

50376
1990
168

69177

50376
1990
168

N° d'ordre : 536

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

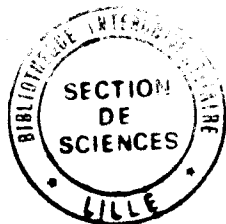
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Samir ABOULHOUDA

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE PHOTODETECTEURS RAPIDES
- APPLICATION AUX PHOTORECEPTEURS RESONANTS
MICRO - ONDES.**



Soutenu le 30 Mai 1990 devant la commission d'Examen :

Membres du jury :

MM	E. CONSTANT	Président
	D. DECOSTER	Directeur de Thèse
Mme	M. RAZEGHI	Rapporteur
MM	R. FAUQUEMBERGUE	Rapporteur
	B. de CREMOUX	Examineur
	A. SCAVENNEC	Examineur.

A mes parents.
à Chantal.
et à toute ma
famille.

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandre - Artois, dirigé par Monsieur le professeur G. Salmer.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le professeur E. Constant qui me fait l'honneur de présider le jury d'examen.

Monsieur le professeur D. Decoster, responsable de l'équipe " Composants et Circuits Optoélectroniques " m'a proposé le sujet de ce travail. Je le remercie de m'avoir accepté dans son équipe, et de m'avoir ainsi permis de m'initier dans la façon d'aborder un travail scientifique tout en bénéficiant de ses compétences et conseils scientifiques.

Ce travail n'aurait pu être réalisé sans la collaboration de Madame M. Razeghi, chef du laboratoire Matériaux Exploratoires du L.C.R de Thomson C.S.F. Sa participation au jury en tant que rapporteur me touche beaucoup et je tiens à lui témoigner ma plus vive reconnaissance.

Monsieur R. Fauquembergue, professeur de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres - Artois me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur, je le remercie vivement, ainsi que l'ensemble des chercheurs de son équipe, avec qui j'ai eu de nombreuses discussions bien fructueuses au cours desquelles j'ai pu profiter de leur savoir faire informatique.

Je tiens à remercier Monsieur B. de Cremoux, chef de Laboratoire d'Optoélectronique Appliqué du L.C.R Thomson C.S.F qui me fait l'honneur de participer à ce jury d'examen.

Monsieur A. Scavennec, chef de laboratoire " Technologie des Composants et des Circuits " du Centre National d'Etudes des Télécommunications - Bagneux, me fait l'honneur de juger ce travail : qu'il me soit permis de lui exprimer mes sincères remerciements.

Je voudrais remercier particulièrement Monsieur J. P. Vilcot, chargé de recherche au CNRS. Pour son aide, sa disponibilité, ses compétences scientifiques, et surtout pour ses grandes qualités humaines, je tiens simplement à lui dire merci.

La réussite de l'ensemble des réalisations technologiques présentées dans ce mémoire, n'aurait pu être réalisée sans l'aide de l'ensemble de l'équipe de la Centrale de Technologie du C.H.S : Madame A. Fattorini, Mademoiselle P. Legris, Madame M.

Miens, Messieurs M. François, B. Grimbert, A. Leroy, D. Vandermoere, sous la direction de Monsieur J. Vanbremeersch. Qu'il me soit permis de les remercier pour leurs nombreux conseils, leur gentillesse, et tout simplement pour leur amitié.

Mes remerciements vont également à Madame E. Delos de la centrale de caractérisation du C.H.S.

Madame J. Lechien, et Monsieur P. Armand, m'ont témoigné au cours de ces années leur amitié, qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde sympathie.

Je voudrais associer ce travail à tous les membres de l'équipe optoélectronique du CHS. J'ai apprécié sa diversité qui fait sa richesse, ainsi que les nombreux échanges fructueux que j'ai eu avec tous les membres de l'équipe, et je tiens à leur exprimer toute mon amitié, et leur souhaiter " bonne chance " .

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel et chercheurs du C.H.S, que j'ai côtoyé pendant ces quatre dernières années, en particulier J. Béra, N. Caglio, L. Dhalluin, S. Hembert, grâce auxquels ce travail a pu être effectué dans une ambiance agréable, qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de mon amitié.

Je remercie également l'ensemble des membres de l'atelier de mécanique de l'UFR d'IEEA.

La reproduction de ce mémoire a été effectuée par Monsieur J.P. Dehorter, je l'en remercie vivement.

SOMMAIRE.

INTRODUCTION GENERALE.

CHAPITRE I ETUDE DE LA PHOTODIODE P.I.N.

