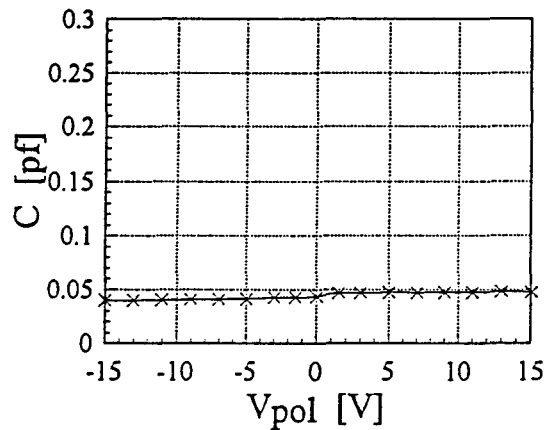


Figure III.19 Valeurs de la capacité des plots de contact en fonction de la tension de polarisation

En résumé, le tableau III.4 présente les principales données de la caractérisation en obscurité des photodiodes MSM.

	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5
C_{totale} [pF] à 15 V	0,09	0,1	0,11	0,12
$C_{\text{calculé}}$ [pF]	0,031	0,033	0,066	0,065
I_0 [μA] à 15V	1,02	1	0,95	1,15
J_0 [$\text{pA}/\mu\text{m}^2$] à 15 V	260	240	230	250

Tableau III.4 Résumé des caractéristiques statiques des photodiodes MSM

Les valeurs mesurées sont plus faibles que les valeurs théoriques. Ces différences peuvent être reliées à l'existence d'un centre de piégeage des porteurs photocréés dû à la discontinuité des bandes d'énergie au niveau de l'interface abrupte AlInAs/GaInAs [12]. Si l'on admet cette hypothèse, on explique les valeurs plus faibles du rendement quantique observées expérimentalement.

Si l'on compare $\eta_{\text{théorique}}$ et $\eta_{\text{mesuré}}$ nous pouvons conclure que le rendement quantique interne de nos détecteurs est supérieur à 80 %, ce qui prouve une bonne qualité du matériau utilisé.

III.3.2 Caractérisation dynamique

Comme pour la caractérisation statique nous avons d'abord procédé à la caractérisation des photodétecteurs en obscurité et puis sous éclairage. Nous nous sommes intéressés spécialement aux réponses situées dans la gamme de fréquences comprises entre 1 GHz et 2 GHz.

III.3.2.1 En obscurité

Capacité des photodiodes MSM

Dans cette partie nous avons mesuré à une fréquence égale à 1 GHz la capacité des photodiodes MSM en fonction de la tension de polarisation. Ces résultats sont reportés sur les figures III.18 (a),(b) et nous ont permis également de déterminer leur schéma équivalent.

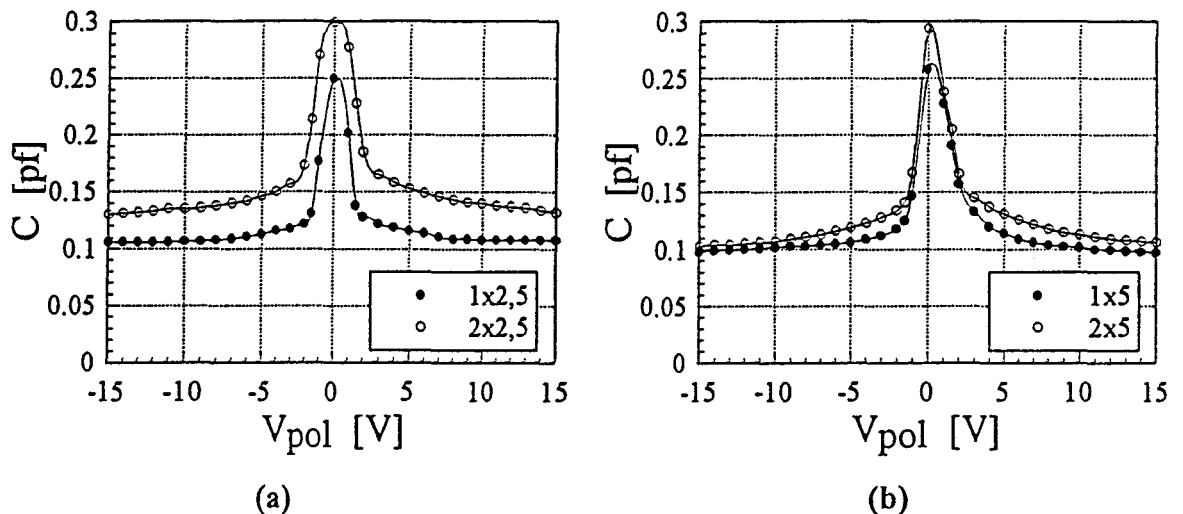
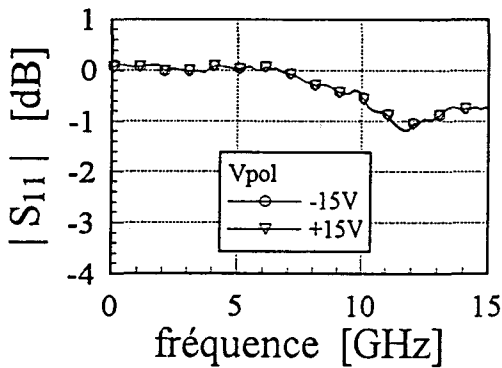


Figure III.18 Capacité des photodiodes MSM en fonction de la tension de polarisation

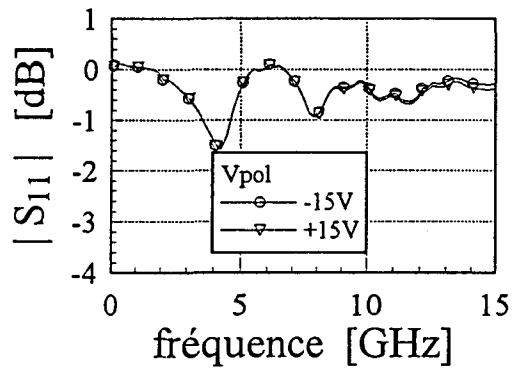
Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion hyperfréquence (paramètre S_{11}) des photodiodes MSM et des photoconducteurs a été mesuré dans la gamme de fréquences 100 MHz - 15 GHz pour différentes valeurs de la tension de polarisation à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel HP8510. Ces résultats sont représentés sur les figures III.20 (a),(b),(c),(d) et III.21 (a),(b),(c),(d).

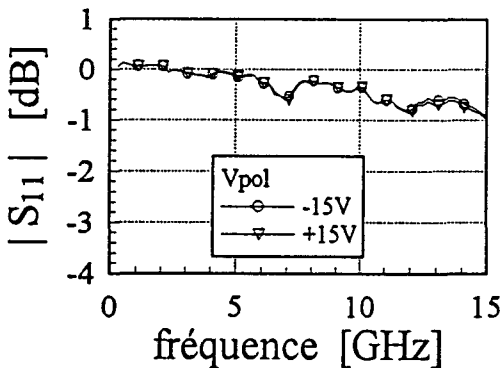
Les photodiodes MSM présentent une valeur de $|S_{11}|$ voisine de -1 dB ce qui veut dire que 63 % ($|S_{11}|^2$) de la puissance hyperfréquence délivrée par le photodétecteur est réfléchié par un circuit situé en aval tel un amplificateur dont l'impédance caractéristique est de 50Ω . Néanmoins compte tenu de la faible capacité de ces détecteurs une amélioration du transfert de puissance peut se faire par adaptation d'impédance [14].



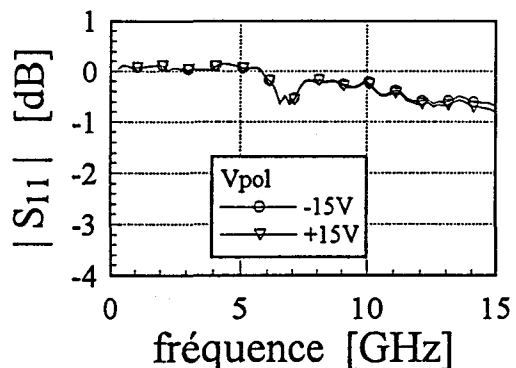
(a) MSM 1x2,5



(b) MSM 2x2,5



(c) MSM 1x5

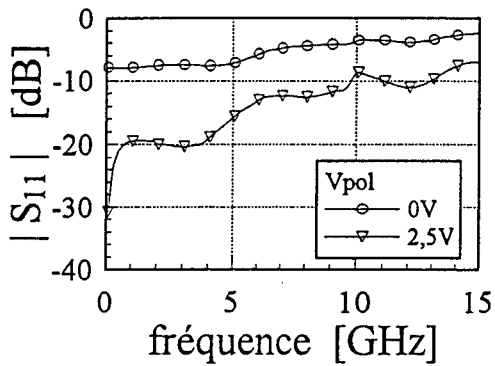


(d) MSM 2x5

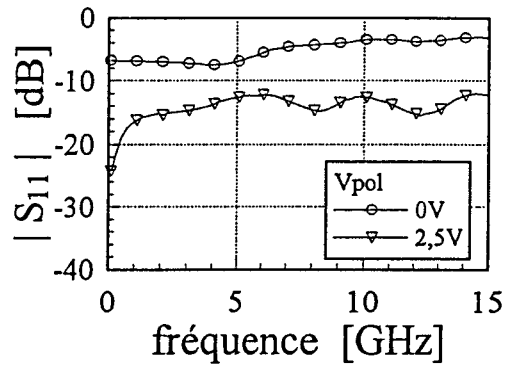
Figure III.20 Coefficients de réflexion des photodiodes MSM

Contrairement aux résultats obtenus pour les photodiodes MSM, les figures III.21 (a) et III.21 (b) nous permettent d'affirmer que les photoconducteurs 1x2,5 et 2x2,5 sont déjà

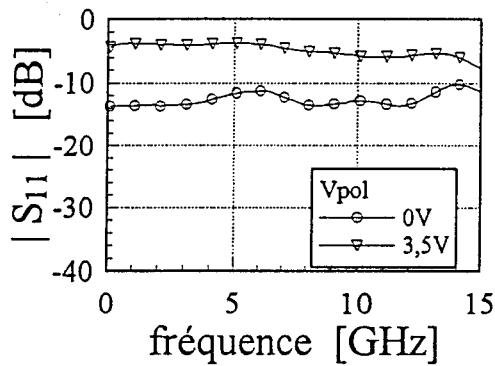
adaptés à 50Ω pour une tension de polarisation de 2,5 V dans la bande 100 MHz - 5 GHz. Cependant pour les photoconducteurs 1x5 et 2x5 le coefficient de réflexion augmente lorsque la tension passe de 0 V à 3,5 V ce qui indique une détérioration du transfert de puissance du détecteur sur une charge de 50Ω . Nous pouvons tirer une conclusion partielle relative aux photoconducteurs à savoir qu'un circuit d'adaptation d'impédance n'est pas nécessaire pour les composants PC 1x2,5 et PC 2x2,5.



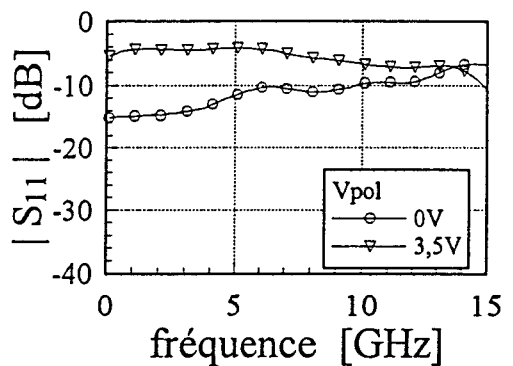
(a) PC 1x2,5



(b) PC 2x2,5



(c) PC 1x5



(d) PC 2x5

Figure III.21 Coefficients de réflexion des photoconducteurs

A l'aide des valeurs du paramètre S_{11} mesurées nous avons calculé l'impédance hyperfréquence du photoconducteur 1x2,5 pour une tension de polarisation de 2,5 V. Le résultat reporté sur la figure III.22 montre que ce composant présente une impédance de 50Ω purement résistive dans la gamme 100 MHz - 5 GHz. Au-delà de 5 GHz s'ajoute une composante inductive due aux connexions électriques.

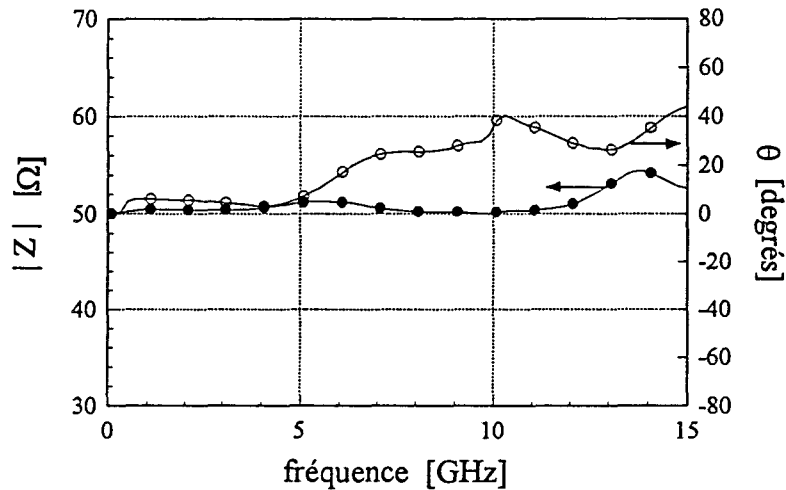


Figure III.22 Impédance du photoconducteur 1x2,5 pour $V_{pol} = 2,5$ V

III.3.2.2 Sous éclairnement

La caractérisation dynamique sous éclairnement nous a permis de déterminer les fréquences de coupure des photodétecteurs AlInAs/GaInAs. Les réponses dynamiques ont été mesurées soit à partir des réponses fréquentielles obtenues en éclairant le détecteur à l'aide d'une diode laser Thomson rapide fonctionnant en modulation directe soit à partir des réponses impulsionnelles.

Avant de présenter nos propres résultats, il paraît intéressant de préciser ceux déjà obtenus par d'autres auteurs. Des travaux précédents ont montré que la réponse fréquentielle des photodiodes MSM et des photoconducteurs à structure interdigitée est limitée par le temps de transit des porteurs [15,16]. Dans le cas des premiers (MSM) la capacité de la structure interdigitée est très faible, de l'ordre de $1 \text{ fF}/100 \mu\text{m}^2$ et ne limite pas le comportement dynamique du détecteur. Les photodiodes MSM que nous avons réalisées présentent une capacité d'environ $0,1 \text{ pF}$, ce qui correspond à une bande passante supérieure à 30 GHz ($1/2\pi RC$). En réalité, comme nous le verrons par la suite la bande passante de ces photodiodes MSM est inférieure.

Dans le cas des photoconducteurs la bande passante est limitée par la durée de vie des porteurs photocréés. Celle-ci est de l'ordre de quelques nanosecondes pour des photoconducteurs GaInAs/InP [17] ce qui correspond à une bande passante inférieure à 100 MHz .

Réponse fréquentielle des photodiodes MSM

Pour déterminer la fréquence de coupure nous avons normalisé la réponse fréquentielle des photodétecteurs à l'aide d'une photodiode PIN₂₅ rapide à pont air GaInAs/InP, fabriquée au LEP, de diamètre 25 μm , fréquence de coupure égale à 17 GHz et capacité de 0,09 pF. Un générateur hyperfréquence Wiltron 6659B a servi à moduler une diode laser Thomson dans la gamme 100 MHz - 14 GHz. La transmission du signal optique s'est effectuée en espace libre (annexe n°1). Les réponses dynamiques ont été mesurées avec un analyseur de réseau scalaire Wiltron 562. La figure III.23 montre les résultats obtenus en termes de coefficients de transfert en puissance normalisés par rapport à la photodiode PIN₂₅.

Notons que le niveau 0 dB correspond au niveau de référence de la photodiode PIN. Les composants de distance interélectrodes plus élevée présentent des fréquences de coupure de 4 GHz (MSM 1x5) et 4,5 GHz (MSM 2x5). La division de la distance interélectrodes par deux permet d'obtenir des fréquences de coupure de 14 GHz (MSM 1x2,5) et de 11 GHz (MSM 2x2,5). Les photodiodes ont été polarisées de façon à atteindre le régime de saturation (20 V pour les premières et 15 V les secondes).

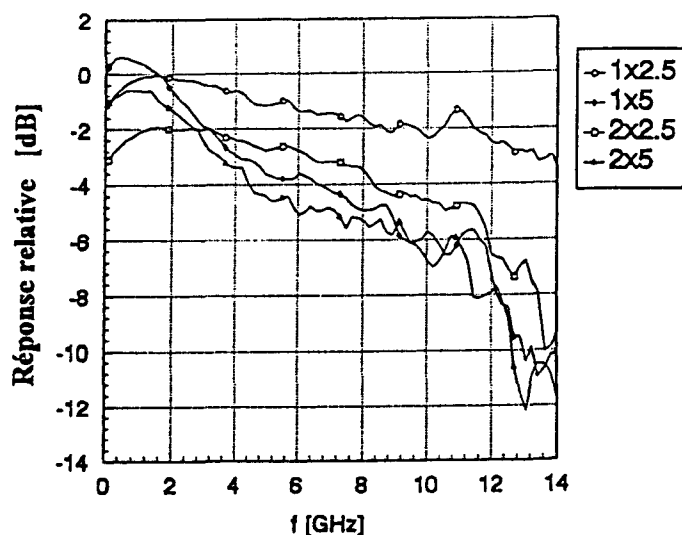


Figure III.23 Réponses fréquentielles des photodiodes MSM

Gain dynamique des photoconducteurs

Avec le même montage que celui utilisé pour la mesure de la fréquence de coupure des photodiodes MSM nous avons relevé les réponses fréquentielles de nos

photoconducteurs. Les résultats des mesures sont représentés sur la figure III.24. La tension de polarisation appliquée aux photoconducteurs est de 2,5 V. A titre de comparaison nous avons aussi reporté sur la figure III.24 la réponse fréquentielle d'une photodiode PIN₈₀ semi-planaire en GaInAs ayant les caractéristiques suivantes : un diamètre égal à 80 μm, une épaisseur de la couche d'absorption de 2,5 μm, un coefficient de réponse statique égal à 0,9 A/W, une capacité de 0,48 pF et une fréquence de coupure égale à 6,5 GHz. Cette photodiode a une surface ≈5000 μm² comparable à celle des photoconducteurs (4900 μm²).

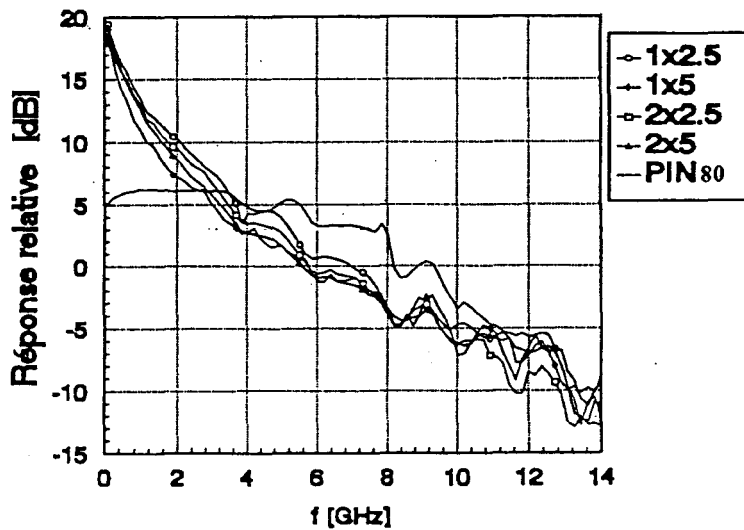


Figure III.24 Réponses dynamiques des photoconducteurs

Nous observons dans le cas des photoconducteurs une décroissance du signal en $1/f$. Néanmoins, ils présentent un gain par rapport à la photodiode PIN₈₀ semi-planaire jusqu'à 3 GHz et la valeur de ce gain est de l'ordre de 10 dB dans la bande 1GHz - 2GHz. Les photoconducteurs de distance interélectrodes égale à 2,5 μm montrent les meilleures performances par rapport à ceux dont la distance interélectrodes est de 5 μm. Ceci est lié au temps de transit plus long pour ces derniers. Si l'on rappelle que le gain dynamique est égal à :

$$G(f) \approx \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_t} \quad \text{pour} \quad f \gg f_c = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_v} ; \quad \text{le produit gain-bande}$$

passante est indépendant de la fréquence et il ne dépend que du temps de transit. Cette propriété fait des photoconducteurs une alternative intéressante pour la transmission des signaux hyperfréquences par voie optique parce qu'ils peuvent présenter un produit gain-bande passante supérieur à celui d'une photodiode PIN [18]. Le choix d'un matériau à mobilité électronique élevée conjugué à un dispositif ayant des distances interélectrodes de

l'ordre du micromètre permet de diminuer le temps de transit et ainsi d'obtenir un produit gain-bande passante élevé.

Comparaison des performances dynamiques des photodétecteurs GaInAs/InP

A partir des réponses fréquentielles déjà présentées nous avons sélectionné trois détecteurs pour comparer leurs performances dans le domaine des microondes et plus particulièrement dans la bande 1 GHz - 2 GHz. Les détecteurs choisis sont la photodiode PIN₈₀, une photodiode MSM 2x2,5 et un photoconducteur 2x2,5. Ces deux derniers présentent l'avantage d'une réalisation technologique très simple et compatible avec l'intégration monolithique dans des circuits opto-microondes [19,20,21]. La comparaison est faite en terme de transfert de puissance d'une liaison opto-hyperfréquence constituée d'une diode laser, d'un système de focalisation optique et d'un des trois photodétecteurs.

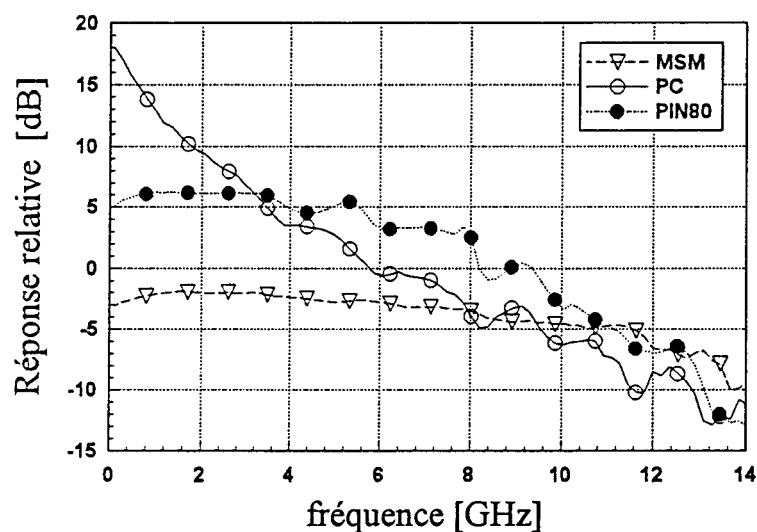


Figure III.25 Comparaison de la réponse fréquentielle des photodétecteurs GaInAs/InP

Le photoconducteur présente le meilleur transfert de puissance jusqu'à 3 GHz. Sa réponse décroît en $1/f$. Cependant il atteint le même niveau que son homologue MSM à 9 GHz. Nous attribuons ces performances au gain dynamique du photoconducteur [22].

La photodiode MSM présente le transfert de puissance le moins bon. Ceci est dû à l'effet d'ombre des électrodes. Son coefficient de réponse statique (0,33 A/W) est le plus faible des trois photodétecteurs. Cependant, la bande passante de la photodiode MSM est la

plus élevée (11 GHz), ce qui prouve l'avantage de ce détecteur par rapport à la photodiode PIN₈₀ de même surface ($f_c = 6,5$ GHz, $R(0) = 0,9$ A/W).