<i>INTRODUCTION.</i>	I-1
<i>I) GENERALITES SUR LA PHOTODETECTION.</i>	I-1
<i>II) ETUDE DE LA PHOTODIODE P.I.N</i>	I-2
A) STRUCTURE.	I-2
B) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.	I-3
C) MODELISATION DE LA PHOTODIODE P.I.N.	I-5
C-1) Equations de base et hypothèses simplificatrices.	I-5
C-2) Résolution des équations.	I-7
D) RESULTATS.	
D-1) Régime statique.	I-9
D-2) Régime dynamique.	I-10
D-2-1) Influence de la surface de la photodiode	I-10
D-2-2) Influence de la vitesse des porteurs	I-11
D-2-3) Phénomène de diffusion	I-13
D-2-4) Eléments parasites	I-13
D-2-5) Réponse impulsionnelle	I-15
D-2-6) Limite de validité du modèle	I-16
<i>III) ETUDE EXPERIMENTALE.</i>	I-16
A) Techniques de caractérisation.	I-16

A-1) Réponse impulsionnelle

I-17

A-2) Bruit micro-onde

I-18

B) Résultats expérimentaux

I-18

IV) CONCLUSION.

CHAPITRE II

ETUDE DE LA PHOTODIODE METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL

<i>INTRODUCTION.</i>	II-1
<i>I) STRUCTURE.</i>	II-1
<i>II) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT</i>	II-2
<i>III) MODELISATION DU M.S.M.</i>	II-6
A) PRESENTATION DU MODELE.	II-6
A-1) Structure du composant.	II-6
A-2) Résolution de l'équation de Poisson.	II-7
A-2-1) Maillages.	II-8
A-2-2) Technique de calcul.	II-8
A-3) Vitesse des porteurs.	II-8
A-4) Equations des courants et de continuité.	II-9
A-5) Déroulement du programme.	II-10
B) RENDEMENT QUANTIQUE.	II-11
C) REPOSE DYNAMIQUE.	II-12
C-1) Effet de capacité du M.S.M.	II-12
C-2) Réponse impulsionnelle.	II-13
C-2-1) Influence de la distance interélectrodes.	II-14
C-2-2) Electrodes transparentes.	II-15
C-2-3) Influence de l'épaisseur de la couche absorbante.	II-15
C-2-4) Influence du mode d'éclairement.	II-16
<i>IV) ETUDE EXPERIMENTALE.</i>	II-16
A) CARACTERISTIQUES STATIQUES.	II-16
B) CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES.	II-16

B-1) Mesure de la capacité.	II-17
B-2) Réponse impulsionnelle.	II-17
B-3) Bruit micro-onde.	II-18
B-4) Comparaison théorie - expérience.	II-18
<i>V) CONCLUSION.</i>	II-19

CHAPITRE III

ETUDE DE PHOTORECEPTEURS HYPERFREQUENCES RESONANTS

<i>INTRODUCTION.</i>	III-1
<i>I) DESCRIPTION GENERALE.</i>	III-1
<i>II) ETUDE SIMPLIFIEE A L'AIDE DU SCHEMA EQUIVALENT.</i>	III-2
A) PHOTODETECTEUR	III-2
B) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP.	III-2
C) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT	III-3
C-1) Signal	III-3
C-2) Bruit	III-4
<i>III) PHOTORECEPTEUR RESONANT PARALLELE P.R.P</i>	III-5
A) GAIN DU PHOTORECEPTEUR PRP	III-6
B) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT	III-8
<i>IV) PHOTORECEPTEUR RESONANT SERIE</i>	III-9
A) GAIN DU PHOTORECEPTEUR PRS	III-9
B) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT.	III-11
<i>V) PHOTORECEPTEUR RESONANT EN TECHNOLOGIE HYBRIDE</i>	III-12
A) PRESENTATION DU PHOTORECEPTEUR.	III-12
B) OPTIMISATION DU CIRCUIT	III-13
C) CARACTERISATION DU PHOTORECEPTEUR	III-14
C-1) Banc de caractérisation	III-14
C-2) Résultats expérimentaux	III-14
<i>VI) CONCLUSION</i>	III-15

CHAPITRE IV

PHOTORECEPTEUR RESONANT INTEGRE MONOLITHIQUEMENT.

INTRODUCTION.	IV-1
I) CRITERES DE CHOIX DU DETECTEUR OPTIQUE.	IV-1
II) PHOTODETECTEUR M.S.M 1.3 - 1.55 μm .	IV-3
A) LE PHOTODETECTEUR M.I.S.I.M.	IV-3
A-1) Réalisation technologique.	IV-3
A-2) Caractéristiques statiques.	IV-3
A-3) Caractéristiques dynamiques.	IV-4
A-3-1) Réponse impulsionnelle.	IV-4
A-3-2) Mesure de la capacité.	IV-4
B) M.S.M 1.3 - 1.55 μm PAR EPITAXIE LOCALISEE (MSM-EL).	IV-5
B-1) Etape technologique.	IV-5
B-1-1) Dépôt et gravure de SiO_2 .	IV-5
B-1-2) Gravure du GaAs.	IV-5
B-1-3) Reprise d'épitaxie.	IV-5
B-1-4) Elimination du SiO_2 .	IV-6
B-2) Caractéristiques statiques.	IV-7
B-3) Caractéristiques dynamiques.	IV-7
III) REALISATION DU PHOTORECEPTEUR RESONANT INTEGRE.	IV-8
A) MATERIAU.	IV-8
B) PRESENTATION DU DISPOSITIF.	IV-9

B-1) Photodétecteur M.S.M	IV-9
B-2) Transistor à effet de champ	IV-10
B-3) Inductance.	IV-10
B-4) Résistances	IV-11
C) REALISATION TECHNOLOGIQUE.	IV-12
C-1) Réalisation des caissons.	IV-12
C-2) Reprise d'épitaxie.	IV-12
C-3) Elimination du SiO ₂ .	IV-12
C-4) Réalisation du MESFET et du M.S.M	IV-13
<i>IV) CARACTERISATION DU PHOTORECEPTEUR RESONANT INTEGRE.</i>	<i>IV-14</i>
A) CELLULE DE MESURE.	IV-14
B) RESULTATS EXPERIMENTAUX.	IV-14
B-1) Caractéristiques statiques.	IV-15
B-2) Caractéristiques dynamiques	IV-15
B-2-1) Mesure de la capacité	IV-15
B-2-1) Mesure du gain du photorécepteur	IV-15
<i>V) CONCLUSION</i>	<i>IV-16</i>
<i>CONCLUSION GENERALE.</i>	

INTRODUCTION

INTRODUCTION.

La transmission de signaux digitaux par voie optique est un domaine en pleine expansion. Un grand nombre de travaux se sont développés dans ce domaine, aussi bien en composants discrets qu'en circuits intégrés optoélectroniques [1]. C'est particulièrement le cas en ce qui concerne les photodétecteurs intégrés monolithiquement, pour des applications aux courtes longueurs d'ondes, et aux grandes longueurs d'ondes. Pour atteindre des performances de plus en plus élevées, il a fallu, à la fois maîtriser la croissance épitaxiale des matériaux III-V de plus en plus sophistiqués [2], et une technologie de plus en plus délicate [3].

Cependant les progrès réalisés dans ces domaines ont permis la montée en fréquence des composants optoélectroniques [4]. Dans ces conditions il est certainement possible d'envisager la transmission de signaux analogiques hyperfréquences par voie optique [5]. Cette technique permet et offre, entre autre, l'avantage de pouvoir remplacer des liaisons hyperfréquences classiques, souvent lourdes, encombrantes et caractérisées par de fortes atténuations, par des fibres optiques. C'est pourquoi un certain nombre de centres de recherche commencent à travailler activement dans ce domaine (GTE, ORTEL, HUGHES, THOMSON ...).

Jusqu'à présent, la plupart de ces liaisons hyperfréquences par voie optique utilisent des systèmes de détection constitués d'une photodiode P.I.N chargée sur 50Ω . On peut penser, comme pour les systèmes de transmissions digitaux par voie optique, qu'il est possible d'améliorer la sensibilité du système, en associant dans une configuration la plus compacte possible, voire en intégration monolithique, le photodétecteur avec un préamplificateur à transistor à effet de champ.

Dans la perspective d'une transmission hyperfréquences dans une bande passante donnée, le photorécepteur résonant pourrait être une bonne solution au problème posé. Plus précisément, l'association du photodétecteur au transistor à effet de champ, par l'intermédiaire d'une inductance, devrait permettre, par un effet de résonance du circuit L - C créé par l'inductance et les capacités du photodétecteur et de la grille du transistor à effet de champ, d'exalter le signal hyperfréquence issu du photodétecteur dans une bande passante donnée. Le travail présenté dans ce mémoire s'articule donc en deux grandes parties :

INTRO

- D'une part, l'étude théorique et expérimentale de deux types de photodétecteurs rapides (pour une application micro-ondes). Il s'agit de la photodiode P.I.N et du photodétecteur Métal - Semiconducteur - Métal (chapitre I, II).