Réponse impulsionnelle des photoconducteurs

Nous avons mesuré la réponse impulsionnelle en illuminant les photodétecteurs avec une source picoseconde constituée d'un laser Argon à modes bloqués qui pompe en synchronisme un laser à colorant équipé d'une cellule de Bragg. Un signal RF appliqué à la cellule de Bragg module la fréquence des impulsions entre 0 et 4 MHz. La longueur d'onde des impulsions est réglable dans le domaine 550 nm - 650 nm et leur durée est inférieure à 10 ps. On visualise la réponse impulsionnelle à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage ayant un temps de montée de 25 ps. Le photodétecteur est polarisé via un té de polarisation qui permet d'éliminer la tension continue à l'entrée de l'oscilloscope. Le temps de montée du té de polarisation est de 28 ps. Lorsqu'on analyse la réponse impulsionnelle on tient compte de l'influence de ces deux temps de montée. Toutefois la limite de la mesure est de 5 GHz compte tenu des temps de réponse mesurables avec ce montage. La fréquence de coupure du détecteur peut être estimée à partir de la mesure du temps de descente (équation I.28).

Les figures III.25 (a),(b),(c),(d) montrent les réponses impulsionnelles des quatre photoconducteurs mesurées avec une puissance lumineuse de 3 μ W. Les temps de descente mesurés et les fréquences de coupure correspondantes sont donnés dans le tableau suivant.

	PC 1x5	PC 2x5	PC 1x2,5	PC 2x2,5
τ_{descente} [ns]	4,2	3,6	4,1	3,2
f_c [MHz]	83	97	85	109

Tableau III.5 Fréquences de coupure des photoconducteurs

Les photoconducteurs dont la longueur d'électrode est de 1 μ m présentent des fréquences de coupure un peu plus basses que ceux ayant des électrodes de 2 μ m de longueur. L'influence de la distance interélectrodes est aussi mise en évidence, néanmoins son effet sur la fréquence de coupure est plus faible que dans le cas des photodiodes MSM.

On peut noter que ces mesures de réponse impulsionnelle à $\lambda = 600$ nm ne sont pas optimum mais permettent d'obtenir une estimation intéressante de la fréquence de coupure.

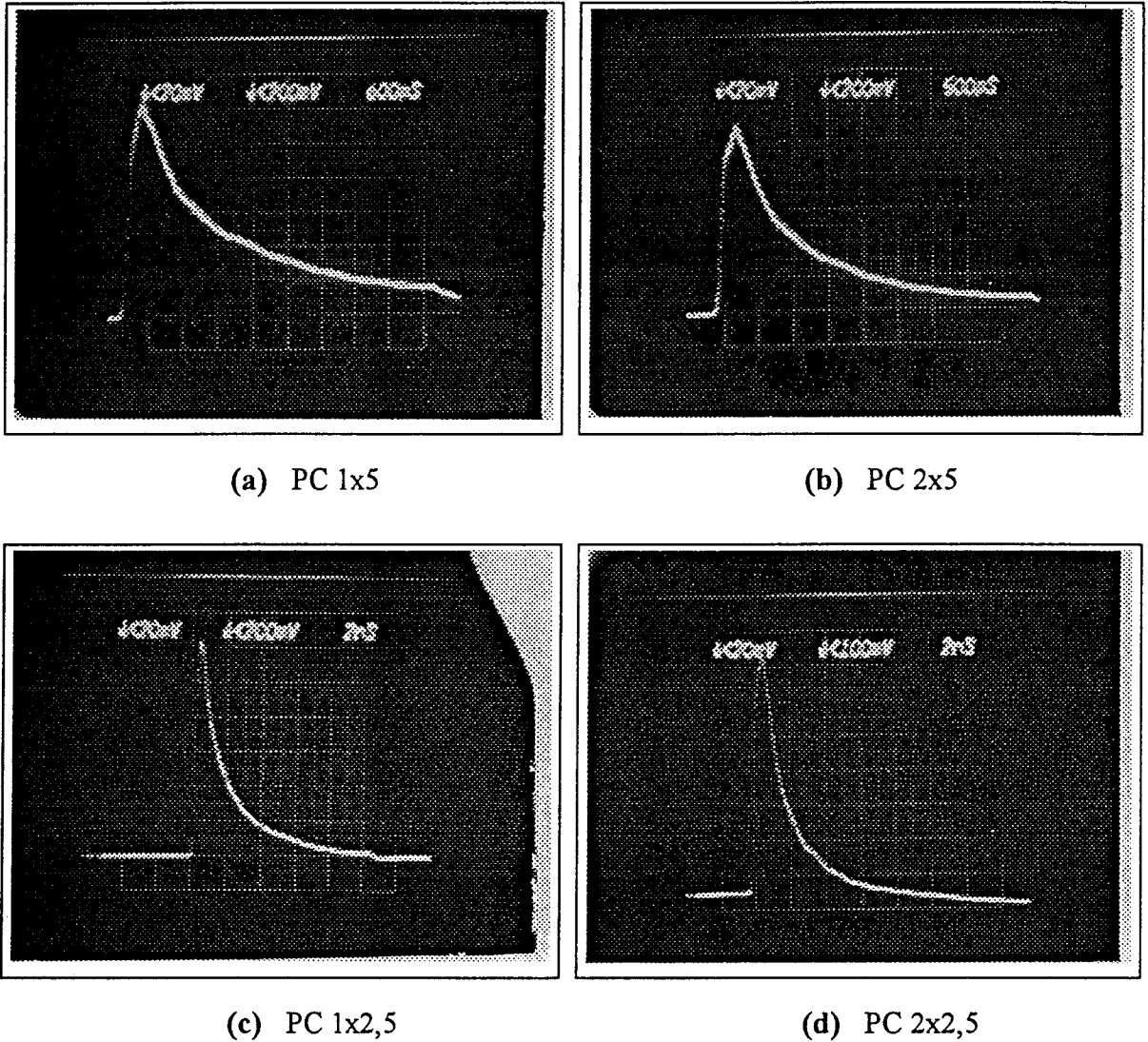


Figure III.26 Réponses impulsionnelles des photoconducteurs

III.3.3 Bruit des détecteurs

III.3.3.1 Bruit sous éclairage des photodiodes MSM

La mesure du bruit des détecteurs a été effectuée dans une bande de 1 MHz centrée autour de 30 MHz. Le choix de la fréquence centrale est essentiellement lié à la disponibilité de l'électronique d'amplification et du filtre passe-bande. La valeur du bruit thermique d'une résistance de 50Ω à l'intérieur de cette bande de fréquences est de -108 dBm. Par ailleurs, le bruit de grenaille des photodiodes MSM dépasse ce seuil pour un courant supérieur à

1 mA. Pour des valeurs de courant inférieures il est nécessaire d'employer une technique adéquate permettant de mesurer des puissances de bruit plus faibles. Cette technique consiste à moduler la puissance lumineuse délivrée par un laser HeNe ($\lambda = 1,15 \mu\text{m}$) à l'aide d'un hacheur mécanique (1 kHz). Le bruit est amplifié, ensuite filtré et mesuré par un détecteur quadratique. Finalement un amplificateur à détection synchrone permet de mesurer la composante de bruit à 30 MHz [23,24]. L'étalonnage de la chaîne de mesure a été effectué à l'aide d'un signal sinusoïdal de référence ayant une fréquence de 30 MHz et modulé à 100 % en amplitude par un signal carré de fréquence 1 kHz. A partir de la courbe d'étalonnage nous pouvons calculer la puissance de bruit en fonction de la tension mesurée par la détection synchrone.

Nous avons relevé la puissance de bruit des photodiodes MSM à 30 MHz pour deux puissances lumineuses (100 μW et 50 μW) en faisant varier la tension de polarisation entre 1 V et 20 V chaque fois (figure III.27). Pour permettre une comparaison entre les mesures effectuées avec nos détecteurs et ceux présentés dans la littérature nous avons reporté les résultats obtenus pour une bande de 1 Hz. La droite horizontale représente le niveau de bruit thermique d'une résistance de 50 Ω (-168 dBm/Hz). La droite qui commence à -198 dBm représente le bruit de grenaille théorique. Nous avons constaté qu'en régime de saturation le photocourant n'augmente plus et le niveau de bruit reste constant. Le bruit mesuré suit bien la loi de Schottky. Nous constatons un niveau de bruit plus faible que celui prévu, résultat déjà observé par PARKER et al. [25]. Sous les conditions de fonctionnement décrites nous n'avons pas observé de bruit en excès, cependant SCHUMACHER et al. ont mené une expérience à 10 MHz et ils ont constaté l'existence de bruit en excès pour des tensions de polarisation proches du claquage [26].

III.3.3.2 Bruit sous éclairage des photoconducteurs

Les mesures de bruit des photoconducteurs ont nécessité une modification du montage. Le détecteur quadratique et l'amplificateur à détection synchrone ont été échangés par un analyseur de spectres qui nous a permis de relever la puissance de bruit à 30 MHz. La bande passante utilisée pour la mesure a été réduite à une valeur de 10 kHz afin

d'augmenter la sensibilité de l'appareil de mesure. La tension de polarisation appliquée aux photoconducteurs varie entre 0,5 V et 3 V.

Les résultats sont présentés sur la figure III.27. Les photoconducteurs présentent sous les mêmes conditions d'éclairement un photocourant plus élevé que les photodiodes MSM, mais leur niveau de bruit est notablement plus élevé (20 dB) et se trouve au-dessus du bruit thermique. Son origine est le bruit de génération-recombinaison qui a pour expression : $\frac{4 \cdot q \cdot I_{ph} \cdot G(0)}{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_v)^2} \cdot B \cdot R_c$; où R_c est la charge égale à 50Ω . Le dénominateur est peu différent de 1 en basses fréquences et décroît en $1/f^2$ pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure. Nous pouvons remarquer sur la figure III.28 que l'évolution de la puissance de bruit de génération-recombinaison est en bon accord avec l'expression théorique reportée ci-dessus.

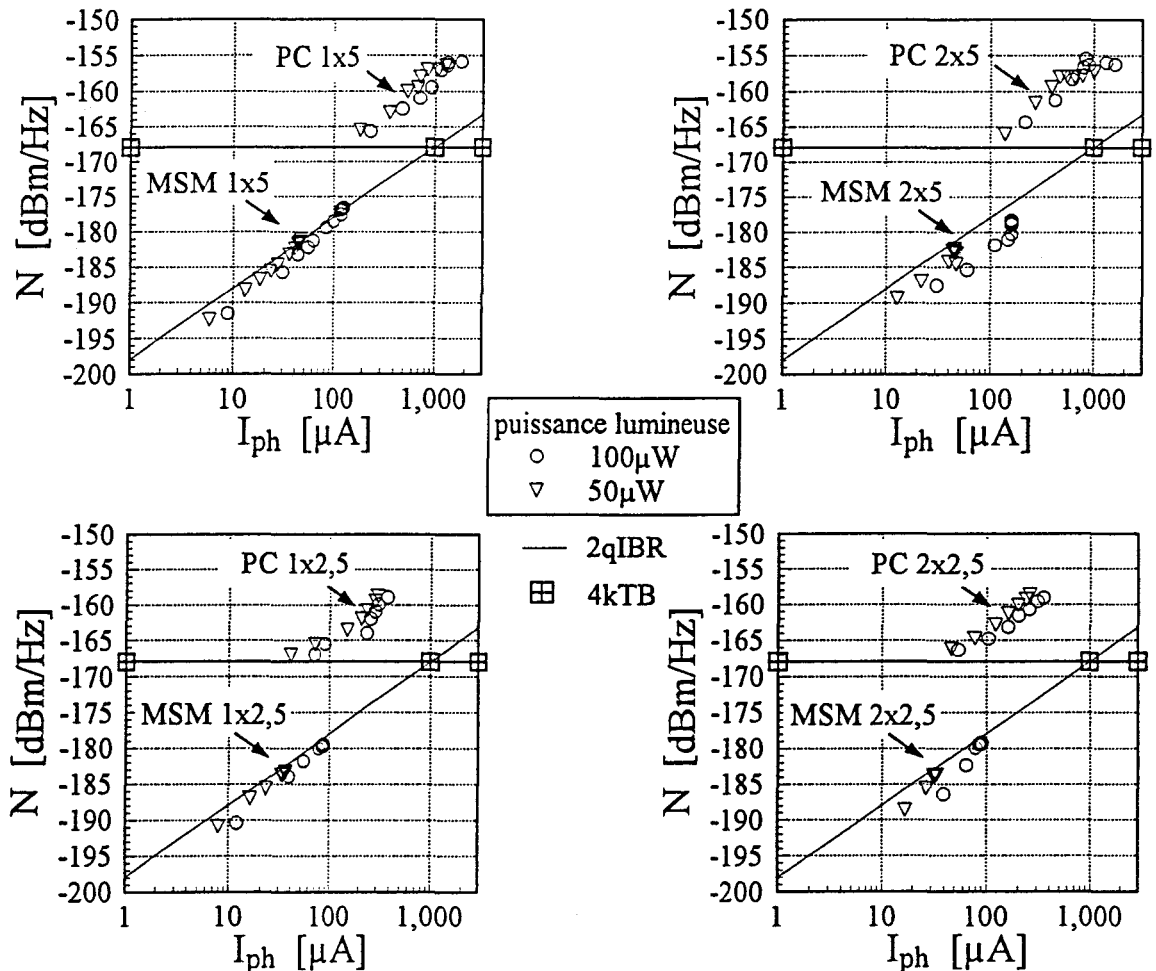


Figure III.27 Puissance de bruit des photodétecteurs AlInAs/GaInAs à 30 MHz

III.3.3.3 Comparaison du bruit sous éclaircissement des photodétecteurs

La figure III.28 présente une comparaison des puissances de bruit de quatre photodétecteurs : la photodiode PIN₈₀ GaInAs/InP, une photodiode MSM AlInAs/GaInAs, un photoconducteur AlInAs/GaInAs et une photodiode MSM AlGaAs/GaAs. Ce dernier détecteur a été éclairé à une longueur d'onde de 632 nm. La puissance lumineuse choisie est la même pour les quatre mesures (100 μW). Le photoconducteur reste toujours le plus bruyant suivi de la photodiode MSM AlGaAs/GaAs qui présente du bruit en excès déjà observé dans des photodiodes MSM GaAs. Ce bruit a été associé à un mécanisme de gain basse fréquence qui apparaît pour des tensions entre 30 V et 40 V [27]. Les photodiodes PIN₈₀ GaInAs/InP et MSM AlInAs/GaInAs montrent les niveaux de bruit les plus faibles et suivent le bruit de grenaille.

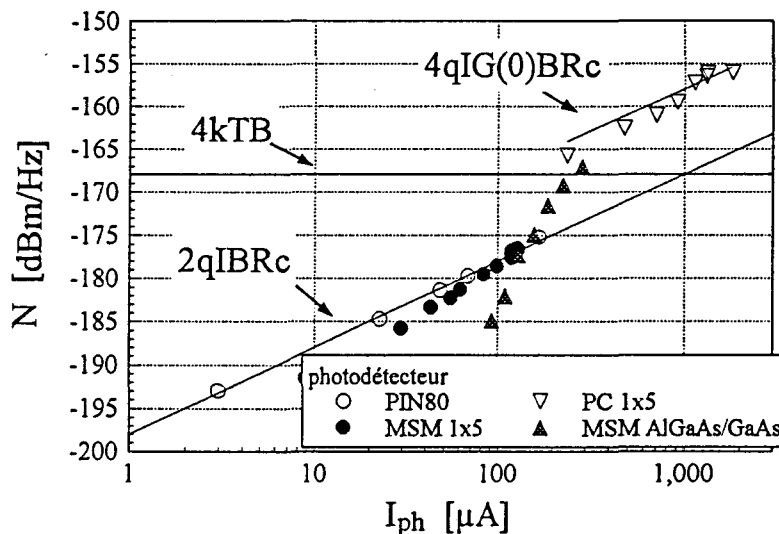


Figure III.28 Comparaison de la puissance de bruit de différents photodétecteurs à 30 MHz

III.3.3.4 Comparaison des bruits en obscurité et sous éclaircissement des photoconducteurs

Le bruit dominant des photoconducteurs est le bruit de génération-recombinaison qui diminue pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure du composant. Pour procéder à ces mesures nous avons modifié le banc de mesure précédent. Nous avons enlevé le filtre à 30 MHz. Un amplificateur avec un gain de 40 dB a permis de séparer la puissance de bruit des photoconducteurs de la puissance minimum détectable par l'analyseur de spectres dans une bande de 1 MHz. Nous avons relevé le bruit basses fréquences (< 1GHz)

des photoconducteurs. La figure III.29 montre typiquement l'évolution du bruit d'un photoconducteur 1x5. La raie à ≈ 540 MHz provient du laser HeNe ($\lambda = 1,15 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{W}$). Sur le même graphique nous avons superposé l'évolution théorique du bruit en $1/f$ correspondant au bruit en obscurité et du bruit en $1/f^2$ qui correspond à celui de génération-recombinaison sous éclairnement. Notons que pour $f > 100$ MHz les valeurs calculées sont en bon accord avec l'expérience. La différence existante pour $f < 100$ MHz vient du fait qu'il faut considérer l'influence de la fréquence de coupure du photoconducteur. En comparant les résultats des autres photoconducteurs nous avons trouvé pour le cas du bruit en obscurité une évolution en $1/f^x$ où x varie entre 0,4 et 1,6. De la même façon pour le bruit de génération-recombinaison ($1/f^y$) où y varie entre 1,2 et 2,4.

La même manipulation avec les photodiodes MSM n'a pas montré de différence significative entre le niveau de bruit en obscurité et celui sous éclairnement. Toutefois, le bruit en $1/f$ disparaît dans le bruit de grenaille pour $f < 10$ MHz. L'étude du bruit de la référence [26] a montré que le bruit en $1/f$ pour les photodiodes MSM AlInAs/GaInAs devient significatif seulement pour $f < 1$ MHz.

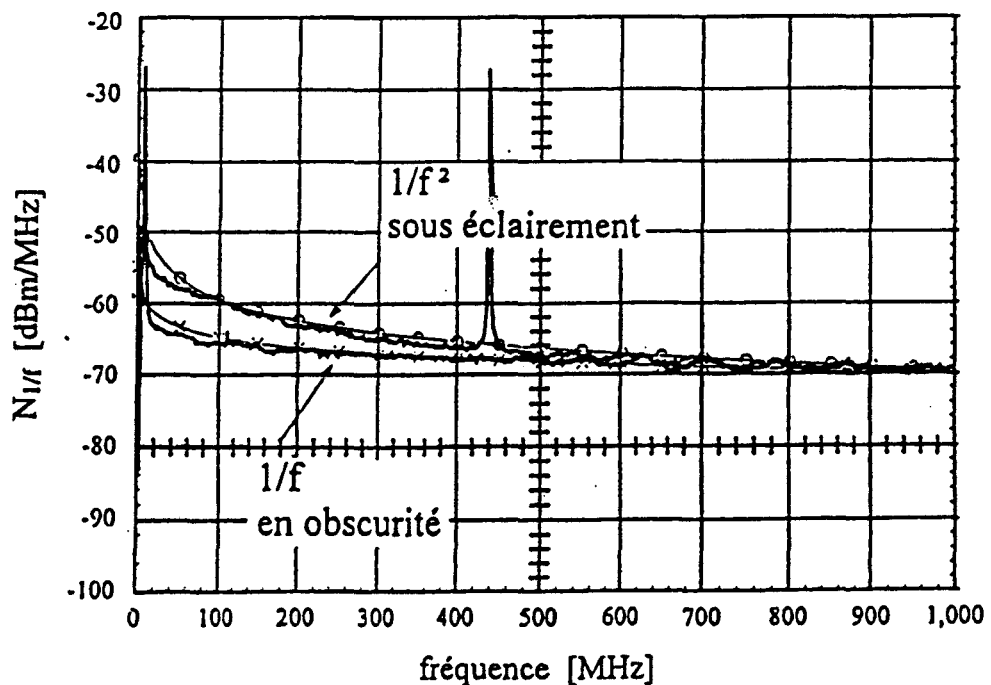


Figure III.29 Bruit basses fréquences du photoconducteur 1x5

III.4 Conclusion

La caractérisation statique des photodétecteurs a montré un premier avantage des photoconducteurs par rapport aux photodiodes MSM puisque leurs coefficients de réponse statique sont nettement plus élevés. Rappelons qu'ils sont compris entre 11 A/W et 16 A/W et que ceux des photodiodes MSM sont de 0,3 A/W à 0,5 A/W pour une puissance lumineuse de 1 mW. Ces derniers composants présentent l'inconvénient de l'ombre produite par les électrodes, ce qui peut être résolu en éclairant le détecteur par un guide d'onde intégré [28,29,30]. Cette solution intéressante a permis d'obtenir un rendement quantique de ~80-90 %. Néanmoins, le couplage et l'atténuation dans le guide d'onde (4-7 dB/cm) éliminent l'augmentation du rendement quantique du détecteur intégré au guide.

Dans la bande 1 GHz - 2 GHz les photoconducteurs ont montré également les meilleures réponses dynamiques. Cet atout lié au gain dynamique qu'ils présentent disparaît lorsque la fréquence augmente. A partir de 3 GHz une photodiode PIN présente le meilleur transfert de puissance. Les photodiodes MSM ont prouvé des bonnes performances en terme de bande passante. Ceci est inhérent à la structure qu'elles présentent (faible capacité).

La mesure de bruit à 30 MHz nous indique que les photodiodes PIN et MSM sont meilleures en termes de niveaux de bruit. Leurs performances sont limitées par le bruit thermique alors que les photoconducteurs présentent des niveaux de bruit situés au-dessus du bruit thermique. Ce fait diminue l'avantage du gain, mais on peut attendre une diminution du bruit de génération-recombinaison aux fréquences situées au-delà de la fréquence de coupure. Enfin, dans la bande 1 GHz - 2 GHz la puissance de bruit du laser est d'environ -140 dBm/Hz, ce qui limite les performances de la liaison en terme de rapport signal sur bruit.

Références bibliographiques

- [1] P.W. LEECH, E. STUMPF, N. PETKOVIC and L.W. CAHILL, "Hg_{1-x}Cd_xTe Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Photodetectors", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 40(8), pp. 1364-1369, (1993).
- [2] J.B.D. SOOLE and H. SCHUMACHER, "InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors for long wavelength optical communications", IEEE Journal Quantum Electron., Vol. 27(3), pp.737-752, (1991).
- [3] O. WADA, H. NOBUHARA, H. HAMAGUCHI, T. MIKAWA, A. TACKEUCHI and T. FUJI, "Very high speed GaInAs metal-semiconductor-metal photodiode incorporating an AlInAs/GaInAs graded superlattice", Appl. Phys. Lett., Vol. 54(1), pp. 16-17, (1989).
- [4] H. SCHUMACHER, H.P. LEBLANC, J. SOOLE and R. BHAT, "An investigation of the optoelectronic response of GaAs/InGaAs MSM photodetectors", IEEE Electron Device Lett., Vol. 9(11), pp. 607-609, (1988).
- [5] W. P. HONG, G. K. CHANG and R. BHAT, "High-performance Al_{0.15}Ga_{0.85}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As MSM photodetectors grown by OMCVD", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36(4), pp. 659-662, (1989).
- [6] L. YANG, A.S. SUBDO, R.A. LOGAN, T. TANBUN-EK and W.T. TSANG, "High-performance of Fe:InP/InGaAs metal/semiconductor/metal photodetectors grown by metalorganic vapor phase epitaxy", IEEE Photonics Tech. Lett., Vol. 2(1), pp. 56-58, (1990).
- [7] A. TEMMAR, "Photodiode métal-semiconducteur-métal AlInAs/GaInAs pour la transmission sur fibre optique", Thèse de doctorat, Paris VI, (1992).
- [8] R.G. SMITH and S.D. PERSONICK, Receiver design for optical fiber communication system, by H. KRESSEL (Ed.), Semiconductor devices for optical communications, Springer-Verlag, pp. 89-159, (1980).