- D'autre part, l'étude théorique et expérimentale de photorécepteurs résonants, associant photodétecteur, inductance, et transistor à effet de champ (chapitre III, IV).

Le premier chapitre de ce mémoire, sera consacré à l'étude des performances de la photodiode P.I.N, en développant une modélisation numérique fondée sur la résolution des équations des courants et de continuité. Ainsi, il nous sera possible d'étudier l'influence, sur la réponse dynamique de la photodiode, d'un grand nombre de paramètres (technologiques et électroniques) , qui caractérisent la photodiode P.I.N. Nous étudierons également l'influence des paramètres externes (éléments parasites dus au boîtier) sur la réponse fréquentielle de la photodiode P.I.N. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à une confrontation théorie - expérience, où nous présenterons un certain nombre de résultats expérimentaux, permettant de valider le modèle numérique.

Le photodétecteur métal - Semiconducteur - Métal (M.S.M) constitue un élément de choix pour les futurs circuits intégrés optoélectroniques. A cause de sa structure planaire, il a été nécessaire de mettre au point un modèle de simulation numérique prenant en compte les effets bidimensionnels que présentent ce type de structures. Dans ce deuxième chapitre, nous présenterons le modèle numérique mis au point fondé sur la résolution de l'équation de Poisson et des équations des courants et de continuité à deux dimensions, et permettant l'étude de l'influence de divers paramètres caractéristiques du M.S.M sur sa rapidité. Pour valider notre étude, ces résultats théoriques seront confrontés, dans une seconde partie, à un certain nombre de résultats expérimentaux obtenus sur des M.S.M fabriqués au laboratoire sur GaAs.

La deuxième partie de ce mémoire sera consacrée à l'étude des photorécepteurs résonants. Nous développerons dans le troisième chapitre l'étude théorique de deux types de photorécepteurs résonants :

- le photorécepteur résonant parallèle (P.R.P)
- le photorécepteur résonant série (P.R.S)

Dans une première étape, à partir des circuits équivalents petit signal du photodétecteur et du transistor à effet de champ, nous développerons un programme permettant de

INTRO

prévoir les performances de tels dispositifs en fonction des éléments constituant chacun des deux photorécepteurs résonants.

Dans une deuxième étape, nous effectuerons une étude expérimentale sur un photorécepteur résonant série fabriqué en technologie hybride. Ce photorécepteur est constitué d'une photodiode P.I.N type GaInAs/InP, et d'un transistor à effet de champ du commerce (NE 137).

L'objet du quatrième chapitre, sera la réalisation d'un premier photorécepteur résonant série intégré monolithiquement. Notre but est d'associer un photodétecteur M.S.M adapté aux grandes longueurs d'ondes ($1.3 \mu\text{m}$ - $1.55 \mu\text{m}$), à un transistor à effet de champ, la liaison entre ces deux éléments étant faite par une inductance série.

Dans un premier temps, le problème à résoudre sera la réalisation d'un M.S.M adapté aux grandes longueurs d'ondes. Pour cela, nous présenterons deux nouvelles technologies permettant de réaliser de tels photodétecteurs :

- le photodétecteur Métal - Isolant - Semiconducteur - Isolant - Métal (M.I.S.I.M)
- le M.S.M à épitaxie localisée (M.S.M- EL)

Ensuite nous présenterons la réalisation du photorécepteur résonant intégré monolithiquement. Cette structure utilisera une épitaxie particulière réalisée sur substrat Silicium, et associant une épitaxie GaAs classique de transistor à effet de champ, à une épitaxie localisée (GaAs/GaInAs) pour la réalisation du M.S.M adapté aux grandes longueurs d'ondes.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous présenterons un ensemble de résultats expérimentaux obtenus par la caractérisation opto-hyperfréquence du dispositif.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION.

[1] *S. R. Forrest et al.*

Invited paper. Journal of Lightwave Technology, Vol. LT -3, N° 6, Decembre, 1985.

D. Decoster et al.

Proc. 19th European Solid State Device Research Conf., Berlin : Springer, invited paper, pp 329 - 342, 1989.

J. C. Renaud et al.

Electron. Lett 23 (1987), pp 1055-1056.

[2] *M. Razeghi et al.*

GaAs an related compounds, Biaritz, 1984.

20th International Conference on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1988, pp 363-366.

Appl. Phys. Lett. 49 , 1986, pp 215-217.

O. Wada et al

Appl. Phys. Lett. 54(1), 2 january 1989, pp 16 - 17

[3] *Fujishiro et al*

Institute of Physics Conference Series nb.91, Bristol and Philadelphia.

[4] *J. B. Van Zegbroeck et al*

IEEE. Elect. Device Lettrs, Vol 9, N° 10 , October, 1988, pp 527 - 529.

R. Blondeau et al

Journées Nationales III-V, Aussois, Mars , 1990.

A. Burrus et al.

Electron lett. , Vol. 17, pp 431 - 432, 1981

[5] *JJ. Pan et.*

Laser focus, 28(8), 1988, pp 127 - 132

R. Steven et al

IEEE. Journal of Lightwave Technologie, Vol 6, N° 8 , August, 1988.

INTRO

C. Burrus et al

Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, N° 4, April 1988.

CHAPITRE I

ETUDE DE LA PHOTODIODE P.I.N.

CHAPITRE I.

ETUDE DE LA PHOTODIODE P.I.N.

INTRODUCTION.

Après un bref rappel concernant les généralités sur la photodétection, nous présenterons dans ce premier chapitre une modélisation numérique des photodiodes P.I.N, et un certain nombre de résultats expérimentaux permettant de valider le modèle proposé.

I) GENERALITES SUR LA PHOTODETECTION:

Un détecteur optique est un dispositif électronique qui permet la conversion énergie optique - énergie électrique par absorption des photons incidents. Pour qu'un rayonnement lumineux incident Φ d'énergie $h \nu$ soit absorbé par un semiconducteur, il est nécessaire que la relation suivante soit vérifiée :

$$h \nu > E_g$$

En termes de longueur d'onde, cette relation s'écrit :

$$E_g < h.c/\lambda$$

où E_g est la largeur de la bande interdite, et λ est la longueur d'onde du rayonnement incident.

Dans ce cas l'absorption des photons incidents s'effectue selon une loi exponentielle :

$$\phi(x) = \phi_0 [1-R] e^{-\alpha x}$$

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

ϕ_0 : Flux de photons incidents .

α : Coefficient d'absorption du matériau.

R : Coefficient de réflexion du matériau.

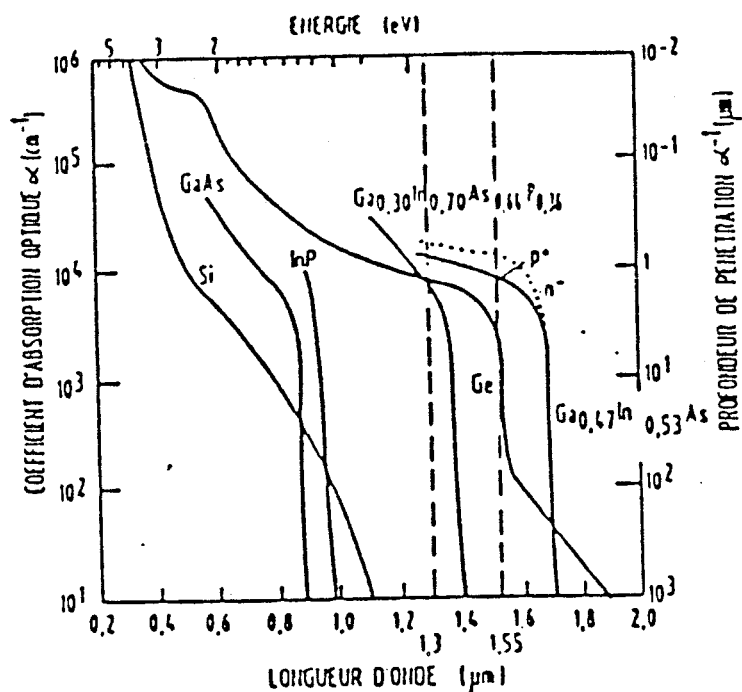


Figure 2

Evolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux III V.