- [9] H. BENEKING, "On the response behaviour of fast photoconductive optical planar and coaxial semiconductor detectors", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-29(9), pp. 1431-1441, (1982).
- [10] J.P. VILCOT, J.L. VATERKOWSKI, D. DECOSTER and M. CONSTANT, "Temperature effects on high-gain photoconductive detectors", *Electron. Lett.*, Vol. 20, pp. 86-88, (1984).
- [11] J.P. VILCOT, D. DECOSTER, L. RACZY, and M. CONSTANT, "Noise and dynamical gain studies of GaAs photoconductive detectors", *Electron. Lett.*, Vol. 20(7), pp. 274-275, (1984).
- [12] S.R. FORREST, O.K. KIM and R.G. SMITH, "Optical response time of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ avalanche photodiodes", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 41(1), pp. 95-98, (1982).
- [13] Y.C. LIM and R.A. MOORE, "Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mappings", *Trans. Electron Devices*, Vol. ED-15(3), pp. 173-180, (1968).
- [14] J.P. GOUY, E. PEREDO, X. WALLART, S. MEZZOUR, A. JAFFRAN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Photodétecteurs métal-semiconducteur-métal sur substrat InP pour applications microondes", 12ème Colloque Optique Hertzienne et Diélectriques, Paris, Septembre 1993.
- [15] J.B.D. SOOLE and H. SCHUMACHER, "Transit-time limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 37(11), pp. 2285-2291, (1990).
- [16] C.Y. CHEN, Y.M. PANG, K. ALAVI, A.Y. CHO and P.A. GARBINSKI, "Interdigitated $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ photoconductive detectors", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 44(1), pp. 99-101, (1984).
- [17] C.Y. CHEN, B.L. KASPER, H.M. COX, "High-sensitivity $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ photoconductive detectors prepared by vapor phase epitaxy", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 44(12), pp. 1142-1144, (1984).

- [18] C.Y. CHEN, Y.M. PANG, P.A. GARBINSKI, A.Y. CHO and K. ALAVI, "Modulation-doped $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ planar photoconductive detectors for 1.0-1.55- μm applications", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **43**(3), pp. 308-310, (1983).
- [19] D. DECOSTER, J.P. VILCOT, "Progress in optoelectronic IC's", 19th European Solid State Research Conf., Berlin, (1989).
- [20] W.P. HONG, G.K. CHANG, R. BHAT, J.L. GIMLETT, C.K. NGUYEN, G. SASAKI and M. KOZA, "High-performance $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ MSM-HEMT receiver OEIC grown by MOCVD on patterned InP substrates", *Electron. Lett.*, Vol. **25**, pp. 1561-1563, (1989).
- [21] H.T. GRIEM, H.S. FUJI, T.J. WILLIAMS, J.P. HARRANG, R.R. DANIELS, S. RAY, M.J. LAGASSE, D.L. WEST, "Monolithically integrated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (on InP) MSM/HFET photoreceiver grown by MBE", *Electron. Lett.*, Vol. **26**(15), pp. 1198-1200, (1990).
- [22] E. PEREDO, D. DECOSTER, J.P. GOUY, J.P. VILCOT and M. CONSTANT, "Comparison of InGaAs/InP photodetectors for microwave applications", *Microwave and Optical Technol. Lett.*, Vol. **7**(7), pp. 332-334, (1994).
- [23] C. BOISROBERT, I. JOINDOT et M. ROBINET, "Expérience de mesure de bruit sur les jonctions photodéetectrices à semiconducteur", *L'onde électrique*, Vol. **63**(6-7), pp. 43-51, (1983).
- [24] J.P. GOUY, "Etude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériaux III-V", Thèse de doctorat, Lille, (1989).
- [25] J.S. PARKER and G. BOSMAN, "Noise characterization of an InGaAs interdigitated metal-semiconductor-metal photodetector (MSM-PD)", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **39**(6), pp. 1282-1287, (1992).
- [26] H. SCHUMACHER, J.B.D. SOOLE, H.P. LEBLANC, R. BHAT, M.A. KOZA, "Noise behaviour of InAlAs/GaInAs MSM photodetectors", *Electron. Lett.*, Vol. **26**(9), pp. 612-614, (1990).

- [27] O. WADA, H. HAMAGUCHI, L. LE BELLER, C.Y. BOISROBERT, "Noise characteristics of GaAs metal-semiconductor-metal photodiodes", *Electron. Lett.*, Vol. 24(25), pp. 1574-1575, (1988).
- [28] J.B.D. SOOLE, H. SCHUMACHER, R. ESAGUI, M.A. KOZA, R. BHAT, "Waveguide integrated MSM photodetector on InP", *Electron. Lett.*, Vol. 24(24), pp. 1478-1480, (1988).
- [29] J.F. VINCHANT, J.P. VILCOT, J.L. LORRIAUX and D. DECOSTER, "Monolithic integration of a thin and short metal-semiconductor-metal photodetector with a GaAlAs optical inverted rib waveguide on a GaAs semi-insulating substrate", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 55(19), pp. 1966-1968, (1989).
- [30] J.B.D. SOOLE, H. SCHUMACHER, H.P. LEBLANC, R. BHAT and M.A. KOZA, "Butt-coupled InGaAs metal-semiconductor-metal waveguide photodetector formed by selective area regrowth", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 56(16), pp. 1518-1520, (1990).

Chapitre IV

Chapitre IV

Etude de la liaison opto-hyperfréquence

Dans ce chapitre nous allons comparer les performances des liaisons opto-hyperfréquences constituées des éléments présentés dans le chapitre III, à savoir la diode laser STC du coté émetteur et les photodétecteurs MSM, PIN₈₀ et PC du coté récepteur.

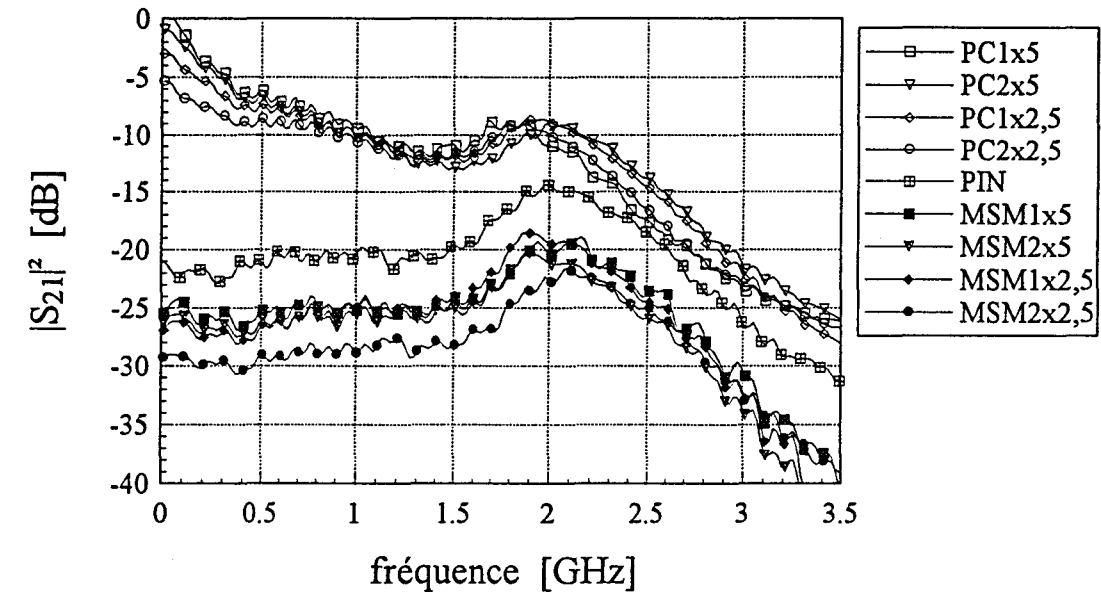
La comparaison entre les liaisons sera effectuée en termes de transfert de puissance, point de compression, rapport signal sur bruit, dynamique de sortie et dynamique sans parasites. Finalement un circuit hybride photorécepteur sera présenté pour montrer la possibilité d'associer un photodétecteur à un amplificateur à transistors bipolaires au Silicium afin de transmettre des signaux analogiques dans la bande 1 GHz - 2 GHz.

IV.1 Transfert de puissance de la liaison

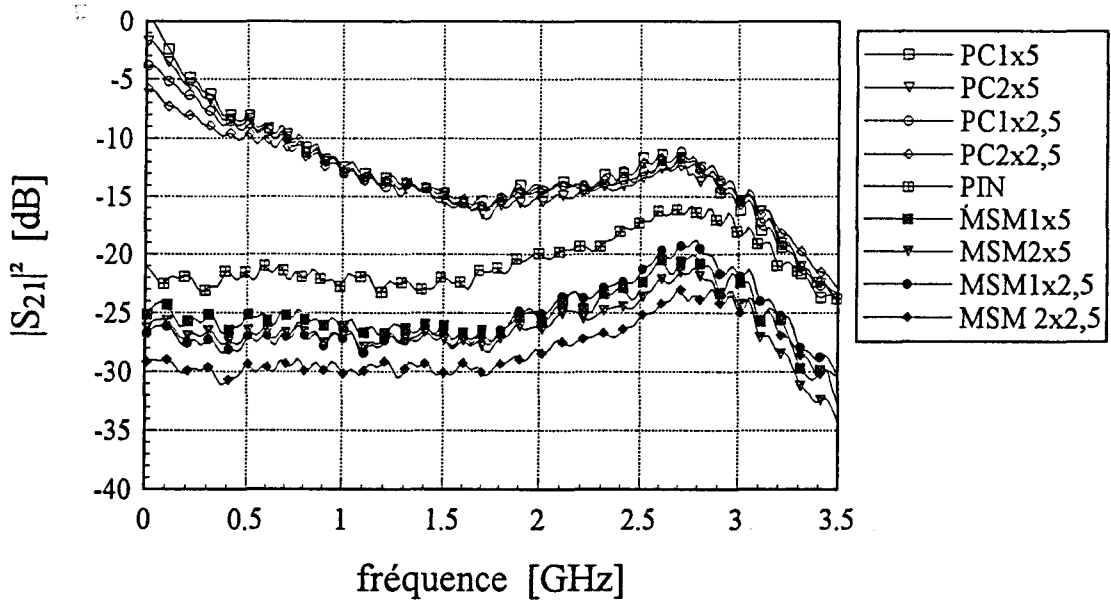
Nous avons mesuré le bilan de transfert en puissance des liaisons opto-hyperfréquences pour les quatre photoconducteurs, les quatre photodiodes MSM et la photodiode PIN de référence (\varnothing 80 μ m) dans la bande 10 MHz - 3,5 GHz à l'aide d'un analyseur de réseau scalaire. Nous avons polarisé la diode laser afin d'obtenir deux courants injectés : 35 mA et 40 mA. La diode laser a été modulée directement par un signal hyperfréquence de puissance égale à $P_{HF\text{entrée}} = -10$ dBm. La tension de polarisation appliquée aux photodétecteurs a été choisie pour atteindre le régime de saturation et pour réduire le temps de transit (PIN₈₀ à -10 V, MSM1x5 et 2x5 à 20 V, MSM1x2,5 et 2x2,5 à 10 V, PC1x5 et 2x5 à 3,5 V, PC1x2,5 et PC2x2,5 à 2,5 V).

Les figures IV.1 (a),(b) montrent les résultats des mesures réalisées. Pour des fréquences inférieures à 0,5 GHz les courbes obtenues pour les quatre photoconducteurs diffèrent les uns des autres en accord avec les valeurs des gains statiques reportées au chapitre III. Par ailleurs pour des fréquences supérieures à 0,5 GHz les courbes des quatre

photoconducteurs ont une trajectoire similaire correspondant à l'évolution du gain dynamique.



(a) $I_{laser} = 35$ mA



(b) $I_{laser} = 40$ mA

Figure IV.1 Bilan de transfert en puissance en fonction de la fréquence

La différence du paramètre $|S_{21}|^2$ entre la photodiode PIN₈₀ ($R(0) = 0,9$ A/W) et les photodiodes MSM s'explique par la différence de rendement quantique. Si l'on reprend les valeurs mesurées du tableau III.3 nous pouvons calculer ces différences de transfert de

puissance sachant que les fréquences de coupure des photodiodes en question sont supérieures à 3,5 GHz. Les résultats des mesures pour des fréquences inférieures à 0,5 GHz montrent un bon accord avec les valeurs calculées et reportées dans le tableau IV.1, compte tenu d'une erreur de mesure de ± 1 dB. Pour des fréquences supérieures il faut tenir compte des réflexions et de la résonance du laser qui produisent des fluctuations un peu plus élevées des valeurs calculées.

	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5
η_{PIN80}/η_{MSM}	1,8	2,3	2,3	2,5
$\Delta S_{21} ^2$ [dB] calculé	5	7	7	8
$\Delta S_{21} ^2$ [dB] mesuré	4	6	6	8

Tableau IV.1 Différences de transfert de puissance entre la photodiodes PIN₈₀ et les photodiodes MSM

Pour $I_{laser} = 35$ mA la fréquence de coupure de la diode laser est d'environ 3 GHz et sa fréquence de résonance se situe vers 2 GHz. Le bilan de transfert en puissance est le plus élevé pour les photoconducteurs (-10,5 dB \pm 2,5 dB). La photodiode PIN₈₀ présente un bilan compris entre -21 dB et -14 dB, tandis que globalement le bilan de transfert en puissance des photodiodes MSM est le moins bon puisqu'il varie entre -29 dB et -19 dB.

Pour $I_{laser} = 40$ mA la fréquence de coupure de la diode laser se trouve au-delà de 3,5 GHz. Dans la bande 1 GHz - 2 GHz les photoconducteurs présentent un bilan de transfert en puissance de -14,5 dB \pm 2,5 dB. Le bilan de la photodiode PIN₈₀ est de -21,5 dB \pm 1,5 dB et celui des photodiodes MSM est compris entre -30 dB et -25 dB. Notons que dans la bande des fréquences qui nous intéresse la photodiode MSM qui possède le meilleur transfert est le détecteur MSM1x2,5.



La figure IV.2 nous permet de comparer les performances d'un photoconducteur 1x2,5, de la photodiode PIN₈₀ et d'une photodiode MSM 1x2,5 pour deux courants injectés à la diode laser respectivement égaux à 35 mA ($P_{opt} \approx 300 \mu W$) et 40 mA ($P_{opt} \approx 600 \mu W$). Dans les basses fréquences le transfert de puissance du photoconducteur est supérieur de 18 dB et 17 dB à celui de la photodiode PIN₈₀. A partir des photocourants mesurés nous avons calculé des valeurs du gain statique égales à 16 et 13 pour les deux courants utilisés. Ceci est en accord avec les valeurs mesurées dans la partie dédiée à la caractérisation statique sous éclaircissement (paragraphe III.3.2.2). A l'aide de ces valeurs de gain statique nous estimons que la différence du bilan de transfert en puissance basses fréquences entre les photoconducteurs et la photodiode PIN₈₀ devrait être de 25 dB et 24 dB pour des courants I_{laser} respectivement égaux à 35 mA et 40 mA. Il existe donc une différence de $7 \text{ dB} \pm 1 \text{ dB}$ entre ces valeurs et les valeurs constatées (18 dB et 17 dB) qui peut être expliquée en rappelant le schéma électrique équivalent d'un photoconducteur 1x2,5. Sachant que celui-ci équivaut à un générateur de courant en parallèle avec une résistance R_d égale à 50Ω , on peut en effet considérer qu'un quart de la puissance hyperfréquence générée par le photodétecteur est transmise à la charge de 50Ω , soit une différence de 6 dB.

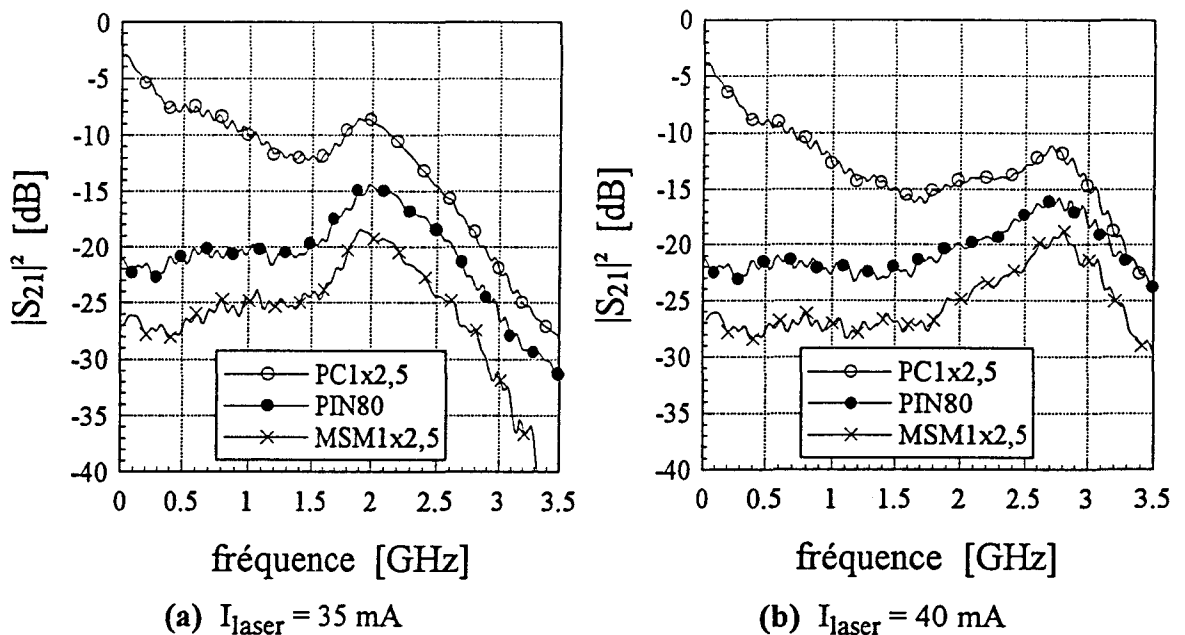


Figure IV.2 Comparaison des transferts de puissance d'un photoconducteur 1x2,5, de la photodiode PIN₈₀ et d'une photodiode MSM 1x2,5

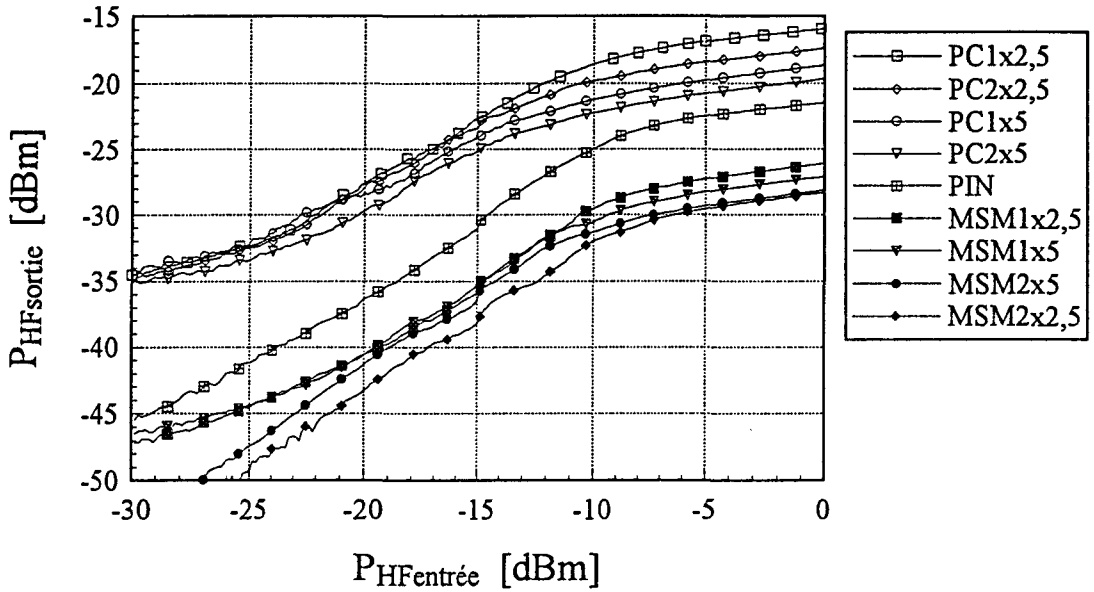
Jusqu'à 3 GHz le photoconducteur montre le meilleur transfert en puissance, il est suivi de la photodiode PIN₈₀ et puis de la photodiode MSM. Celle-ci présente un effet d'ombre qui détériore ses performances tant statiques que dynamiques mais a pour atout sa bande passante plus élevée [1].

CHEN et al. ont publié des performances relatives à un photoconducteur AlInAs/GaInAs [2,3]. Celui avait un gain statique sept fois plus élevé que le rendement quantique d'une photodiode PIN GaInAs fonctionnant à une fréquence de 2,7 GHz, un coefficient de réponse dynamique à 2,7 GHz estimé à 3 A/W pour $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ et un produit gain interne-bande passante de 72 GHz. Une comparaison avec nos résultats doit tenir compte de la méthode de mesure utilisée. Pour $f = 2,7 \text{ GHz}$ notre photoconducteur dépasse le niveau de la photodiode PIN₈₀ (0,9 A/W) de 5 dB. En ajoutant les 6 dB de pertes expliquées précédemment nous estimons le coefficient de réponse dynamique à 2,7 GHz égal à 3,2 A/W.

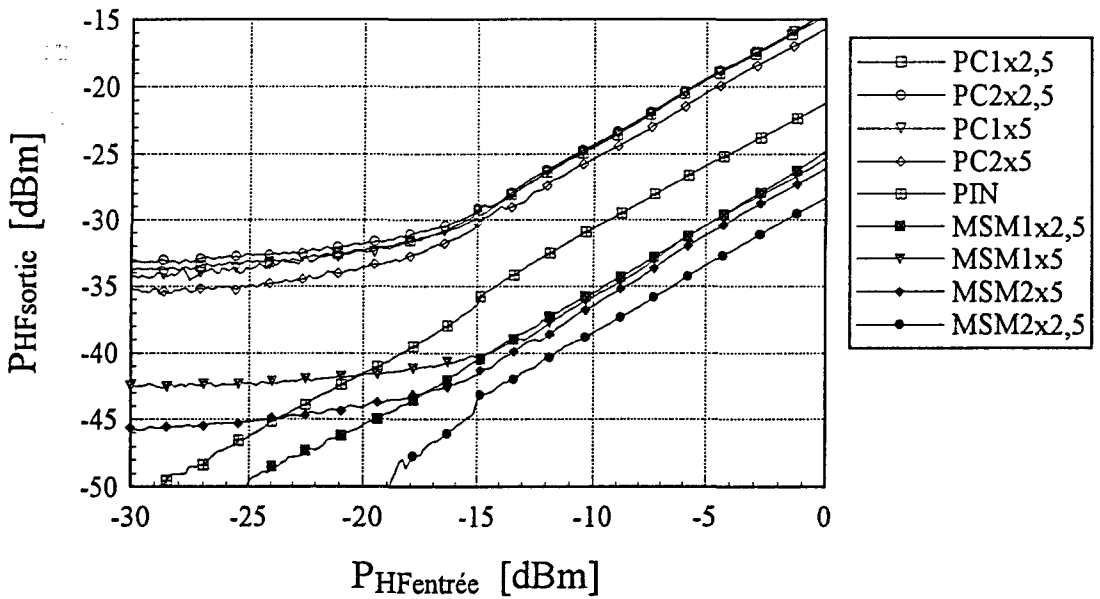
Il est nécessaire d'étudier la linéarité de la réponse dynamique des photodétecteurs. Dans ce but, nous avons relevé la puissance hyperfréquence en sortie en fonction de la puissance hyperfréquence en entrée pour des valeurs comprises entre -30 dBm et 0 dBm à 2 GHz. Les résultats pour chaque composant sont présentés sur les figures IV.3 (a),(b).