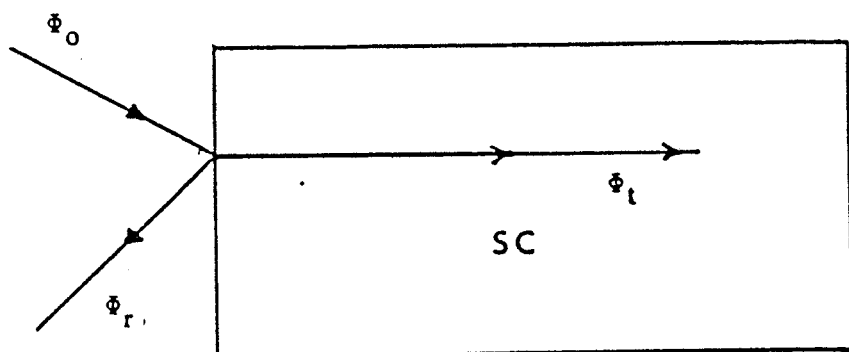


figure 3.

- Φ_0 = Flux de photons incidents
- Φ_r = Flux de photons réfléchis
- Φ_t = Flux de photons transmis.

Le coefficient d'absorption α ne dépend que de la nature du semiconducteur, et de la longueur d'onde du rayonnement incident. Nous donnons figure 2 l'évolution de ce paramètre pour différents matériaux semiconducteurs, en fonction de la longueur d'onde.

Le coefficient de réflexion R est également fonction de la nature du semiconducteur, et sa valeur dépend de l'angle d'incidence du rayonnement. L'application d'une couche antiréfléchissante sur la face éclairée du matériau peut diminuer la valeur de R , et donc augmenter la conversion énergie optique - énergie électrique (figure 3).

L'absorption d'un photon par un semiconducteur génère une paire électron - trou. Le taux de génération $G(x)$ des porteurs photocréés est donné par :

$$G(x) = (P_L/h\nu) [1-R] \alpha e^{-\alpha x}$$

où P_L est la puissance lumineuse incidente.

Différentes structures de détecteurs sont possibles :

- *Photoconducteur [1].*
- *Photodiode P.I.N [2].*
- *Photodiode à avalanche [3].*
- *Photodiode Schottky [4].*
- *Photodiode M.S.M [5].*

Pour des applications micro-ondes les photodétecteurs les mieux adaptés, compte tenu des valeurs de fréquences de coupure obtenues, semblent être les photodiodes P.I.N et les photodétecteurs M.S.M; ce dernier détecteur, de par sa structure planaire, présente de plus un avantage certain pour l'intégration monolithique. C'est pourquoi nous étudierons plus particulièrement ces deux types de photodétecteurs.

II) ETUDE DE LA PHOTODIODE P.I.N.:

A) STRUCTURE

La photodiode P.I.N est obtenue par la croissance d' une couche non intentionnellement dopée (NID) de largeur de bande interdite E_g , et d'épaisseur W entre deux couches fortement dopées N^+ et P^+ (Figure 4).

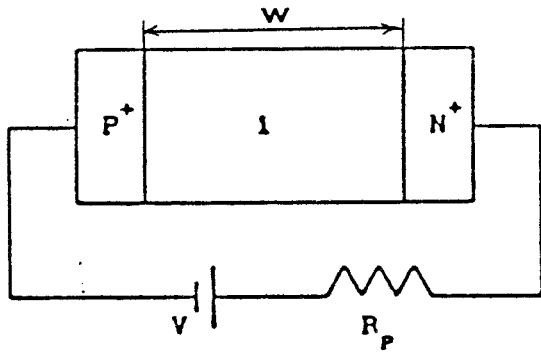


Figure 4
Structure de la photodiode PIN.