Dans le premier cas ($I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$) les photodiodes PIN₈₀ et MSM répondent linéairement pour des puissances microondes d'entrée inférieures à -10 dBm, puis présentent une saturation qui a lieu au même endroit pour les cinq photodiodes. Ceci peut s'expliquer par la saturation de la puissance lumineuse émise par la diode laser. Nous l'attribuons à deux facteurs : d'une part à 2 GHz et 35 mA de courant injecté à la diode laser, on se trouve à la résonance où les non-linéarités du laser sont les plus importantes; d'autre part la composante continue de la puissance lumineuse ($P_L \approx 300 \mu\text{W}$) n'est pas suffisamment élevée pour permettre de moduler le signal d'entrée au-delà de -5 dBm. Néanmoins la saturation s'effectue entre -10 dBm et -5 dBm en liaison avec la résonance du laser. Pour déterminer

exactement le point de compression il est nécessaire de mesurer le signal à 2 GHz dans une bande étroite sans la contribution des harmoniques.



(a) $I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$, $f = 2 \text{ GHz}$



(b) $I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$, $f = 2 \text{ GHz}$

Figure IV.3 P_{HSortie} en fonction de $P_{\text{HFentrée}}$ pour $f = 2 \text{ GHz}$

Dans le deuxième cas ($I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$, $P_L \approx 600 \mu\text{W}$) les photodiodes PIN₈₀ et MSM présentent une réponse linéaire à l'exception des photodiodes MSM 1x5 et 2x5 dans l'intervalle [-30 dBm, -15 dBm]. Ceci peut être causé par des réflexions multiples entre le

détecteur et le système de focalisation (absence d'isolateur optique). Si l'on admet cette hypothèse la sensibilité est alors limitée par ces réflexions et non par le niveau de bruit du laser, lequel est estimé pour une bande passante de 2 GHz à environ -48 dBm (voir figure III.5). En outre, lorsque le courant injecté à la diode laser est de 40 mA celle-ci est modulée sans atteindre le régime de saturation même avec des puissances d'entrée plus élevées.

Si l'on compare sur la IV.3 (a) les réponses des photoconducteurs à des puissances hyperfréquences d'entrée de -15 dBm et - 5 dBm on remarque des non-linéarités dues au fait que leurs gains dynamiques dépendent de la puissance lumineuse incidente. Néanmoins ces non-linéarités viennent s'ajouter à celles du laser.

Pour $I_{\text{laser}} = 40$ mA les photoconducteurs présentent une réponse linéaire dans l'intervalle [-15 dBm, 0 dBm] et dans les deux cas, ($I_{\text{laser}} = 35$ mA et 40 mA) la puissance en sortie varie lentement pour $P_{\text{HFentrée}}$ inférieure à -15dBm. Par ailleurs, la contribution de bruit des photoconducteurs est de 13 dB à 15 dB, ce qui a pour conséquence de diminuer leur sensibilité. Dans une bande de 2 GHz le niveau minimum détectable est compris entre -35 dBm et -33 dBm correspondant à 35 mA et 40 mA respectivement.

Pour confirmer que les non-linéarités proviennent principalement de la diode laser, nous avons effectué les mêmes mesures que précédemment à une fréquence de 1 GHz. Les résultats pour deux photoconducteurs (1x2,5 et 2x5) sont représentés sur la figure IV.4. Les réponses présentent un parcours linéaire jusqu'à -5 dBm. Puis nous observons que la saturation commence comme prévu à cause de la surmodulation. Le niveau de bruit du laser est estimé à -89 dBm pour 1 GHz (voir figure III.5), ce qui permet de détecter des puissances plus faibles qu'à 2 GHz. Cependant les photoconducteurs apportent un niveau de bruit de l'ordre de 13 dB à 15 dB et limitent de cette façon la sensibilité de la transmission.

Nous comparons sur la figure IV.5 (a) la linéarité de la réponse à 2 GHz pour un photoconducteur 1x2,5, une photodiode PIN (\varnothing 80 μm) et une photodiode MSM 1x2,5. Ces deux photodétecteurs présentent la meilleure linéarité, celle-ci étant limitée par la réponse de la diode laser. La comparaison des courbes sur les figures IV.5 (a) et (b) montre

qu'un courant injecté de 40 mA permet d'accroître la zone de linéarité au détriment du transfert en puissance. Par ailleurs, les photoconducteurs ont aussi pour $I_{laser} = 40 \text{ mA}$ une caractéristique non-linéaire mais moins accentuée que celle du laser. L'inconvénient majeur est leur niveau de bruit plus élevé qui limite la zone linéaire à des puissances d'entrée supérieures à -15 dBm. Pour mesurer des niveaux plus faibles il est nécessaire de réduire la bande passante ce qui peut se faire en utilisant un analyseur de spectres au lieu de l'analyseur de réseau scalaire qui est un appareil à large bande (26,5 GHz, $N_0 = -64 \text{ dBm}$).

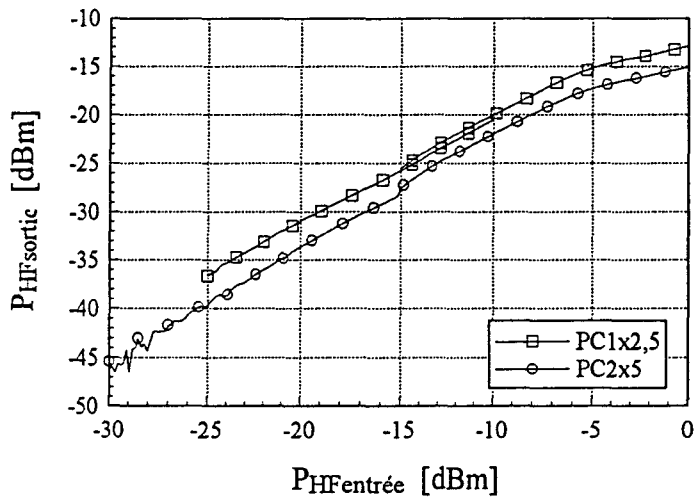


Figure IV.4 $P_{HFsortie}$ en fonction de $P_{HFentrée}$ pour $f = 1 \text{ GHz}$ et $I_{laser} = 35 \text{ mA}$

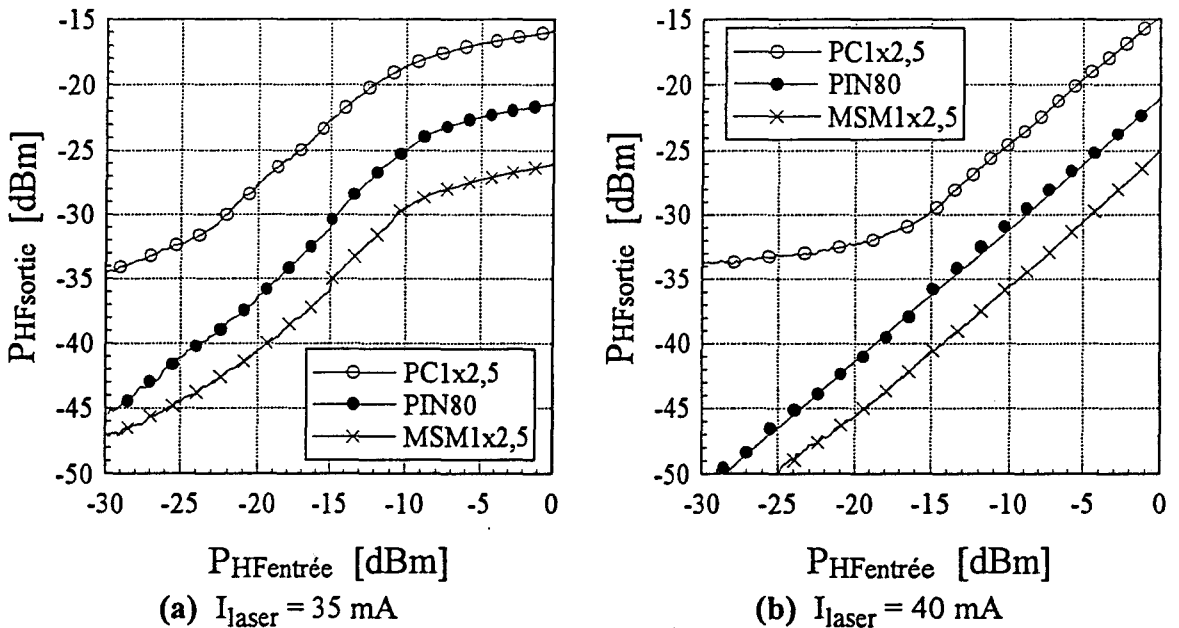


Figure IV.5 Comparaison de la linéarité de la réponse à 2 GHz entre un photoconducteur 1x2,5, la photodiode PIN_{80} et une photodiode $MSM_{1x2,5}$ à 2 GHz

IV.2 Point de compression et harmoniques

La mesure du point de compression et des harmoniques des liaisons opto-hyperfréquences présentées précédemment a été menée en utilisant un générateur synthétiseur Wiltron 68147A et un analyseur de spectres programmable Tektronix 494AP. Le niveau de bruit de l'appareil de mesure est de -94 dBm dans la gamme 1,7 GHz - 5,7 GHz, pour une bande passante de 100 kHz. La puissance de bruit thermique correspondant à cette bande passante a comme valeur -124 dBm (k·T·B), valeur inférieure au niveau de bruit de l'analyseur de spectres. La fréquence de travail choisie est de 2 GHz. Nous avons relevé la puissance hyperfréquence en sortie en fonction de la puissance microonde en entrée pour un signal à 2 GHz et ses harmoniques à 4 GHz, 6 GHz et 8 GHz. Nous allons interpréter en détail les résultats obtenus pour trois photodétecteurs : la photodiode PIN (\varnothing 80 μ m), la photodiode MSM2x2,5 et le photoconducteur 2x2,5 puis l'ensemble de résultats sera rassemblé dans un tableau.

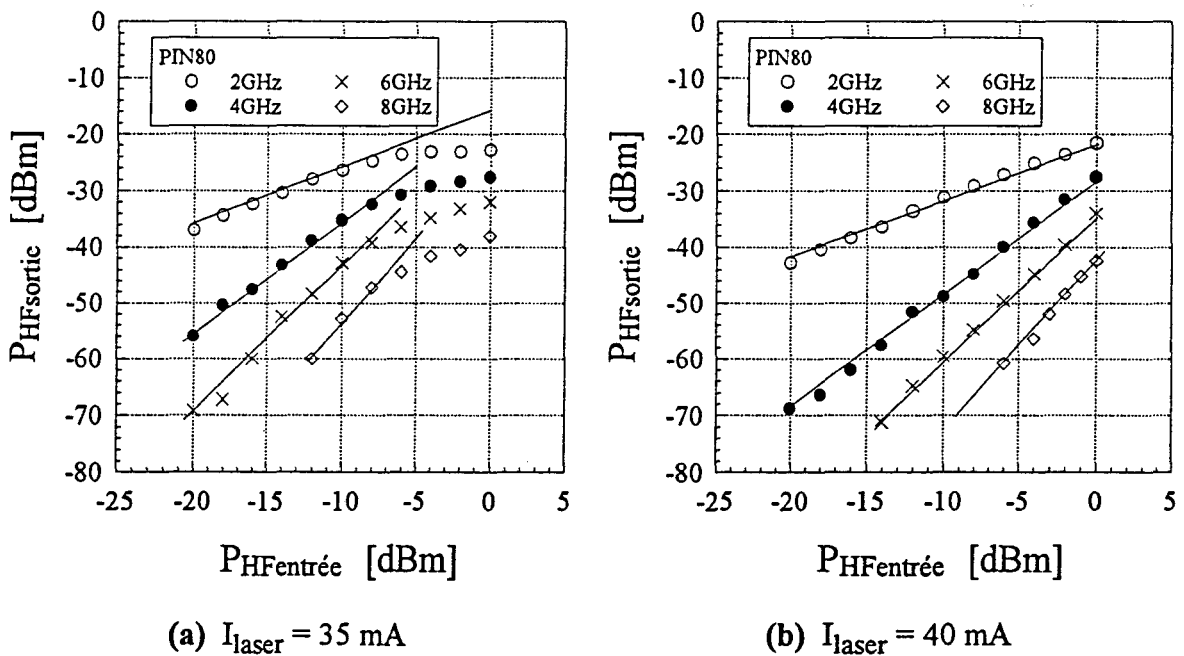


Figure IV.6 Point de compression d'une liaison opto-hyperfréquence avec la photodiode PIN₈₀ et les harmoniques correspondants à $f = 2 \text{ GHz}$

Les figures IV.6 (a),(b) montrent les résultats obtenus pour la photodiode PIN₈₀ pour deux courants injectés à la diode laser (35 mA et 40 mA). Les pentes des courbes dans les régions linéaires sont égales à 1 pour 2 GHz, à 2 pour 4 GHz, à 2,6 pour 6 GHz et 3 pour

8 GHz. Des droites théoriques ont été tracées suivant chaque pente pour montrer le bon accord avec les valeurs mesurées. La saturation observée pour $I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$ est provoquée du côté émetteur comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe précédent. Pour ce courant la liaison formée avec la photodiode PIN₈₀ a un point de compression à -1 dB égal à -28 dBm. En échange, pour $I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$ aucune saturation n'a été constatée pour une puissance microonde d'entrée $P_{\text{HFentrée}}$ comprise entre -20 dBm et 0 dBm. Néanmoins l'intersection avec les prolongements des harmoniques (4 GHz et 6 GHz) devrait avoir lieu à environ -15 dBm. Il faut rappeler que la fréquence de coupure de la photodiode PIN₈₀ est de 6,5 GHz, ce qui conduit à un niveau plus faible détecté de l'harmonique du troisième ordre.

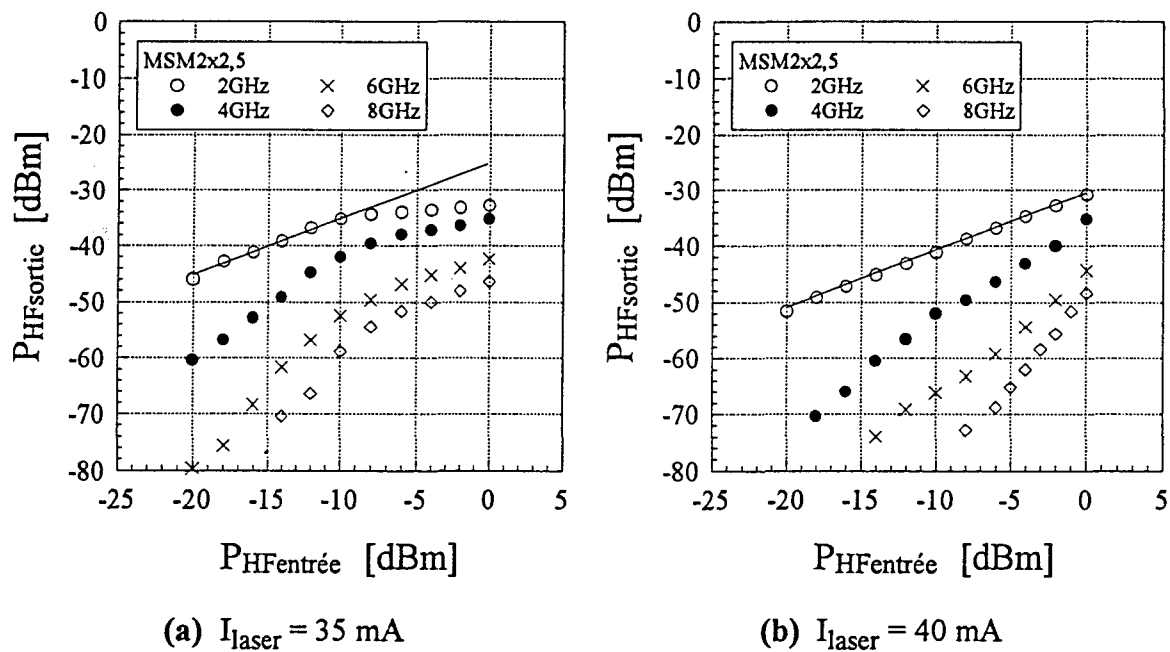


Figure IV.7 Point de compression d'une liaison opto-hyperfréquence avec photodiode MSM 2x2,5 et les harmoniques correspondants à $f = 2 \text{ GHz}$

Les figures IV.7 (a) et (b) rassemblent les résultats obtenus pour une photodiode MSM2x2,5. En comparant ces résultats avec ceux du bilan de transfert en puissance (figure IV.1) nous constatons une différence d'environ 2 dB qui est provoquée par les pertes liées à la connectique utilisée (tés de polarisation, câbles coaxiaux, raccords). Cela est aussi valable pour les autres mesures. Le point de compression à -1 dB de la liaison avec une photodiode

MSM2x2,5 est de -36 dBm ($I_{laser} = 35$ mA). La mesure pour $I_{laser} = 40$ mA ne montre pas de saturation dans la gamme de puissances microondes utilisées pour moduler la diode laser. Néanmoins il y a un écart de 8 dB entre la réponse à 2 GHz de la photodiode MSM et celle de la liaison avec la photodiode PIN₈₀. Cette différence a déjà été expliquée dans le paragraphe IV.1 concernant le transfert de puissance de la liaison.

La figure IV.8 (a) rassemble les résultats des mesures effectuées avec un photoconducteur 2x2,5 pour un courant injecté à la diode laser de 35 mA. Le point de compression à -1 dB de cette liaison est de -25 dBm. La figure IV.8 (b) montre les résultats pour $I_{laser} = 40$ mA. Comme dans les cas précédents (PIN₈₀ et MSM) aucune saturation n'est visible. Il est cependant intéressant de remarquer que l'écart entre les puissances microondes en sortie du signal à 2 GHz et de ses harmoniques est plus important que pour les photodiodes PIN₈₀ et MSM. Ceci est dû au fait que le gain dynamique décroît en $1/f$ par opposition aux photodiodes dont la fréquence de coupure est supérieure à 6 GHz. Ce phénomène nous permet de prévoir que la dynamique sans parasites d'une liaison avec un photoconducteur sera supérieure à celle formée par des photodiodes PIN₈₀ ou MSM, ce que l'on constatera plus loin dans ce chapitre dans la partie consacrée à l'intermodulation.

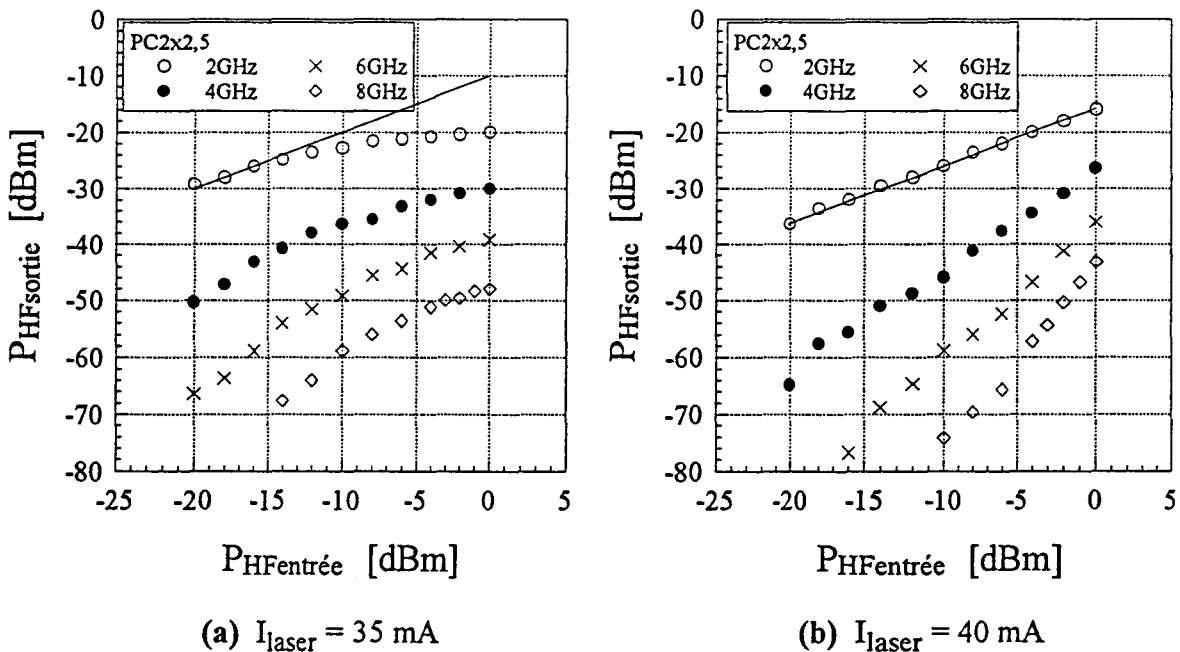


Figure IV.8 Point de compression d'une liaison opto-hyperfréquence avec un photoconducteur 2x2,5 et les harmoniques correspondants à $f = 2$ GHz

Le tableau suivant résume les résultats obtenus avec les différentes liaisons en termes de pertes d'insertion à 2 GHz et de point de compression pour la même fréquence en fonction des deux courants de polarisation de la diode laser. Nous estimons l'erreur de mesure à $\pm 1,5$ dB.

	I_{laser} 35 mA				I_{laser} 40 mA			
photodiode	PIN ₈₀				PIN ₈₀			
pertes d'insertion à 2 GHz [dB]	15				20			
point de compression à -1 dB [dBm]	-28				> -22			
photodiode	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5
pertes d'insertion à 2 GHz [dB]	20	22	19	23	25	27	25	28
point de compression à -1 dB [dBm]	-34	-34	-33	-36	> -28	> -29	> -30	> -31
photoconducteur	PC 1x5	PC 2x5	PC 1x2,5	PC 2x2,5	PC 1x5	PC 2x5	PC 1x2,5	PC 2x2,5
pertes d'insertion à 2 GHz [dB]	9	11	8	9	14	15	14	15
point de compression à -1 dB [dBm]	-21	-26	-20	-25	> -15	> -15	> -16	> -16

Tableau IV.2 Pertes d'insertion et point de compression

En comparant les pertes d'insertion des trois catégories de photodétecteurs à 2 GHz et pour un courant injecté à la diode laser de 35 mA on constate un écart d'environ 5 dB entre les photoconducteurs et la photodiode PIN₈₀ et aussi 5 dB entre cette dernière et les photodiodes MSM. En ce qui concerne le point de compression à -1 dB, celui-ci est de l'ordre de -34 dBm pour les liaisons opto-hyperfréquences effectuées avec des photodiodes MSM. La liaison de la photodiode PIN₈₀ présente un point de compression supérieur de 6dB (-28 dBm). Cette différence est due à l'écart entre les pertes d'insertion de la photodiodes PIN₈₀ et les photodiodes MSM. Les photoconducteurs présentent des points de compression compris entre -20 dBm et -26 dBm. La différence entre ces valeurs et celle de la photodiode PIN₈₀ s'explique également par l'écart des pertes d'insertion. Les non-linéarités produites par les photoconducteurs sont négligeables pour des puissances supérieures à -15 dBm. Dans ce dernier cas c'est la diode laser qui détermine le point de compression.

En augmentant le courant du laser à 40 mA nous obtenons une bonne linéarité des réponses des liaisons PC, PIN₈₀ et MSM dans la gamme de puissances étudiées [-20 dBm, 0 dBm]. Comme précédemment l'écart entre les réponses s'explique par la différence de pertes d'insertion et la saturation observée provient de la diode laser.

En ce qui concerne les harmoniques de la liaison, une application intéressante peut être de profiter de ces non-linéarités pour générer un signal ayant une fréquence multiple de celle utilisée pour moduler la diode laser [4,5]. En effet les diodes laser à bas coût ne présentent pas de fréquences de coupure élevées (< 5 GHz). Néanmoins, dans notre étude le quatrième harmonique (8 GHz) a été détecté par les liaisons de la photodiode PIN₈₀ et d'un photoconducteur 1x2,5 avec de pertes d'insertion d'environ 40 dB. Cela permettra d'aborder par exemple la bande X tout en utilisant un émetteur bon marché.

Nous pouvons imaginer la transmission d'un signal dont la fréquence est supérieure à la fréquence de coupure du laser en utilisant la liaison proposée sur la figure IV.9. Ce système peut permettre la transmission des signaux par voie optique à des fréquences non

accessibles aux lasers à semiconducteurs existants à l'heure actuelle. Ceci suit un des objectifs des liaisons optiques qui est celui de transmettre des signaux hyperfréquences avec un coût plus faible que celui des liaisons conventionnelles [6].

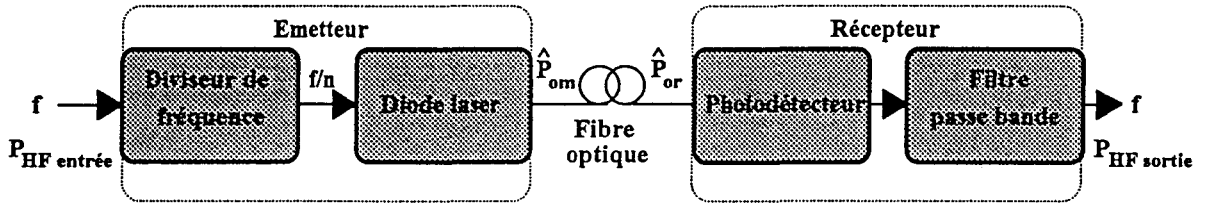


Figure IV.9 Liaison opto-hyperfréquence utilisant la transmission des harmoniques

Une autre idée intéressante a été proposée par DOGHECHE [7] dans le cas de la modulation de phase; il suggère d'utiliser un des harmoniques pour reconstituer un signal en synchronisme avec la porteuse nécessaire à la démodulation.

IV.3 Rapport signal sur bruit

Les pertes d'insertion ne peuvent pas être le seul critère de choix d'une liaison. Le rapport signal sur bruit (S/B) nous permet de comparer également les performances des liaisons opto-hyperfréquences. Il est défini par la relation :

$$S/B = \frac{\langle i_s^2 \rangle}{\langle i_b^2 \rangle} = \frac{\langle i_s^2 \rangle}{\langle i_{laser}^2 \rangle + \langle i_{détecteur}^2 \rangle + \langle i_{thermique}^2 \rangle} \quad (IV.1)$$

où i_s et i_b sont le courant modulé et le courant de bruit total. Ce dernier possède trois composantes : le courant de bruit provenant du laser $\sqrt{\langle i_{laser}^2 \rangle}$, le courant de bruit du détecteur $\sqrt{\langle i_{détecteur}^2 \rangle}$ et le courant équivalent de bruit thermique $\sqrt{\langle i_{thermique}^2 \rangle}$.

Nous allons discuter à partir de la relation précédente de la contribution de chaque source de bruit. Il est souhaitable qu'une liaison présente un rapport signal sur bruit le plus élevé possible. Le rapport signal sur bruit pour une diode laser modulée par un signal sinusoïdal avec un taux de modulation m est défini comme suit [8] :

$$S/B_{\text{laser}} = \frac{(P_{\text{om}})^2 / 2}{\langle \delta P^2 \rangle} = \frac{m^2}{2} \cdot \frac{\langle P_{\text{opt}} \rangle^2}{\langle \delta P^2 \rangle} = \frac{m^2}{2 \cdot \text{RIN}} \quad (\text{IV.2})$$

où P_{om} est l'amplitude de la puissance optique modulée, δP est la fluctuation de la puissance optique P_{opt} , et RIN est le bruit relatif d'intensité du laser (équation I.17) dans une bande Δf égale à 1 Hz. Nous constatons l'avantage d'utiliser un taux de modulation égal à 1 afin d'optimiser le rapport signal sur bruit d'une diode laser.

De la même manière nous pouvons écrire l'expression du rapport signal sur bruit pour une photodiode PIN [9] ou MSM et pour un photoconducteur. Si l'on fait intervenir les équations I.44 - I.49 et I.52 - I.55 nous arrivons aux relations suivantes :

$$S/B_{\text{photodiode}} = \frac{\left(m \cdot \eta \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \langle P_{\text{opt}} \rangle \cdot G_{\text{ot}} \right)^2}{2 \cdot B \cdot \left(2 \cdot q \cdot \langle I_{\text{total}} \rangle + \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{\text{eq-PD}}} \right)} = \frac{(m \cdot I_{\text{ph-PD}})^2}{2 \cdot B \cdot \left(2 \cdot q \cdot \langle I_{\text{ph-PD}} + I_0 \rangle + \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{\text{eq-PD}}} \right)} \quad (\text{IV.3})$$

$$S/B_{\text{pc}} = \frac{m^2 \cdot \frac{\eta}{h \cdot \nu} \cdot \langle P_{\text{opt}} \rangle \cdot G_{\text{ot}}}{8 \cdot B \cdot \left(1 + \frac{kT}{q} \cdot \frac{(1 + \omega^2 \cdot \tau_v^2)}{G(0)} \cdot \frac{1}{R_{\text{eq-PD}} \langle I_{\text{ph-PC}} \rangle} + I_0^2 \cdot K_1 \right)} = \frac{(m \cdot I_{\text{ph}}^* \cdot G(f))^2}{2 \cdot B \cdot \left(4 \cdot q \cdot I_{\text{ph}}^* \cdot G^2(f) + \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{\text{eq-PC}}} + I_0^2 \cdot G^2(f) \cdot K_2 \right)} \quad (\text{IV.4})$$

Rappelons que I_{ph}^* est le photocourant primaire généré par un photoconducteur assimilable à celui d'une photodiode ($I_{\text{ph-PD}}$) lorsqu'on ne tient pas compte du gain du photoconducteur. I_0 est le courant d'obscurité du photodétecteur, K_1 et K_2 sont des constantes de proportionnalité qui traduisent l'effet du bruit de génération-recombinaison en obscurité qui dépend du temps caractéristique de ce phénomène, du nombre de pièges dans le matériau et du nombre de porteurs participant à la conduction [10].

Par la suite nous pouvons comparer les rapports signal sur bruit pour ces deux catégories de détecteurs. Dans le cas d'une photodiode PIN/MSM le rapport signal sur bruit est limité en général par le bruit thermique. Il faudrait un courant total supérieur à 1 mA pour que la contribution du bruit de grenaille soit du même ordre de grandeur que celle du bruit thermique.

Dans le cas d'un photoconducteur le rapport signal sur bruit dépend du gain dynamique (contribution du bruit de génération-recombinaison) et du courant d'obscurité. Si le gain est suffisamment élevé pour négliger le bruit thermique, le bruit de génération-recombinaison prédominera et le rapport signal sur bruit du photoconducteur restera moins bon que celui d'une photodiode. Pour les valeurs de gain dynamique de l'ordre de 1 le bruit thermique et le bruit de génération-recombinaison en obscurité limitent le rapport signal sur bruit. Pour $G(f) < 1$ le niveau de bruit reste limité par le niveau de bruit thermique et le rapport se détériore suivant $1/f^2$.

Après discussion sur chaque élément de la liaison nous pouvons aborder le rapport signal sur bruit global de celle-ci. La valeur efficace du courant modulé sinusoïdalement par un signal de fréquence inférieure à la fréquence de coupure du photodétecteur s'écrit :

$$\sqrt{\langle i_s^2 \rangle} = \frac{m \cdot R(0) \cdot P_{opt} \cdot G_{ot}}{\sqrt{2}} \quad (IV.5)$$

Si l'on tient compte des sources de bruit qui interviennent dans la liaison présentée avec une photodiode PIN ou MSM dont le coefficient de réponse statique est $R_{PD}(0)$, le rapport signal sur bruit devient alors [11] :

$$S/B_{photodiode} = \frac{[m \cdot R_{PD}(0) \cdot P_{opt} \cdot G_{ot}]^2}{2 \cdot B \cdot \left[\frac{RIN}{\Delta f} \cdot (R_{PD}(0) \cdot P_{opt} \cdot G_{ot})^2 + 2 \cdot q \cdot R_{PD}(0) \cdot P_{opt} \cdot G_{ot} + \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{eq-PD}} \right]} \quad (IV.6)$$

Nous pouvons constater que le rapport signal sur bruit dépend des pertes optiques. Le facteur G_{ot} traduit l'effet des pertes optiques et prend la valeur 1 dans le cas idéal sans pertes optiques (voir paragraphe I.3). Pour des valeurs de G_{ot} supérieures à 0,1 le rapport signal sur bruit est limité par le RIN du laser puis par le bruit de grenaille du détecteur. Le bruit thermique est dominant quand G_{ot} est inférieur à 0,1 parce que dans ce cas le bruit du laser et celui du détecteur deviennent plus faibles que le bruit thermique produit par la résistance équivalente qui est peu différente de la résistance de la charge.

Nous pouvons de façon analogue donner l'expression du rapport signal sur bruit pour une liaison constituée d'un photoconducteur (coefficient de réponse statique $R_{PC}(0)$). Dans ce cas il faut tenir compte du fait que le signal détecté dépend de la fréquence de travail. Le rapport signal sur bruit s'écrit par conséquent :

$$S/B_{pc} = \frac{\left[m \cdot R_{PC}(0) \cdot P_{opt} \cdot G_{ot} \cdot \frac{G(f)}{G(0)} \right]^2}{2 \cdot B \cdot \left[\frac{RIN}{\Delta f} \cdot (R_{PC}(0) \cdot P_{opt} \cdot G_{ot})^2 + 4 \cdot q \cdot R_{PC}(0) \cdot P_{opt} \cdot G_{ot} \cdot \frac{G^2(f)}{G(0)} + \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{eq-PC}} + I_o^2 \cdot G^2(f) \cdot K_2 \right]} \quad (IV.7)$$

La comparaison des relations IV.6 et IV.7 permet de mettre en évidence que le rapport signal sur bruit d'une liaison composée d'une photodiode PIN ou d'une photodiode MSM est meilleur que celui de son homologue photoconducteur. D'une part le bruit provenant du laser sera "amplifié" parce que le coefficient de réponse statique du photoconducteur est plus élevé que celui d'une photodiode [$R_{PC}(0) > R_{PD}(0)$]. D'autre part le bruit de génération-recombinaison d'un photoconducteur est supérieur au bruit de grenaille d'une photodiode. En outre, le rapport signal sur bruit se détériore pour la liaison avec un photoconducteur quand la fréquence augmente parce que la décroissance du signal n'est pas compensée entièrement par la diminution du bruit de génération-recombinaison. Le troisième facteur à considérer est l'effet de la résistance équivalente de la source de bruit. Celle-ci sera plus faible dans le cas d'un photoconducteur, puisqu'il a une résistance plus faible que celle d'une photodiode. Cela conduit à une augmentation du courant équivalent du bruit thermique par rapport à une liaison avec une photodiode, ce qu'on doit considérer en particulier quand la résistance du photoconducteur est inférieure ou de même ordre de grandeur que celle de la charge.

Nous allons maintenant exposer la partie expérimentale et l'interprétation des résultats de la mesure du rapport signal sur bruit. Cette mesure a été effectuée en utilisant un générateur synthétiseur Wiltron 6814A pour moduler la diode laser et un analyseur de spectres pour mesurer le rapport signal sur bruit. Un amplificateur à faible bruit n° 3903 a été utilisé pour permettre de bien distinguer la puissance de bruit provenant de la liaison de la

puissance minimale détectable par l'analyseur de spectres (-94 dBm). Néanmoins, le rapport signal sur bruit n'est pas altéré par l'amplificateur compte tenu du fait que l'on mesure la différence entre le signal et le bruit tous les deux amplifiés à la même fréquence avec le même gain. Le rapport signal sur bruit a été mesuré en faisant la différence entre la puissance du signal à la sortie de la liaison ($P_{HF\text{sortie}}$) et le niveau de bruit correspondant (N_b). Une correction a été nécessaire pour tenir compte de la bande passante de 1 MHz selon la relation suivante :

$$S/B \text{ [dB}_c/\text{Hz]} = P_{HF\text{ sortie}}/[\text{dBm}] - N_b/[\text{dBm}] + 10 \cdot \log(B/[\text{Hz}]) \quad (\text{IV.8})$$

La figure suivante montre un résultat typique obtenu avec la photodiode PIN₈₀.

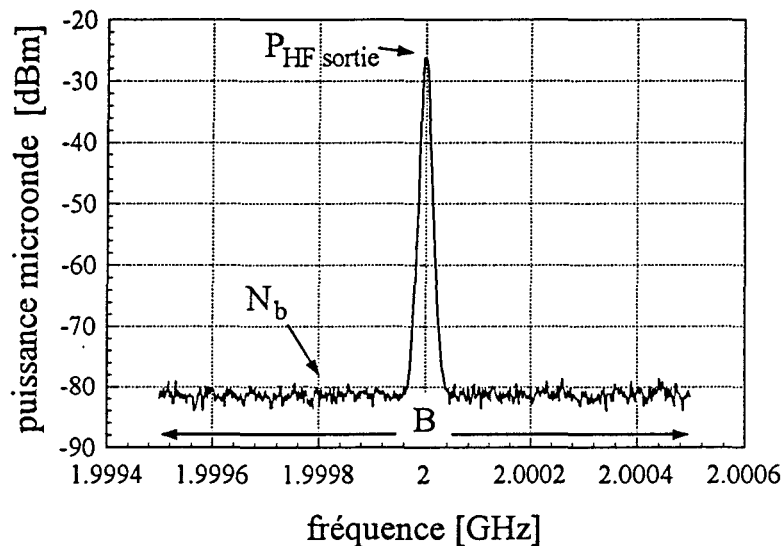


Figure IV.10 Mesure du rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit a été relevé dans la bande 800 MHz - 2,2 GHz pour trois puissances d'entrée : -10 dBm, -20 dBm et -30 dBm. Toutes les trois se trouvent dans la région linéaire du transfert en puissance de la liaison comme déjà vu dans le paragraphe consacré à la mesure du point de compression. Deux courants injectés à la diode laser ont permis de montrer l'influence du laser sur le rapport signal sur bruit.

Comme nous l'avons fait dans le paragraphe consacré à la mesure du point de compression nous allons présenter d'abord les résultats des trois liaisons représentatives avant de résumer l'ensemble des informations obtenues dans un tableau récapitulatif.

Les figures IV.11 (a),(b) montrent les résultats de la mesure du rapport signal sur bruit de la liaison avec la photodiode PIN₈₀. Nous estimons l'erreur de mesure à ± 1,5 dB. Afin de trouver un indicateur approximatif de l'évolution du rapport signal sur bruit nous avons réalisé des régressions linéaires des données dont les résultats sont les trois droites de chaque figure. Si l'on tient compte de l'erreur de mesure nous pouvons affirmer que les droites sont parallèles et séparées de 10 dB, ce qui correspond à la différence entre les puissances microondes appliquées à l'entrée de la liaison. Néanmoins le rapport signal sur bruit montre deux régions. La première correspond à une décroissance plus forte que la droite de régression et la deuxième à une droite parallèle à l'axe des abscisses. L'intersection de ces deux régions indiquées par les lignes plus foncées a lieu entre 1,6-1,8 GHz et 1,2-1,4 GHz pour des courants I_{laser} respectivement égaux à 35 mA et 40 mA.

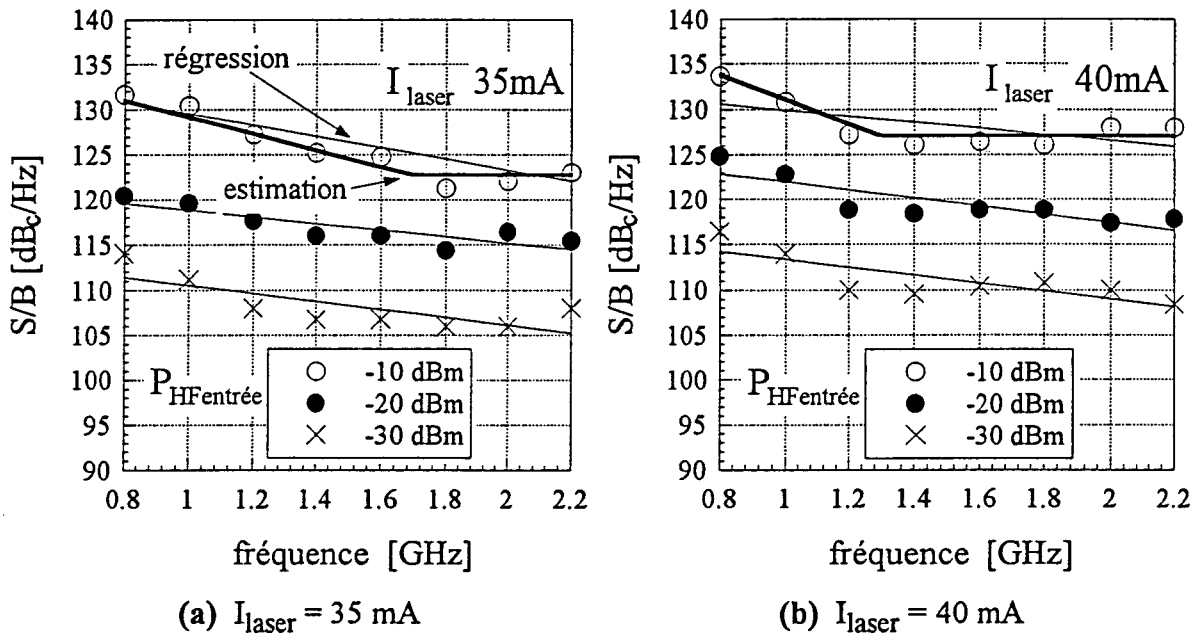


Figure IV.11 Rapport signal sur bruit d'une liaison avec la photodiode PIN₈₀

De façon générale nous constatons une détérioration du rapport signal sur bruit lorsqu'on passe de 1 GHz à 2 GHz d'environ 5 dB. Nous attribuons cette décroissance à l'augmentation du bruit du laser. Nous pouvons également observer que la pente des droites est moins accentuée lorsque le courant du laser prend la valeur de 40 mA. En outre, les valeurs obtenues avec un courant injecté à la diode laser égal à 40 mA sont de 2 dB - 3 dB supérieures à celles correspondant à un courant de 35 mA. Ceci prouve que l'augmentation

du bruit du laser n'est pas compensée par l'augmentation du signal dû à la résonance. Rappelons que pour un courant de 40 mA la résonance du laser se trouve à 2,7 GHz c'est-à-dire en dehors de la gamme de fréquences étudiée ce qui n'est pas le cas pour un courant de 35 mA pour lequel la fréquence de résonance du laser est de 2 GHz. A 2 GHz le rapport signal sur bruit prend les valeurs de 123 dB_c/Hz et 127 dB_c/Hz pour 35 mA et 40 mA respectivement. Le rapport signal sur bruit d'une liaison opto-hyperfréquence à faibles pertes optiques est de 130 dB avec des composants d'extrémités actuellement disponibles [11]. Des valeurs de 113 dB_c/Hz [12], 119,3 dB_c/Hz [13] et 125 dB_c/Hz [14] ont été rapportées dans la littérature et attestent des bonnes performances de la liaison de référence utilisée dans ce travail.

Les figures IV.12 (a),(b) montrent les résultats de la mesure du rapport signal sur bruit pour une liaison composée d'une photodiode MSM 2x2,5. Celle-ci montre la même évolution que la photodiode PIN₈₀. Cependant, à cause de la différence du transfert en puissance entre les photodétecteurs, la liaison avec une photodiode MSM 2x2,5 présente des valeurs de 6-8 dB inférieures à celles obtenues avec son homologue PIN₈₀. Le rapport signal sur bruit passe de 124 dB_c/Hz pour 1 GHz à 120 dB_c/Hz pour une fréquence de 2 GHz (figure IV.12 a).

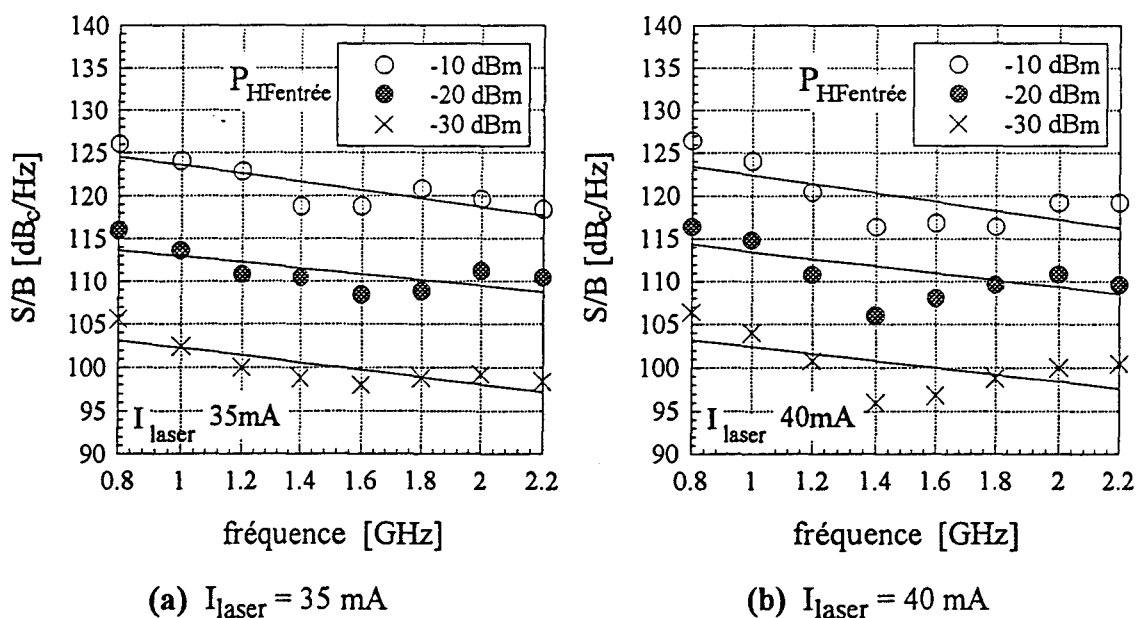
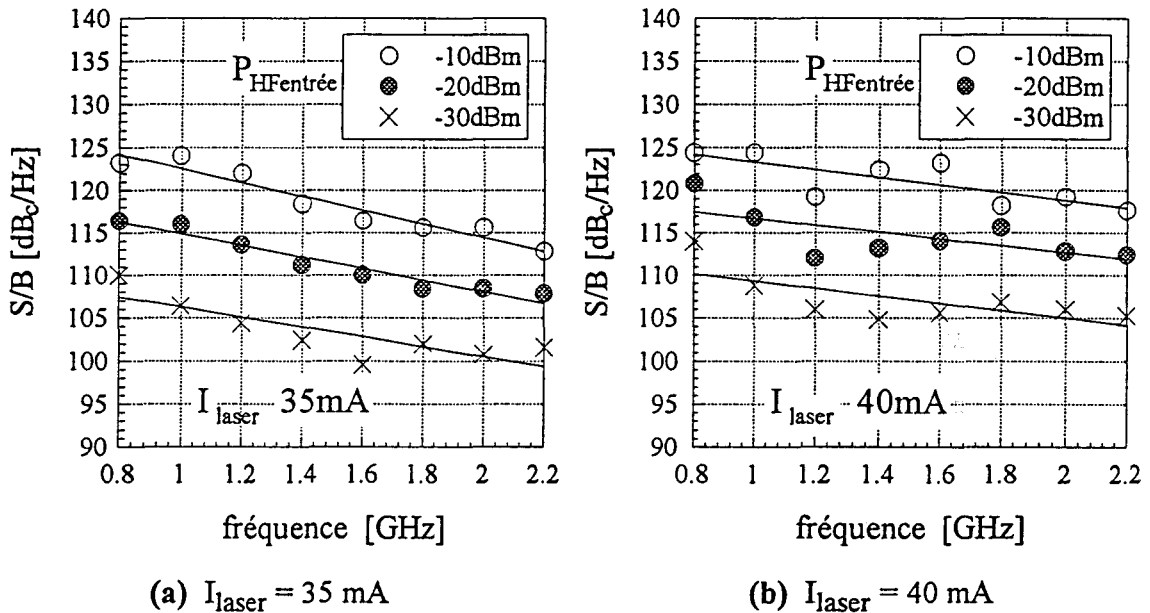


Figure IV.12 Rapport signal sur bruit d'une liaison réalisée avec une photodiode MSM 2x2,5

Les résultats de la mesure du rapport signal sur bruit concernant la liaison avec un photoconducteur 2x2,5 sont représentés sur les figures IV.13 (a) et (b). On remarque que le rapport signal sur bruit décroît plus rapidement lorsque le courant injecté à la diode laser est de 35 mA. Lorsque la fréquence passe de 1 GHz à 2 GHz, le signal décroît de 10 dB dans le premier cas et de 5 dB dans le second. A 1 GHz les valeurs sont les mêmes si l'on tient compte de l'erreur de mesure ($\approx 124 \text{ dB}_c/\text{Hz}$, $P_{\text{HFentrée}} = -10 \text{ dBm}$). A 2 GHz la différence est de 3 dB en faveur de la liaison fonctionnant à 40 mA. Cette différence peut s'expliquer par l'effet "d'amplification" du bruit par le photoconducteur à la résonance (2 GHz, 35 mA) ce qui ne compense pas du tout l'augmentation du signal due à celle-ci.