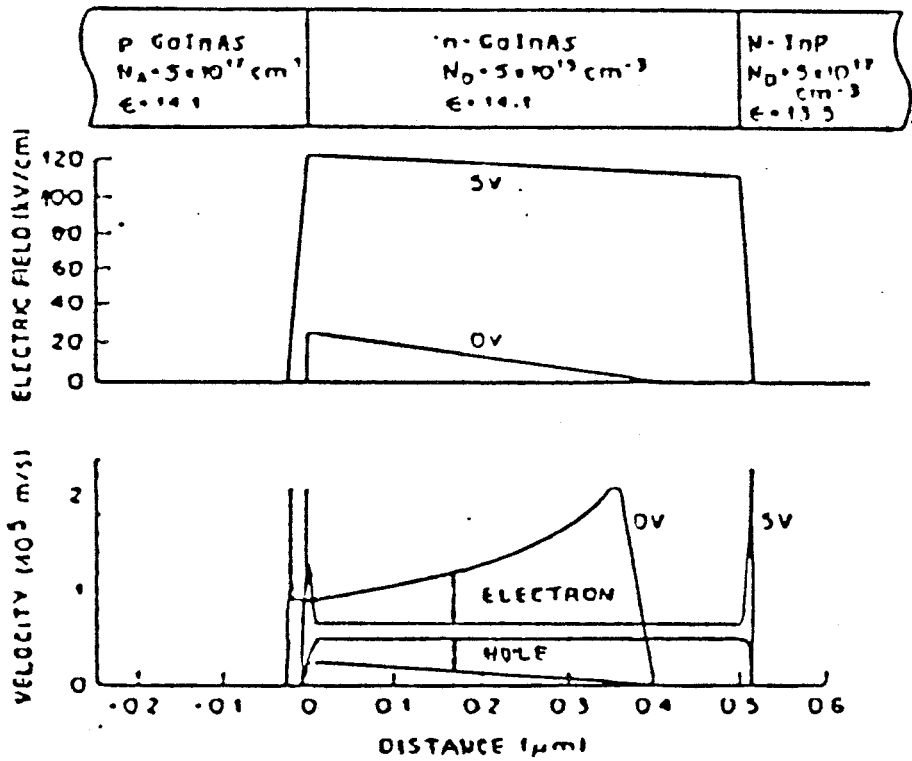


Figure 5

Distribution typique du champ électrique et de la vitesse des porteurs dans une PIN [2].

Le semiconducteur qui constitue la couche N.I.D a pour rôle l'absorption du rayonnement incident d'énergie $h\nu$.

La photodiode P.I.N peut être éclairée par la face P^+ qui peut être absorbante ou transparente à la longueur d'onde de travail, ou par le substrat N^+ si celui-ci est transparent (filière InP).

Nous donnons figure 5 la distribution du champ électrique, et la vitesse des porteurs pour une photodiode P.I.N, ceci pour différentes tensions de polarisation. Il s'agit d'une photodiode P.I.N adaptée pour la détection aux grandes longueurs d'onde (1.3 et 1.55 μm). La zone active est constituée par le ternaire GaInAs avec 47 % d'indium, non intentionnellement dopé ($N_d = 10^{15}$ atomes/ cm^3) comprise entre deux couches d'InP fortement dopées qui sont dans ce cas transparentes au rayonnement. Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, la couche absorbante est totalement désertée et un champ électrique important existe dans toute la structure, ce qui permet aux porteurs photocréés d'atteindre leur vitesse de saturation. La tension de polarisation nécessaire pour désertier totalement la couche absorbante est donnée par la relation [6]:

$$V_{\text{pol}} = (q N_d W^2)/(2 \epsilon) - V_b$$

où V_b est la barrière de potentiel à l'équilibre thermodynamique, et ϵ la permittivité du matériau semiconducteur.

B) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.

Le principe de fonctionnement d'une photodiode P.I.N. est illustré par la figure 6.

Hors éclairement, la photodiode polarisée en inverse à la tension V_0 est traversée par un courant d'obscurité I_{obs} qui a principalement deux origines :

- Le courant de fuite en surface [7]; il peut être réduit par une passivation adéquate de la surface extérieure du semiconducteur.

- Le courant de fuite en volume; il est la résultante de trois mécanismes [8] :