(a) $I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$ (b) $I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$
 Figure IV.13 Rapport signal sur bruit d'une liaison réalisée avec un photoconducteur 2x2,5

Nous comparons les résultats des trois types de liaisons sur les figures IV.14 (a) et (b). La liaison PIN_{80} montre les meilleures performances en terme de rapport signal sur bruit. Ensuite la liaison MSM 2x2,5 est de 7 dB moins performante que la première. La liaison PC 2x2,5 présente une réponse qui dépend du courant injecté à la diode laser. Le premier cas ($I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$) montre que le rapport signal sur bruit est le même jusqu'à 1,4 GHz que celui d'une liaison MSM 2x2,5. Pour des fréquences supérieures à 1,4 GHz le rapport signal sur bruit de la liaison PC 2x2,5 décroît plus vite que les autres. Nous

attribuons cela à deux causes : la première, est la diminution du gain dynamique qui n'est pas compensée par la diminution du bruit de génération-recombinaison ce qui conduit à une chute du signal pour les deux cas ($I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$ et 40 mA); la deuxième, est l'augmentation du bruit du laser qui est détecté par le photoconducteur et en quelque sorte amplifié par son coefficient de réponse statique. La figure IV.14 (b) ($I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$) permet de mettre en évidence un résultat intéressant, à savoir que la liaison PC 2x2,5 présente le même rapport signal sur bruit que celui d'une photodiode MSM 2x2,5. Cette égalité est confirmée par la superposition des droites de régression. Néanmoins, ces résultats sont de 6-8 dB plus faibles que ceux d'une liaison avec une photodiode PIN₈₀. En tenant compte du transfert de puissance dans la bande 1 GHz - 2 GHz nous estimons que la contribution de bruit du photoconducteur est de l'ordre de 10 dB ce qui conduit à un rapport signal sur bruit plus faible que celui d'une liaison avec la photodiode PIN₈₀ malgré les meilleures performances en termes de pertes d'insertion. Cependant la valeur de 119 dB_c/Hz à 2 GHz satisfait les critères posés à une liaison hyperfréquence par voie optique pour la transmission de signaux analogiques.

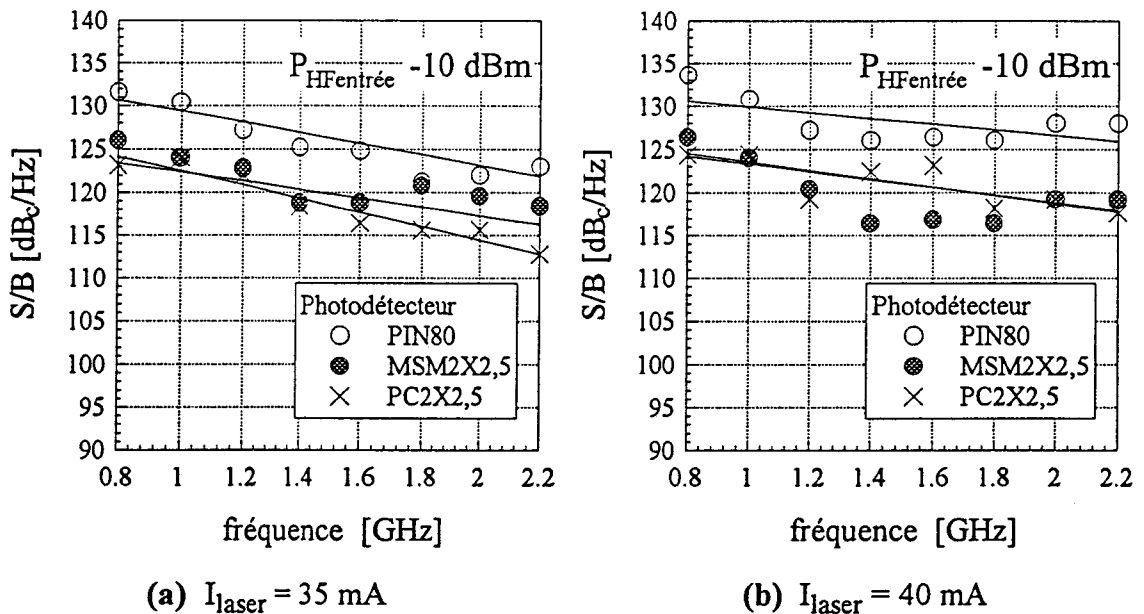


Figure IV.14 Comparaison du rapport signal sur bruit

IV.4 Produit d'intermodulation et dynamique

Le produit d'intermodulation montre l'effet d'interférence d'un signal de fréquence f_1 sur un autre de fréquence f_2 proche de celle du premier. Ces deux signaux sont utilisés pour moduler directement une diode laser. Le produit d'intermodulation de deuxième ordre concerne les fréquences $2 \cdot f_1$, $2 \cdot f_2$, $f_2 \pm f_1$ et celui de troisième ordre les fréquences $3 \cdot f_1$, $3 \cdot f_2$, $2 \cdot f_2 \pm f_1$, $2 \cdot f_1 \pm f_2$. Lorsque la transmission se réalise dans une bande inférieure à une octave, le produit d'intermodulation de deuxième ordre peut être négligé parce que les fréquences correspondantes se situent en dehors de la bande passante de transmission. La figure IV.15 montre le résultat typique de l'intermodulation. Nous constatons que le produit d'intermodulation du troisième ordre à $2 \cdot f_1 - f_2 = 1,97$ GHz et $2 \cdot f_2 - f_1 = 2,03$ GHz se trouve très près de signaux transmis ($f_1 = 1,99$ GHz et $f_2 = 2,01$ GHz). Le produit d'intermodulation perturbe par conséquent la transmission. Si P est la puissance optique émise par une diode laser et I le courant d'injection, la relation entre P et I s'écrit [8] :

$$P = \langle P \rangle + \frac{\partial P}{\partial I} \cdot (I - \langle I \rangle) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial I^2} \cdot (I - \langle I \rangle)^2 + \frac{1}{6} \cdot \frac{\partial^3 P}{\partial I^3} \cdot (I - \langle I \rangle)^3 + \dots \quad (IV.9)$$

La relation précédente traduit l'effet des non-linéarités produites par les harmoniques de deuxième et troisième ordre. Ces dernières présentent sous échelle logarithmique une pente trois fois supérieure à celle du fondamental.

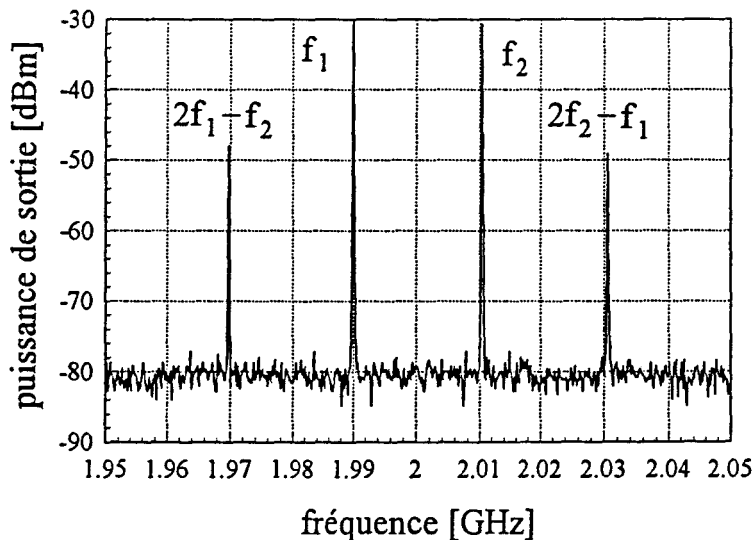


Figure IV.15 Mesure du produit d'intermodulation de troisième ordre

L'étude de la dynamique d'une liaison est indispensable pour juger ses performances. La mesure du produit d'intermodulation de troisième ordre permet de déterminer la dynamique sans parasites d'une liaison hyperfréquence. La dynamique sans parasites D_{sp} est définie comme la différence entre les puissances d'entrée du produit d'intermodulation de 3^{ème} ordre (P_{PIM}) et du fondamental (P_f) correspondant au niveau de bruit en sortie N_{sortie} dans une bande passante donnée, 1 MHz par exemple (voir figure IV.16). Son unité est dans ce cas le $dB \cdot MHz^{2/3}$. A l'aide de la relation suivante nous pouvons calculer la dynamique sans parasites dans une bande de 1 Hz.

$$D_{sp}/[dB \cdot Hz^{2/3}] = P_{PIM}/[dBm] - P_f/[dBm] + 2/3 \cdot 10 \cdot \log(B/[Hz]) \quad (IV.10)$$

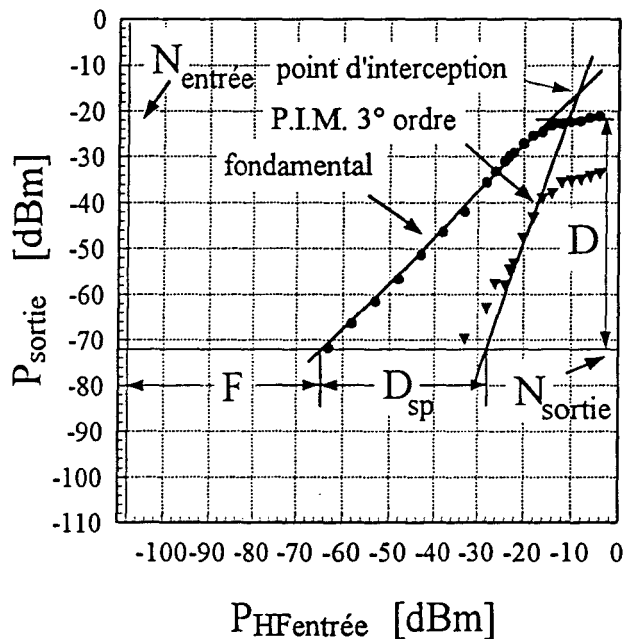


Figure IV.16 Produit d'intermodulation d'une liaison avec une photoconducteur 1x2,5
 $I_{laser} = 35 \text{ mA}$, $B = 1 \text{ MHz}$, $f = 2 \text{ GHz}$

Un autre paramètre important est la dynamique de sortie de la liaison. Elle correspond à la différence entre la puissance de sortie correspondant au point de compression à -1 dB et le niveau de bruit en sortie. Elle traduit le rapport signal sur bruit maximal que l'on peut obtenir avec la liaison tout en restant dans la région linéaire. La dynamique s'exprime en $dB \cdot MHz$ si la bande passante choisie est de 1 MHz. Dans un autre cas on peut utiliser la relation suivante pour calculer la dynamique de sortie dans une bande de 1 Hz.

$$D/[dB \cdot Hz] = P_{-1dB}/[dBm] - N_{sortie}/[dBm] + 10 \cdot \log(B/[Hz]) \quad (IV.11)$$

Le facteur de bruit de la liaison peut également être déterminé à partir de la mesure du produit d'intermodulation. Il est défini par la relation suivante où G est le bilan de transfert en puissance de la liaison :

$$F = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{entrée}}}{\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{sortie}}} = \frac{1}{G} \cdot \frac{N_{\text{sortie}}}{N_{\text{entrée}}} \quad (\text{IV.12})$$

Si l'on exprime les puissances en dBm, le facteur de bruit est égal à la différence entre la puissance d'entrée correspondant au niveau de bruit en sortie (N_{sortie}) et la puissance de bruit à l'entrée de la liaison ($N_{\text{entrée}}$).

La mesure du produit d'intermodulation a été effectuée autour de 2 GHz avec un premier signal de fréquence 1,99 GHz et un deuxième de fréquence 2,01 GHz générés par deux générateurs microondes. Les deux signaux ont été injectés à la diode laser via un coupleur et un té de polarisation. Deux courants, 35 mA et 40 mA, ont été employés pour polariser la diode laser en continu. Le spectre en sortie de la liaison a été relevé avec un analyseur de spectres. La bande passante utilisée est de 1 MHz. Le niveau de bruit a été mesuré en introduisant un amplificateur de 10 dB entre le photodétecteur et l'analyseur de spectres. La bande passante pour cette mesure a été de 100 kHz afin de bien séparer le bruit de la puissance minimale mesurable par l'appareil, laquelle est de -94 dBm dans ces conditions. Il faut remarquer qu'une correction a été nécessaire pour tenir compte des pertes introduites par le coupleur. La puissance hyperfréquence à l'entrée de la liaison ($P_{\text{HFentrée}}$) est égale à celle délivrée par le générateur moins les pertes du coupleur.

Les figures IV.17 (a),(b) montrent les résultats du produit d'intermodulation d'une liaison avec la photodiode PIN₈₀. Nous constatons une amélioration des performances en termes de point d'interception, dynamique sans parasites et dynamique de sortie de la liaison lorsque le courant injecté passe de 35 mA à 40 mA. Cependant les pertes d'insertion à 2 GHz augmentent de 5 dB.

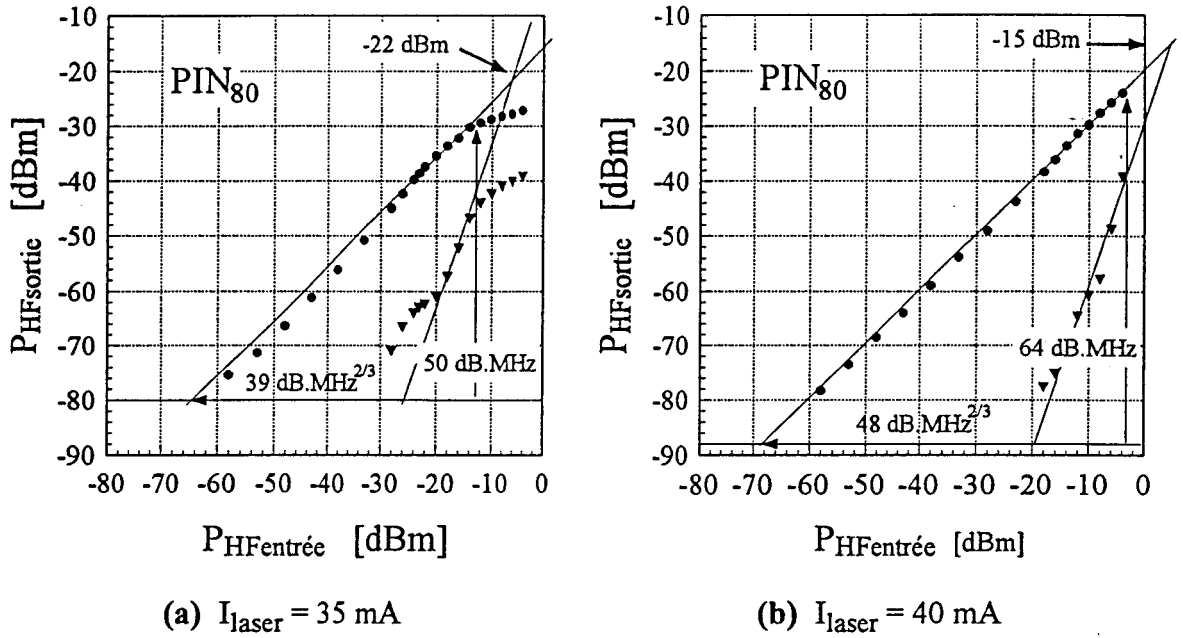


Figure IV.17 Produit d'intermodulation de la liaison avec la photodiode PIN₈₀

En comparant ces résultats de la figure IV.17 (a) avec ceux de la mesure du point de compression (paragraphe IV.2) il existe un bon accord pour les valeurs de la puissance de sortie (P_{HFsortie}) du point de compression à -1 dB. Néanmoins, nous constatons une différence pour les autres valeurs de puissance d'entrée ($P_{\text{HFentrée}}$). Ceci peut s'expliquer par le fait que deux signaux de fréquences f_1 et f_2 servent à moduler la diode laser. Du point de vue de celle-ci la puissance d'entrée est égale à deux fois la puissance d'un seul signal ce qui fait une différence de 3 dB sur l'axe des abscisses par rapport à la mesure du point de compression à -1 dB et provoque la saturation pour une puissance d'entrée plus faible que dans le cas antérieur.

La liaison PIN₈₀ présente à 2 GHz les performances suivantes :

- $I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA} \Rightarrow$ point d'interception à -22 dBm
- \Rightarrow dynamique sans parasites $39 \text{ dB}\cdot\text{MHz}^{2/3}$, ($79 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$)
- \Rightarrow dynamique de sortie $50 \text{ dB}\cdot\text{MHz}$, ($110 \text{ dB}\cdot\text{Hz}$)
- \Rightarrow facteur de bruit 43 dB.

- $I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA} \Rightarrow$ point d'interception à -15 dBm
- \Rightarrow dynamique sans parasites $48 \text{ dB}\cdot\text{MHz}^{2/3}$, ($88 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$)

- ⇒ dynamique de sortie $> 64 \text{ dB}\cdot\text{MHz}$, ($> 124 \text{ dB}\cdot\text{Hz}$)
- ⇒ facteur de bruit 40 dB.

Les valeurs obtenues pour $I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$ sont comparables aux résultats publiés par COX et al. [15]. Dans leur travail ils présentent une liaison ayant une dynamique sans parasites de $91 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$ avec des pertes d'insertion de 13,6 dB dans la bande de 1 GHz; un point d'interception à 0 dBm, une dynamique de sortie supérieure à $110 \text{ dB}\cdot\text{Hz}$ et un facteur de bruit de 33 dB dans le cas de la modulation directe d'une diode laser. La valeur élevée du facteur de bruit est l'inconvénient majeur d'une liaison dont l'émetteur est une diode laser. Les auteurs précédemment cités ont montré que l'on peut améliorer les performances d'une liaison opto-hyperfréquence et obtenir un facteur de bruit de 6 dB avec une dynamique sans parasites de $104 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$ en utilisant un modulateur externe au niobate de lithium avec un laser Nd:YAG pompé par des diodes laser comme source.

La liaison composée d'une photodiode MSM a été caractérisée de la même façon. Les résultats de cette mesure sont représentés sur les figures IV.18 (a),(b). Nous remarquons de manière générale des performances inférieures par rapport à la liaison PIN_{80} en termes de dynamique sans parasites ($\Delta \approx 8 \text{ dB}$), dynamique de sortie ($\Delta \approx 12\text{-}14 \text{ dB}$) et point d'interception ($\Delta \approx 8\text{-}10 \text{ dB}$). Nous l'attribuons au bilan de transfert plus faible pour la photodiode $\text{MSM}2\times2,5$ provoqué par un rendement quantique externe défavorable pour ce photodétecteur en comparaison avec la photodiode PIN_{80} .

Si l'on compare les niveaux de bruit de ces deux sortes de liaison, ils sont à 3 dB près identiques dans les deux cas. Les puissances de bruit correspondantes sont dans une bande de 1 MHz de -78 dBm ($\text{MSM}2\times2,5$) et -80 dBm (PIN_{80}) pour $I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$, -85 dBm ($\text{MSM}2\times2,5$) et -88 dBm (PIN_{80}) pour $I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$. Cependant, la puissance du bruit de grenaille des photodiodes est inférieure à -110 dBm pour les photocourants mesurés dans les deux cas et la puissance de bruit thermique se situe à -108 dBm. Nous pouvons conclure que la source de bruit principale dans ces liaisons est la diode laser. Si l'on suppose un RIN de $10^{-14}/\text{Hz}$ sachant que la puissance optique continue pour $I_{\text{laser}} = 40 \text{ mA}$ est de $600 \mu\text{W}$

nous estimons la puissance de bruit provenant du laser dans une bande de 1 MHz égale à -82 dBm ce qui correspond au même ordre de grandeur des mesures. Néanmoins, pour I_{laser} égal à 35 mA la puissance de bruit du laser augmente par l'effet de résonance à 2 GHz.

Nous pouvons également observer que les puissances d'entrée correspondant au niveau de bruit en sortie des liaisons MSM2x2,5 ou PIN₈₀ pour chaque courant de polarisation sont pratiquement les mêmes. Cela confirme le fait que les valeurs plus faibles de dynamique de sortie, de dynamique sans parasites et du point d'interception pour la liaison MSM2x2,5 ont leur origine uniquement dans le rendement quantique externe plus faible pour ce composant.

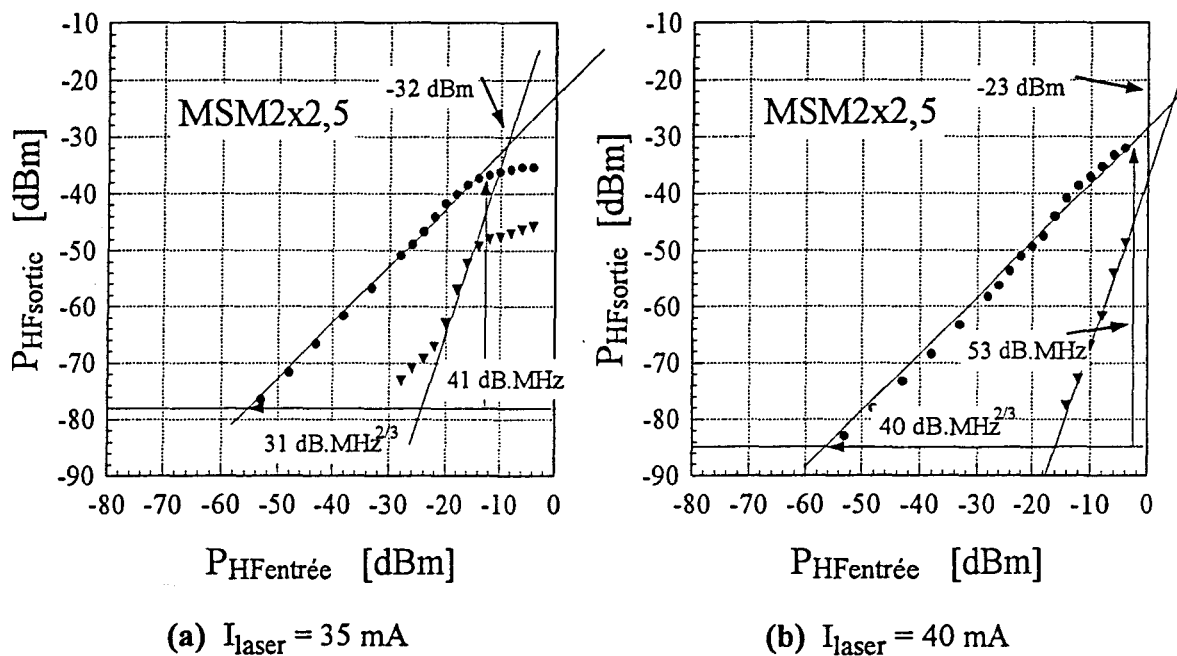


Figure IV.18 Produit d'intermodulation de la liaison avec la photodiode MSM2x2,5

Finalement nous avons relevé le produit d'intermodulation pour une liaison composée d'un photoconducteur 2x2,5. Ces résultats sont représentés sur les figures IV.19 (a),(b). Par rapport à la liaison PIN₈₀, la liaison PC2x2,5 présente des meilleures performances non seulement en terme de transfert de puissance ($\Delta \approx 5 \text{ dB}$), mais aussi un meilleur point d'interception ($\Delta \approx 5 \text{ dB}$). La dynamique sans parasites et la dynamique de sortie de la liaison PC2x2,5 sont les mêmes à 2 dB près que celles de la liaison PIN₈₀. La dynamique

sans parasites prend les valeurs de $37 \text{ dB}\cdot\text{MHz}^{2/3}$ et $48 \text{ dB}\cdot\text{MHz}^{2/3}$ pour I_{laser} respectivement égaux à 35 mA et 40 mA. La dynamique de sortie est de $50 \text{ dB}\cdot\text{MHz}$ et supérieure à $65 \text{ dB}\cdot\text{MHz}$ pour les courants déjà cités.

Nous observons que les niveaux de bruit en sortie (2 GHz) pour I_{laser} égaux à 35 mA et 40 mA sont plus importants que ceux des liaisons avec des photodiodes. Cette différence est de 8 dB et de 5 dB pour $I_{\text{laser}} = 35 \text{ mA}$ et 40 mA respectivement en comparaison avec le cas de la photodiode PIN_{80} . Malgré la contribution du bruit de génération-recombinaison du photoconducteur au bruit total, la liaison opto-hyperfréquence $\text{PC}_{2\times 2,5}$ montre des résultats semblables à ceux de la liaison PIN_{80} et meilleurs que ceux d'une liaison $\text{MSM}_{2\times 2,5}$.

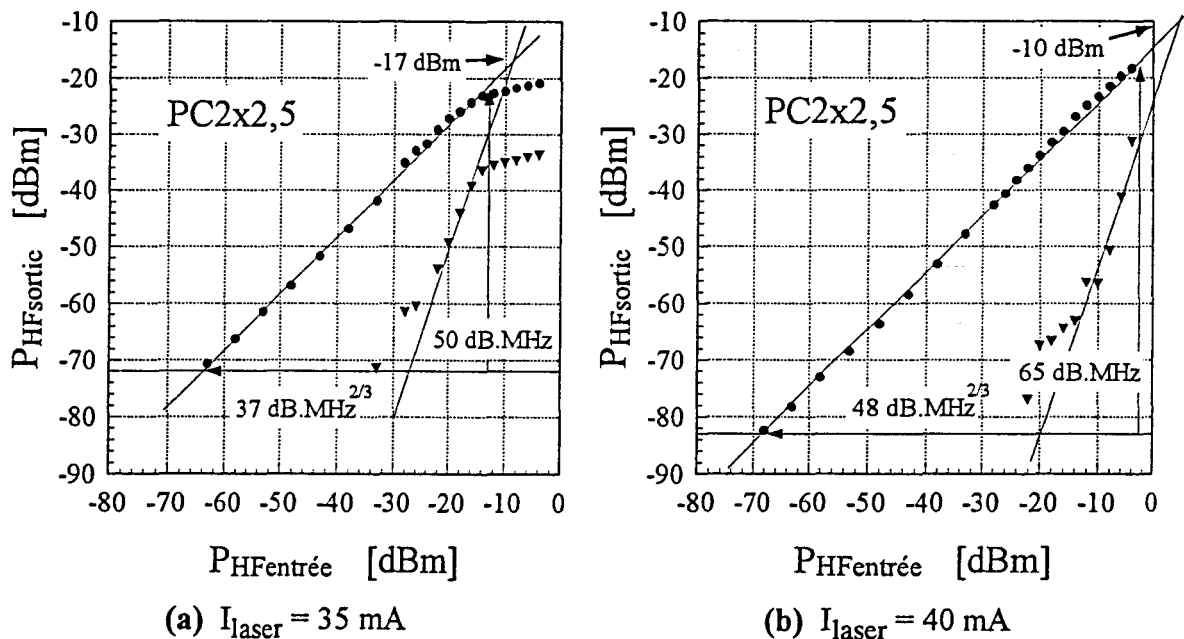


Figure IV.19 Produit d'intermodulation d'une liaison avec un photoconducteur $2\times 2,5$

Nous présentons un résumé des performances dynamiques des liaisons présentées dans ce travail à l'aide du tableau IV.3. Il permet de comparer les résultats de la mesure du rapport signal sur bruit et du produit d'intermodulation pour deux cas. Le premier correspond à un courant de polarisation de 35 mA pour lequel la fréquence de résonance de la diode laser est de 2 GHz. Le deuxième de 40 mA permet de travailler à 2 GHz en dehors de la résonance du laser et d'atténuer les effets liés au bruit plus intense et aux non-linéarités.

à 2 GHz	I_{laser} 35 mA				I_{laser} 40 mA			
photodiode	PIN ₈₀				PIN ₈₀			
S/B [dB _c /Hz] $P_{HFentree}$ -10 dBm	123				127			
point d'inter- ception [dBm]	-22				-15			
D_{sp} [dB.MHz ^{2/3}]	39				48			
D [dB.MHz]	50				> 64			
photodiode	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5	MSM 1x5	MSM 2x5	MSM 1x2,5	MSM 2x2,5
S/B [dB _c /Hz] $P_{HFentree}$ -10 dBm	118	120	120	120	121	126	120	120
point d'inter- ception [dBm]	-28	-32	-28	-32	-23	-23	-25	-23
D_{sp} [dB.MHz ^{2/3}]	30	33	33	31	39	43	42	40
D [dB.MHz]	39	43	39	41	52	55	57	53
photoconducteur	PC 1x5	PC 2x5	PC 1x2,5	PC 2x2,5	PC 1x5	PC 2x5	PC 1x2,5	PC 2x2,5
S/B [dB _c /Hz] $P_{HFentree}$ -10 dBm	116	116	120	116	120	120	121	119
point d'inter- ception [dBm]	-16	-18	-14	-17	-10	-10	-11	-10
D_{sp} [dB.MHz ^{2/3}]	35	37	35	37	46	48	47	48
D [dB.MHz]	42	47	47	50	60	63	64	65

Tableau IV.3 Résumé des performances à 2 GHz des liaisons présentées dans ce travail en terme de rapport signal sur bruit, point d'interception, dynamique sans parasites et dynamique de sortie d'une liaison opto-hyperfréquence

Nous constatons dans le tableau précédent que les fluctuations des résultats entre chaque catégorie de composants ne sont pas importantes. Les meilleurs résultats sont obtenus avec un courant de 40 mA. Nous pouvons de façon générale dire que la liaison avec la photodiode PIN₈₀ présente le meilleur rapport signal sur bruit (127 dB_c/Hz). Les photoconducteurs et les photodiodes MSM montrent un rapport signal sur bruit d'environ 120 dB_c/Hz. La dynamique sans parasites des photoconducteurs et de la photodiode PIN₈₀ est la même (48 dB·MHz^{2/3}). Elle est supérieure à celle des photodiodes MSM (de l'ordre de 42 dB·MHz^{2/3}).

IV.4 Utilisation d'un circuit hybride photorécepteur avec amplificateur

Ce paragraphe a pour objectif de montrer la possibilité de réaliser un photorécepteur hybride en partant d'une photodiode MSM 1x2,5 et d'un amplificateur commercial NEC au Silicium à bas coût (modèle UPC1675G). Ce photodétecteur a été choisi parce qu'il présente le meilleur bilan de transfert en puissance parmi les photodiodes MSM. On aurait pu utiliser une photodiode PIN pour ce type de réalisation. Cependant, une photodiode MSM est un composant plus simple et surtout compatible avec l'intégration monolithique.

La caractérisation de l'amplificateur a montré un bon accord avec les spécifications annoncées dans la notice technique. Il présente un gain de 10 dB et une fréquence de coupure de 2 GHz. Son facteur de bruit est de 6 dB et atteint 8 dB à 2 GHz.

La première étape de la réalisation du photorécepteur a été la conception d'un circuit d'adaptation d'impédance entre la photodiode MSM et l'amplificateur dont l'impédance d'entrée est de 50 Ω. L'adaptation a été effectuée à l'aide d'éléments localisés constitués de lignes microruban sur substrat DUROID 6010. La mesure de la capacité du détecteur nous a servi dans un premier temps à déterminer son schéma équivalent. Par la suite la modélisation avec le logiciel MDS (Microwave Design System) a permis d'optimiser le schéma équivalent en faisant l'égalité entre les valeurs S_{11} calculées et celles mesurées. Le circuit d'adaptation a ensuite été conçu. Il s'agit principalement d'un circuit résonant LC, où l'inductance est apportée par une ligne microruban et la capacité par le détecteur. La

l'inductance est apportée par une ligne microruban et la capacité par le détecteur. La fréquence de résonance choisie a été de 1,5 GHz afin de se situer au milieu de la bande passante 1 GHz - 2 GHz.

Un travail précédent a montré que l'on peut obtenir une amélioration du transfert en puissance d'une liaison avec une photodiode MSM 2x2,5 de 12 dB à 2 GHz avec une bande passante à -3 dB de 400 MHz [16]. Néanmoins, il est nécessaire d'élargir la bande dans notre cas.

Pour élargir la bande passante d'autres lignes microruban ont été introduites dans le circuit. L'optimisation des dimensions a été faite à l'aide du logiciel MDS. La deuxième phase de la réalisation du photorécepteur a été l'association de la photodiode MSM et du circuit d'adaptation avec l'amplificateur sur le même substrat DUROID. La figure IV.20 montre le masque de réalisation du circuit hybride.

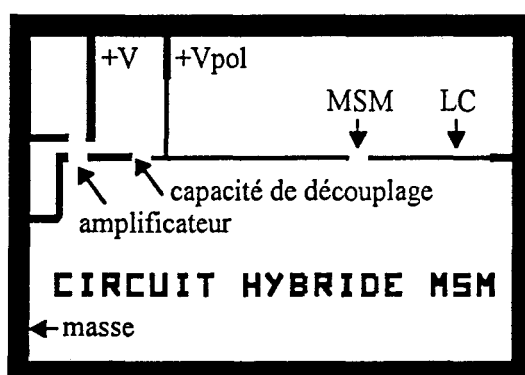


Figure IV.20 Schéma du masque du circuit hybride

La caractérisation du circuit hybride a été effectuée en termes de bilan de transfert en puissance et rapport signal sur bruit. Les résultats ont été comparés aux résultats obtenus auparavant. Ils sont en bon accord avec les mesures précédentes.

La figure IV.21 (a) montre les résultats de la mesure du bilan de transfert en puissance pour un photoconducteur 1x2,5, le circuit hybride MSM avec un amplificateur, le circuit d'adaptation MSM, la photodiode PIN₈₀ et une photodiode MSM1x2,5. Le courant injecté à la diode laser (33 mA) a été choisi de façon à avoir le meilleur transfert dans la bande

1 GHz - 2 GHz. Le photoconducteur présente un bilan de -9 dB avec une bande passante à -3 dB comprise entre 1 GHz et 2,1 GHz. Le circuit hybride possède un bilan de -11 dB, mais sa bande passante est seulement de 600 MHz comprise entre 1,35 GHz et 1,95 GHz. Puis le circuit d'adaptation permet l'amélioration de 5 dB mais dans une bande de 500 MHz centrée autour de 1,6 GHz (voir figure IV.21 b). La liaison avec la photodiode PIN₈₀ présente un bilan de -19 dB avec une bande passante de 900 MHz comprise entre 1,3 GHz et 2,2 GHz. Finalement la liaison avec la photodiode MSM1x2,5 montre un bilan de -24 dB avec la même bande passante que la PIN₈₀.

Les résultats présentés sur la figure IV.21 (b) mettent en évidence les gains apportés par le circuit hybride et par le circuit d'adaptation. La réponse fréquentielle de la photodiode PIN₈₀ a servi à normaliser les résultats. Son niveau correspond à 0 dB. La photodiode MSM1x2,5 se trouve 5 dB en dessous de la photodiode PIN₈₀. Le circuit d'adaptation permet une amélioration de 5 dB dans une bande de 700 MHz. Le circuit hybride montre un gain de 14 dB ce qui correspond au gain de l'amplificateur et au gain du circuit d'adaptation. Sa bande passante est limitée par la fréquence de coupure de l'amplificateur. Le photoconducteur 1x2,5 a les meilleures performances jusqu'à 3 GHz et présente l'avantage d'être un composant simple à réaliser.

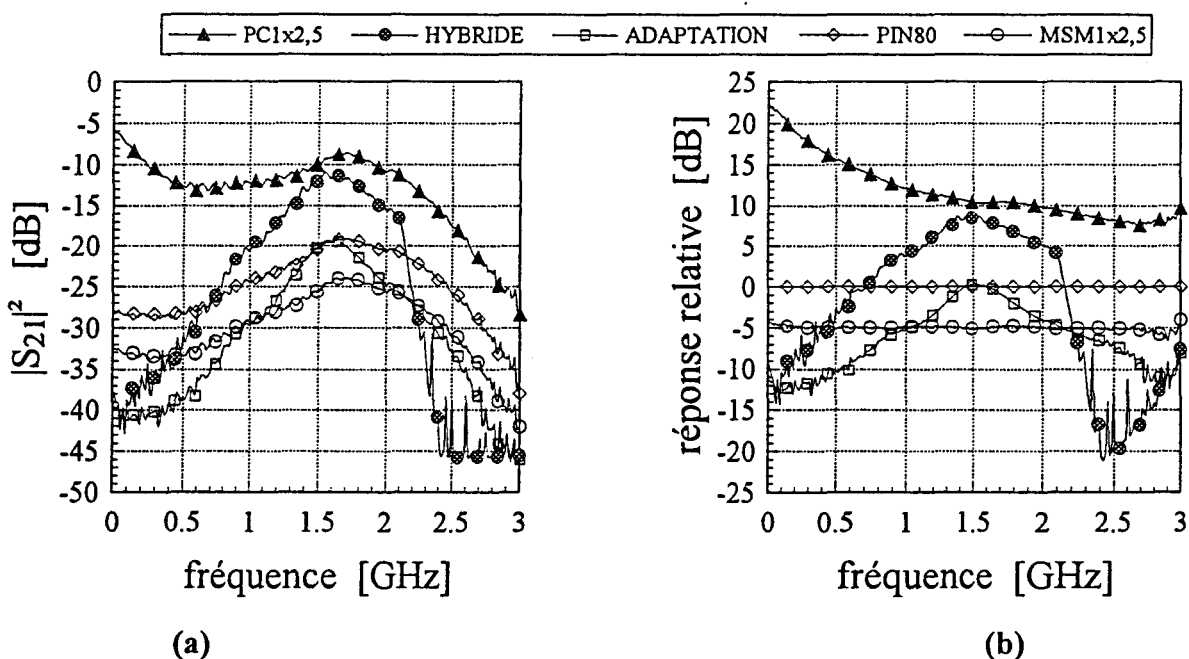


Figure IV.21 Comparaison du bilan transfert en puissance des différents photorécepteurs

Il faut remarquer que les réponses fréquentielles précédentes sont influencées par la résonance du laser. Pour l'éviter nous avons utilisé une autre diode laser (Thomson), qui présente une fréquence de coupure de 6 GHz. Néanmoins son efficacité est inférieure à la première et cause des pertes d'insertion plus importantes. Les résultats de cette caractérisation avec les mêmes photodétecteurs sont rassemblés sur la figure IV.22. La réponse fréquentielle du photoconducteur est toujours la meilleure (-20 dB à 1,5 GHz). Le circuit hybride atteint aussi -20 dB à 1,5 GHz dans une bande passante de 1 GHz. Ces résultats correspondent aux calculs réalisés avec le logiciel de simulation microonde. La photodiode PIN se situe 9 dB en dessous à 1,5 GHz. Le circuit d'adaptation présente son maximum comme prévu à 1,5 GHz, cependant sa bande passante est de 800 MHz au lieu des 1 GHz calculés. Avec un bilan de -35 dB la photodiode MSM1x2,5 montre la moins bonne réponse fréquentielle dans cette bande.

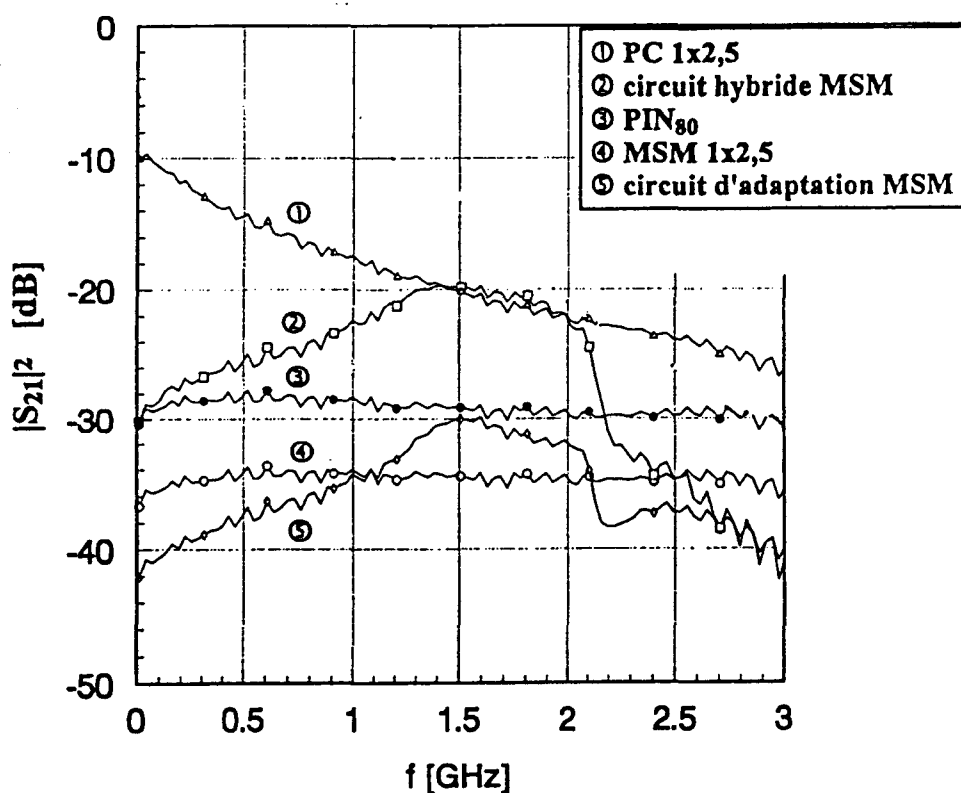
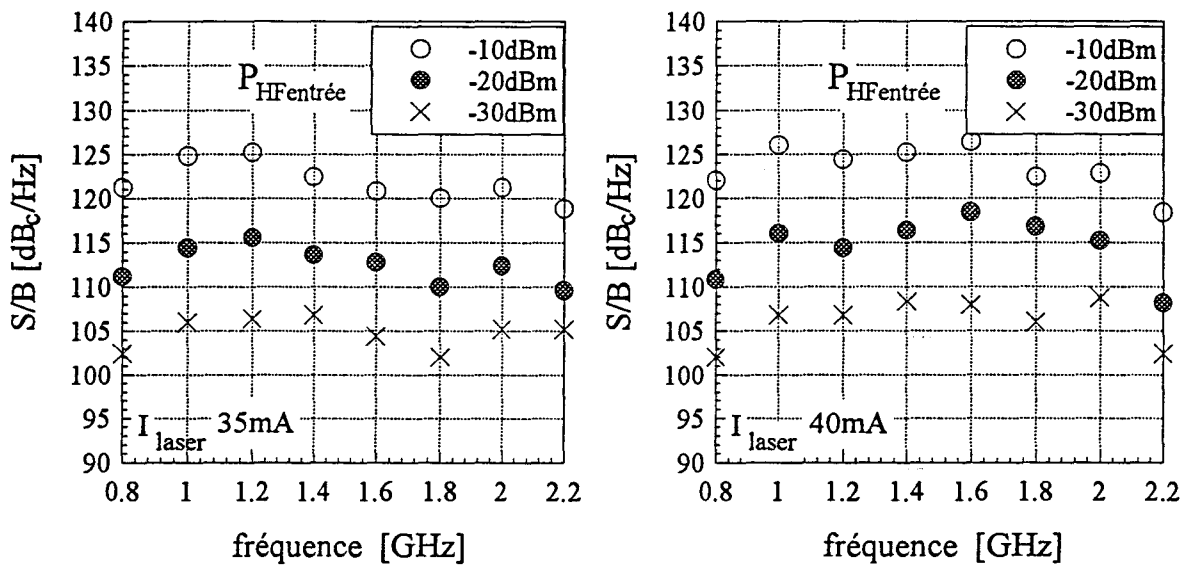


Figure IV.22 Réponse fréquentielle des photorécepteurs

La mesure du rapport signal sur bruit a été menée de la même manière que celle exposée dans le paragraphe IV.3. Cette fois-ci nous avons utilisé le laser STC qui nous

permet d'avoir un meilleur transfert de puissance. Les figures IV.23 (a),(b) montrent les résultats de cette mesure. Le rapport signal sur bruit dans la bande 1 GHz - 2 GHz est supérieur à 120 dB_c/Hz pour une courant de polarisation de 35 mA et supérieur à 122 dB_c/Hz pour 40 mA. L'utilisation d'un amplificateur à bas coût ne détériore pas le rapport signal sur bruit. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles d'une liaison avec une photodiode PIN₈₀ avec l'avantage de présenter des pertes d'insertion plus faibles.



(a) $I_{laser} = 35\text{ mA}$

(b) $I_{laser} = 40\text{ mA}$

Figure IV.23 Rapport signal sur bruit du circuit hybride

IV.5 Conclusion

Le coût des composants d'extrémité représente un facteur majeur de la compétitivité des liaisons opto-hyperfréquences quelle que soit l'application envisagée. Pour cette raison, une diminution drastique des coûts peut constituer un objectif prioritaire [17].

Les photoconducteurs présentent l'avantage par rapport aux photodiodes PIN₈₀ et MSM de ne pas nécessiter d'adaptation d'impédance. Néanmoins, ceci se traduit par des pertes de 6 dB à cause de leur faible résistance comparée à celle des photodiodes. Les meilleures performances des photoconducteurs en terme de transfert en puissance sont dues

au gain dynamique et à un temps de transit suffisamment faible pour permettre leur fonctionnement dans le domaine des hyperfréquences. L'inconvénient principal est le bruit qu'ils apportent à la liaison, ce qui se traduit par une sensibilité plus faible. La mesure du point de compression et du produit d'intermodulation a permis de mettre en évidence une meilleure dynamique sans parasites pour les liaisons composées des photoconducteurs par rapport à ses homologues MSM. Le photoconducteur reste par conséquent un composant intéressant pour la réalisation des liaisons opto-hyperfréquences dans une large bande jusqu'à environ 3 GHz. Une diminution du temps de transit en réduisant la distance interélectrodes peut permettre d'aborder des fréquences plus élevées.

En terme de rapport signal sur bruit, c'est la liaison PIN₈₀ qui offre le meilleur compromis. La dynamique sans parasites et la dynamique de sortie de la liaison sont limitées par la diode laser. Les non-linéarités sont aussi dues à ce dernier composant.

Les photodiodes MSM ne permettent de réaliser que des liaisons opto-hyperfréquences de performances inférieures à celles des PIN. Cependant la simplicité de leur fabrication permet de les intégrer monolithiquement sur le même substrat InP avec des transistors à effet de champ [18]. En outre, la réalisation de photodiodes MSM AlInAs/GaInAs sur substrat Silicium a été récemment annoncée [19] ce qui ouvre des nouvelles perspectives pour leurs applications.

Le circuit hybride photorécepteur montre des bonnes performances dans la bande passante 1 GHz - 2 GHz en terme de transfert de puissance et rapport signal sur bruit. C'est le résultat d'un compromis entre performances souhaitées et coût d'une telle réalisation. Néanmoins il nécessite d'investir plus de travail qu'un simple photoconducteur pour atteindre le même bilan de transfert en puissance.

Références bibliographiques

- [1] J.B.D. SOOLE, H. SCHUMACHER, H.P. LEBLANC, R. BHAT and M.A. KÓZA, "High-speed performance of OMCVD grown InAlAs/InGaAs MSM photodetectors at 1.5 μm and 1.3 μm wavelengths", IEEE Photonics Technol. Lett., Vol. 1(8), pp. 250-252, (1989).
- [2] C.Y. CHEN, Y.M. PANG, K. ALAVI, A.Y. CHO and P.A. GARBINSKI, "Interdigitated $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ photoconductive detectors", Appl. Phys. Lett. Vol. 44(1), pp. 99-101, (1984).
- [3] C.Y. CHEN, Y.M. PANG, P.A. GARBINSKI, A.Y. CHO and K. ALAVI, "Modulation-doped $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ planar photoconductive detectors for 1.0 - 1.55 μm applications", Appl. Phys. Lett., Vol. 43(3), pp. 308-310, (1983).
- [4] H. OGAWA, Y. KAMIYA, "Fiber optic microwave transmission using harmonic laser mixing, optoelectronic mixing and optically pumped mixing", IEEE Trans. MTT, Vol. 39(12), pp. 2045-2051, (1991).
- [5] H. OGAWA, H. KAMITSUNA, "Fiber optic microwave using balanced laser harmonic generation and balanced cancellation laser mixing", IEEE MTT-S Digest, pp. 559-562, (1992).
- [6] S.D. PERSONICK, "Towards global information networking", Proceedings of the IEEE, Vol. 81(11), pp. 1549-1557, (1993).
- [7] E. DOGHECHE, "Transmission optique d'un signal analogique hyperfréquence et digital bas débit", Thèse de doctorat, Lille, (1993).
- [8] K. PETERMANN, Laser diode modulation and noise, Kluwer Academic Publishers, p. 156, (1988).
- [9] S.M. SZE, Physics of semiconductor devices, 2ème édition, John Wiley and Sons, New York, pp. 747- 753, (1981).
- [10] J. RAMDANI, "Contribution à l'étude des phénomènes de photoconduction sur matériaux contraints GaInAs/GaAs. Application à la réalisation de têtes optiques

- intégrées aux longueurs d'onde $1,3 \mu\text{m}$ - $1,55 \mu\text{m}$ ", Thèse de doctorat, Lille, p. 115, (1987).
- [11] Alwyn SEEDS, "Microwave applications of opto-electronics", Proceedings of the International Symposium on Signals, Systems and Electronics, Paris, pp. 174-181, (September 1992).
- [12] I.L. NEWBERG, C.M. GEE, G.D. THURMOND and H.W. YEN, "Long microwave delay fiber-optic link for radar testing", IEEE Trans. MTT, Vol. 38(5), pp. 664-666, (1990).
- [13] W.E. STEPHENS and T.R. JOSEPH, "System characteristics of direct modulated and externally modulated RF fiber-optic links", Journal Lightwave Technol., Vol. LT-5(3), pp. 380-387, (1987).
- [14] H. BLAUVELT, D.B. HUFF, G.J. STERN and I.L. NEWBERG, "Reduced Insertion Loss of X-Band RF Fiber-Optic Links", IEEE Trans. MTT, Vol. 38(5), pp. 662-664, (1990).
- [15] C.H. COX III, G.E. BETTS and L.M. JOHNSON, "An analytic and experimental comparison of direct and external modulation in analog fiber-optic links", IEEE Trans. MTT, Vol. 38(5), pp. 501-509, (1990).
- [16] J.P. GOUY, E. PEREDO, X. WALLART, S. MEZZOUR, A. JABRAN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Photodétecteurs métal-semiconducteur-métal sur substrat InP pour applications micro-ondes", 12ème Colloque Optique Hertzienne et Diélectriques, Paris, (Septembre 1993).
- [17] G. MESQUIDA, J.P. PESTIE, M. PAPUCHON et A. SCAVENNEC, "Composants optoélectroniques : quelques développements récents", L'onde électrique, Vol. 73(6), pp. 41-47, (1993).
- [18] H.T. GRIEM, H.S. FUJI, T.J. WILLIAMS, J.P. HARRANG, R.R. DANIELS, S. RAY, M.J. LAGASSE, D.L. WEST, "Monolithically integrated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (on InP) MSM/HFET photoreceiver grown by MBE", Electron. Lett., Vol. 26(15), pp. 1198-1200, (1990).

- [19] T. SASAKI, T. ENOKI, M. TACHIKAWA, M. SUGO and H. MORI, "InAlAs/InGaAs metal-semiconductor-metal photodiodes heteroepitaxially grown on Si substrates", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 64(6), pp. 751-753, (1994).

Conclusion générale

Conclusion générale

Le choix d'une liaison microonde par voie optique est le résultat du compromis entre les exigences techniques imposées et le coût d'une telle réalisation. Afin de diminuer ce coût il est important de choisir judicieusement les éléments constituant de la liaison.

En ce qui concerne l'émetteur de la liaison, les diodes laser limitent souvent les performances en termes de bande passante, linéarité et bruit. Il est nécessaire de les améliorer. L'émetteur représente en général 50-70% du coût total d'une liaison. Pour cette raison des progrès dans ce domaine sont attendus.

Dans ce travail nous avons comparé les performances de liaisons opto-hyperfréquences en nous intéressant spécialement aux photorécepteurs constitués d'une photodiode PIN, d'une photodiode MSM ou d'un photoconducteur. Notre étude a permis de dégager certaines caractéristiques typiques de chaque liaison.

Les photodiodes PIN GaInAs/InP ont certainement une place consolidée dans les systèmes de transmission par voie optique. Elles présentent le meilleur rapport signal sur bruit. Ce dernier est directement lié aux performances de la diode laser en matière de bruit.

Les photodiodes MSM AlInAs/GaInAs/InP ont été largement étudiées ces dernières années. Certains auteurs les proposent comme des composants de choix pour la réalisation de photorécepteurs [1]. Plus récemment des photodiodes MSM $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{GaAs}$ ont été réalisées et caractérisées dans le domaine des hyperfréquences jusqu'à 20 GHz à $1,3 \mu\text{m}$ [2] et les performances obtenues leur ouvrent de nouvelles applications. Néanmoins, les photodiodes AlInGaAs/GaInAs/InP ont montré des performances inférieures à celles des photodiodes PIN GaInAs/InP dans les mêmes conditions de travail. Le seul avantage des photodiodes MSM semble être leur compatibilité technologique avec des circuits microélectroniques. La modélisation de ces composants effectuée dans le cadre d'une thèse en cours à l'IEMN a mis en évidence l'incompatibilité entre le rendement quantique désiré et la fréquence de coupure [3].

Dans la bande 1 GHz - 2 GHz nous abandonons l'utilisation des photodiodes MSM si elles ne sont pas associées à un circuit d'adaptation ou à un circuit hybride par exemple. Ces derniers ont permis d'améliorer le transfert en puissance de la liaison ce qui a été accompagné malheureusement par une diminution de la bande passante à -3 dB.

La liaison microonde composée d'un photoconducteur 1x2,5 a globalement donné les meilleurs résultats et particulièrement en ce qui concerne le bilan de transfert en puissance. Nous résumons ces résultats comme suit :

- ⇒ pertes d'insertion de 9 dB dans une bande passante entre 1 GHz et 2 GHz
- ⇒ point de compression à -1 dB en sortie de -20 dBm à **2 GHz**
- ⇒ dynamique sans parasites égale à $35 \text{ dB} \cdot \text{MHz}^{2/3}$ ($75 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{2/3}$) **f = 2 GHz**
- ⇒ rapport signal sur bruit de $120 \text{ dB}_c/\text{Hz}$.

Il est possible d'améliorer la dynamique sans parasites pour l'amener à une valeur voisine de $47 \text{ dB} \cdot \text{MHz}^{2/3}$ et le rapport signal sur bruit si l'on accepte des pertes d'insertion de 14 dB. Cela se fait en polarisant la diode laser pour avoir la résonance en dehors de la bande passante. Dans ce dernier cas la linéarité de la liaison augmente considérablement. Notre étude a prouvé que les photoconducteurs sont des composants optoélectroniques de choix pour la réalisation d'une liaison microonde. Ils offrent l'avantage de la simplicité et de la possibilité d'intégration monolithique dans des circuits optoélectroniques en technologie III-V.

La structure interdigitée des photoconducteurs et des photodiodes MSM a l'inconvénient de présenter un effet d'ombre qui entraîne des contraintes antagonistes pour optimiser à la fois les réponses statiques et dynamiques. L'utilisation d'un guide d'onde pour s'affranchir de ce problème en éclairant le détecteur par le côté est une démarche intéressante.

Le choix du photodétecteur dépendra finalement du cahier de charges demandé. Les photoconducteurs dans ce cas montrent un bon rapport performances/prix et peuvent trouver des applications à des fréquences de 2-3 GHz.

Références bibliographiques

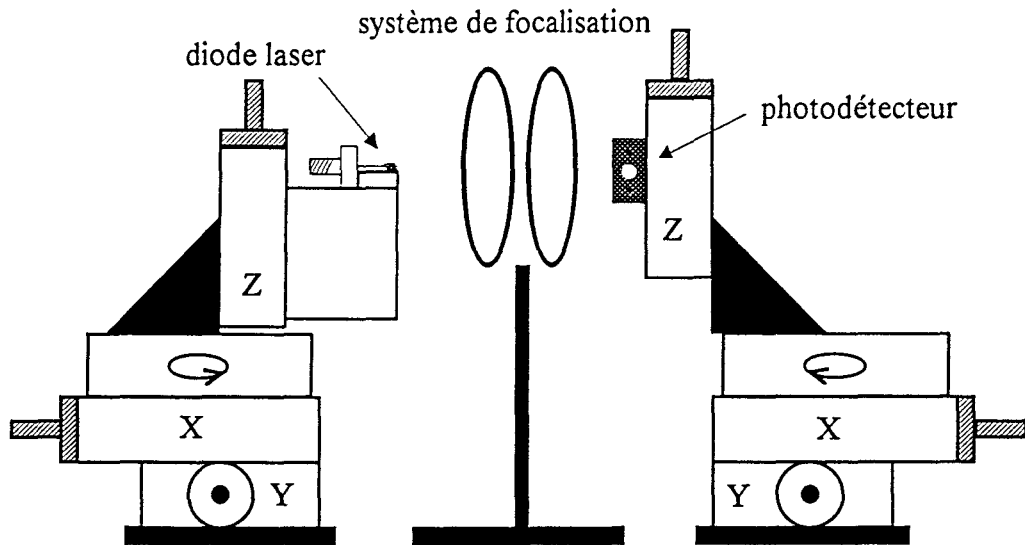
- [1] J.B.D. SOOLE and H. SCHUMACHER, "InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors for long wavelength optical communications", IEEE Journal Quantum Electron., Vol. 27(3), pp.737-752, 1991.
- [2] P.W. LEECH, E. STUMPF, N. PEKTOVIC and L.W. CAHILL, "Hg_{1-x}Cd_xTe metal-semiconductor-metal (MSM) photodetectors", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 40(8), pp. 1364-1369, (1993).
- [3] I. EL ORABI, Thèse à paraître, Lille.

Annexes

Annexe n°1

"Banc de mesure en espace libre"

Le banc de mesure en espace libre est constitué d'un support pour la diode laser qui est reliée à un connecteur SMA par une ligne microruban de 50Ω sur substrat DUROID. Un système de microdéplacements permet le mouvement de la diode laser en x,y,z et la rotation du plan xy autour de z. Un système de focalisation constitué de deux lentilles convergentes permet de focaliser le faisceau émis par la diode laser sur le photodétecteur. Ce dernier est monté sur un boîtier BMH lui même intégré dans un support. Un système de microdéplacements égal à celui de la diode laser permet de positionner le photodétecteur avec une précision inférieure au micromètre. Un câble coaxial relie le photodétecteur à un appareil de mesure via un té de polarisation.



Communication présentée au troisième colloque sur les lasers et l'optique quantique du 8 au 10 Septembre 1993 à Limoges.

Annexe n°2

"Modulation de la puissance lumineuse émise par un laser pour la caractérisation statique d'un photodétecteur dans une grande gamme de puissance"

M. CONSTANT, L. BOUSSEKEY, E. PEREDO
D. DECOSTER*, J.P. VILCOT*, J.P. GOUY*

Laboratoire de Spectrochimie Infrarouge et Raman (UPR CNRS 2631L) Bât. C5

* Institut d'Electronique et Microélectronique du Nord (UMR CNRS 9929) Bât. P3

Université des Sciences et Technologies de Lille

59655 Villeneuve d'Ascq Cedex

Résumé

Le but de ce travail est d'étudier la réponse statique d'un photodétecteur dans une grande gamme de puissances lumineuses et de mettre en évidence un phénomène de saturation pour des puissances lumineuses élevées.

La source lumineuse est un laser Ar^+ continu. La longueur d'onde de travail est de 514 nm. Un chopper placé entre la source et le photodétecteur permet de moduler la puissance lumineuse à une fréquence de 500 Hz. Afin d'illuminer l'échantillon dont les dimensions sont de $70 \mu m \times 70 \mu m$ avec un maximum d'énergie, on le place au foyer d'une lentille située sur le trajet du faisceau laser. Différents filtres permettent d'atténuer le faisceau et de couvrir une gamme de puissances lumineuses comprise entre 10^{-8} et 1 watt. Le photodétecteur est polarisé à travers une résistance de polarisation. Après amplification et filtrage à la fréquence de 500 Hz le signal électrique est envoyé sur un voltmètre. Le photocourant est calculé à partir de la tension mesurée, du gain de l'amplificateur et de la valeur de la résistance de polarisation.

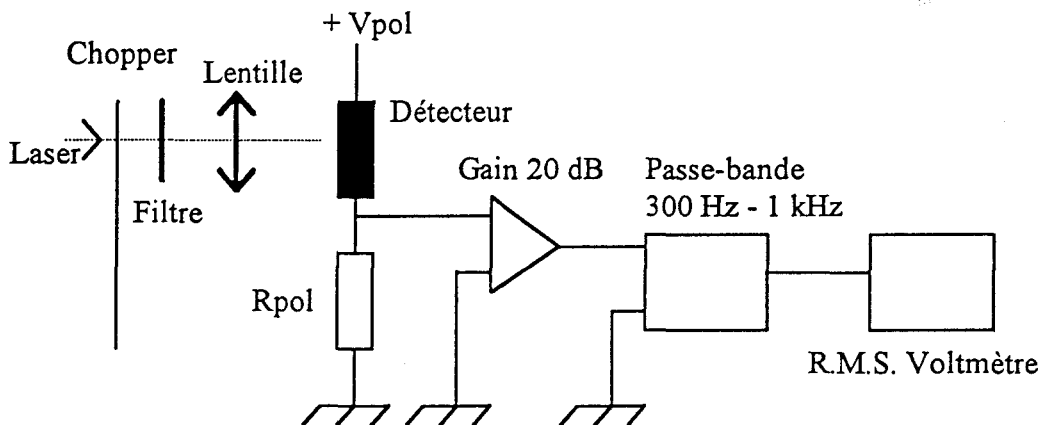


Figure 1: Schéma du montage

Application

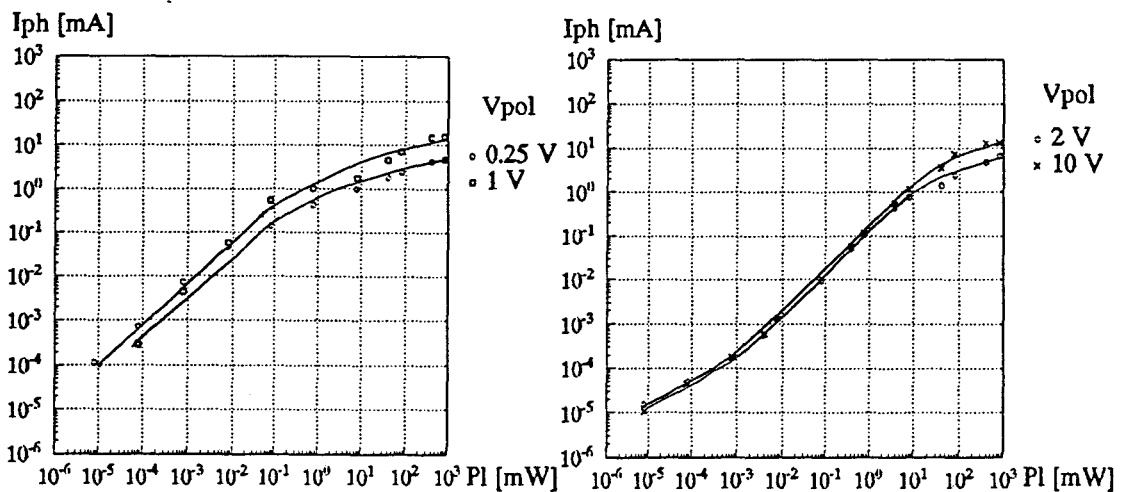
Nous avons testé deux photodétecteurs différents, un photoconducteur et une photodiode Métal-Semiconducteur-Métal réalisés sur matériaux III-V. Ces composants présentent une structure interdigitée et planaire fabriquée à partir d'un substrat InP. La couche absorbante de 2 μm d'épaisseur est le ternaire GaInAs adapté en maille au substrat et non intentionnellement dopé. Dans le cas de la photodiode MSM les contacts Schottky sont réalisés sur le matériau AlInAs. Pour le photoconducteur la métallisation des contacts ohmiques s'effectue sur une couche de GaInAs. Les électrodes ont une largeur de 1 μm et sont disposées tous les 5 μm sur la surface du dispositif.

La figure 2 montre la structure de l'épitaxie utilisée pour la fabrication des deux photodétecteurs. Les différentes couches sont en accord de maille et non dopées.

GaInAs	10 nm
AlInAs	50 nm
GaInAs	2 μm
InP	substrat

Figure 2: Structure de l'épitaxie

Les résultats obtenus pour les deux photodétecteurs sont présentés sur la figure 3 pour deux tensions de polarisation différentes. On observe dans les deux cas une saturation du photocourant pour les puissances lumineuses élevées. Le photoconducteur présente un gain supérieur à l'unité, une réponse linéaire pour des puissances lumineuses inférieures à 0.1 mW et sature pour des puissances supérieures. La photodiode MSM répond de façon linéaire jusqu'à des puissances plus élevées que le photoconducteur puis présente ensuite un phénomène de saturation.



a) Photoconducteur

b) Photodiode MSM

Figure 3: Réponse statique des photodétecteurs.

Abstract

In this work, we present the design and fabrication of microwave optical links for analog signal transmission at 1.3 μm in the 1 GHz-2 GHz frequency range.

We present in the first part the state of the art of microwave optical transmission and we remember the most important characteristics of microwave optical link components.

In the second part we describe the fabrication of photodetectors, which will be used in our study to compare the microwave optical link performances. These photodetectors have an interdigitated planar structure and they are InGaAs/InAlAs/InGaAs photoconductive detectors and InAlAs/InGaAs metal-semiconductor-metal photodiodes on InP substrate.

We compare then the performances of different microwave optical links set up with the photodetectors above mentioned in terms of link power transfer, compression point, signal to noise ratio and spurious free dynamic range. Our reference has been an InGaAs/InP PIN photodiode associated optical link.

Among the most interesting results, the insertion loss of the photoconductive detector based optical link at 2 GHz is 9 dB, the output power at -1 dB compression point -20 dBm, the spurious free dynamic range 75 dB \cdot Hz^{2/3} and the signal to noise ratio 120 dB \sqrt /Hz. These results allow us to suggest that a photoconductive detector may be an attractive device for photoreceivers in the 2 GHz frequency range.

Keywords :

Photoconductive detector
Metal-semiconductor-metal photodiode
Interdigitated planar structure
Microwave optical links
Insertion loss
Signal to noise ratio
Intermodulation

Résumé

Ce travail présente la conception et la réalisation de liaisons microondes par voie optique pour la transmission de signaux analogiques à $1,3 \mu\text{m}$ dans la bande 1 GHz-2 GHz.

La première partie présente l'état de l'art de la transmission d'un signal microonde par voie optique et donne un rappel des principales caractéristiques des éléments d'une liaison opto-hyperfréquence.

Une deuxième partie est consacrée à la réalisation technologique des photodétecteurs qui seront employés dans notre étude pour la comparaison des performances de liaisons opto-hyperfréquences. Ces photodétecteurs ont une structure planaire interdigitée et sont des photoconducteurs GaInAs/AlInAs/GaInAs et des photodiodes métal-semiconducteur-métal AlInAs/GaInAs sur substrat InP.

Nous comparons ensuite les performances des différentes liaisons opto-hyperfréquences réalisées avec les photodétecteurs précités en termes de bilan de transfert en puissance, de point de compression, de rapport signal sur bruit et de dynamique sans parasites en prenant comme référence une liaison constituée d'une photodiode PIN GaInAs/InP.

Parmi les résultats les plus intéressants, on peut citer que la liaison constituée d'un photoconducteur présente des pertes d'insertion de 9 dB, une puissance de sortie de -20 dBm correspondante au point de compression à -1 dB, une dynamique d'entrée sans parasites égale à $75 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$ et un rapport signal sur bruit de $120 \text{ dB}_c/\text{Hz}$. Ces performances montrent qu'un photoconducteur est une solution intéressante pour la réalisation du récepteur dans la bande de 2 GHz.

Mots clés :

- Photoconducteur
- Photodiode MSM
- Structure planaire interdigitée
- Liaisons opto-microondes
- Pertes d'insertion
- Rapport signal sur bruit
- Intermodulation