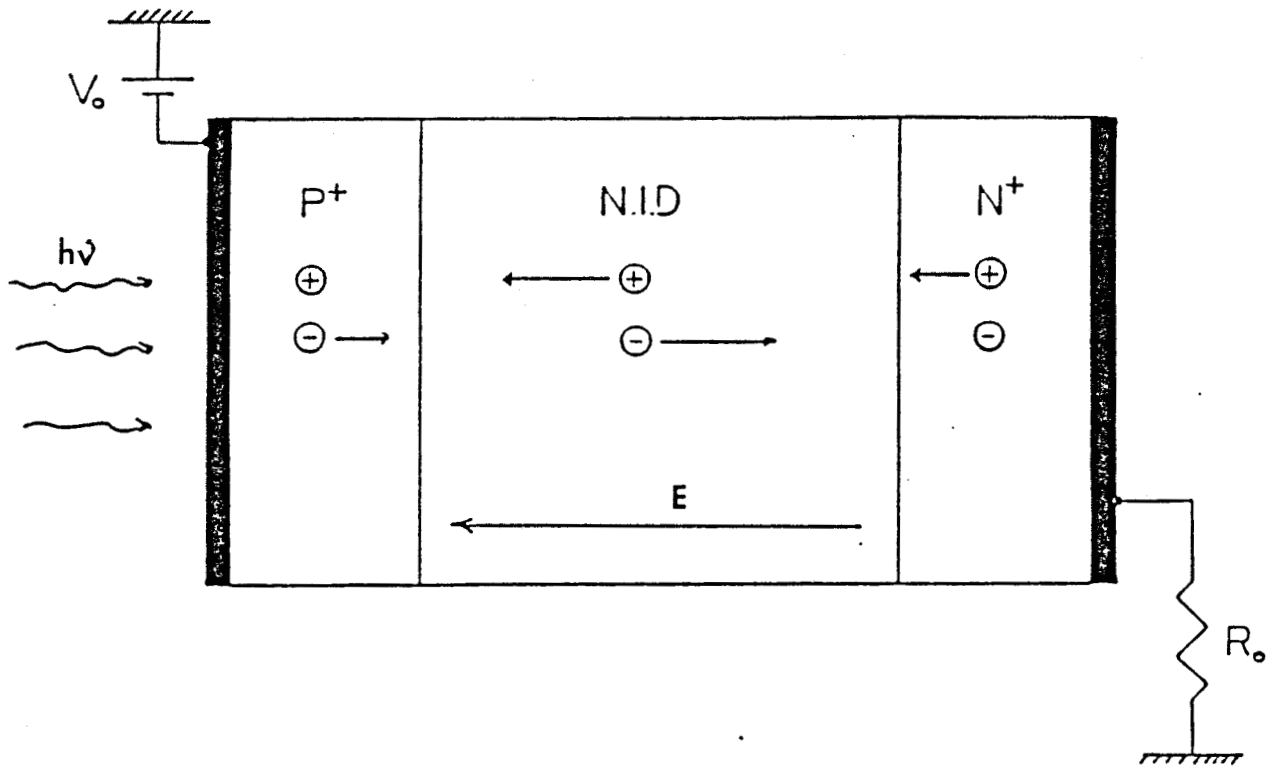


Figure 6
Principe de fonctionnement d'une photodiode.
P.I.N.

- *Courant de diffusion :*

Pour des faibles tensions de polarisation, le courant d'obscurité est lié à un mécanisme de diffusion des porteurs minoritaires. La densité de ce courant est donnée par la relation :

$$J_{\text{dif}} = q \cdot n_i^2 \cdot ([D_n / [N_a \cdot L_n] + D_p / [N_d \cdot L_p]])$$

D_n, D_p = coefficient de diffusion des électrons et des trous.

L_n, L_p = longueur de diffusion des électrons et des trous.

n_i = densité intrinsèque des porteurs.

- *Courant de génération recombinaison.*

Dans des conditions normales de fonctionnement, le courant d'obscurité traversant la photodiode P.I.N est lié à un mécanisme de génération - recombinaison. La densité de courant est donnée par l'expression :

$$J_{\text{g-r}} = q \cdot n_i \cdot W / T_v$$

où n_i est la densité intrinsèque des porteurs, et T_v est la durée de vie des paires électron-trou.

- *Courant tunnel :*

Pour des champs électriques élevés, obtenus en augmentant la tension de polarisation, le courant d'obscurité peut être relié à l'existence supplémentaire de l'effet tunnel.

Le courant de fuite en volume peut être réduit par l'amélioration de la qualité cristalline du matériau en volume, et aux interfaces entre deux couches.

Quand le détecteur est éclairé par un laser, les photons incidents créent des porteurs dans la photodiode P.I.N.; le comportement de ces porteurs diffère suivant le lieu de leur création :

Dans la zone P^+ et N^+ : les porteurs minoritaires diffusent; ceux qui atteignent la zone de charge d'espace sont propulsés par un champ électrique vers la région où il deviennent majoritaires; ils créent ainsi un photocourant de diffusion.

Dans la zone de charge d'espace : les porteurs libres photocréés sont dissociés par le champ électrique; les électrons sont propulsés vers la région de type N, et les trous vers la région de type P; ces porteurs donnent naissance à un photocourant de conduction I_{ph} .

Le courant électrique total délivré par la photodiode dans le circuit de charge est la somme du courant d'obscurité et du photocourant de conduction et de diffusion.

C) MODELISATION DE LA PHOTODIODE P.I.N.

C-1) Equations de base et hypothèses simplificatrices.

Pour modéliser tout photodétecteur, il est nécessaire de résoudre les différentes équations qui régissent le transport des charges dans le semi-conducteur [9]:

Equation de Poisson :

$$\nabla^2 [V(x,y)] = q \cdot [p - n + N_d - N_a] / \epsilon \quad (1)$$

Equations des courants :

pour les électrons :

$$\vec{J}_n(x,y,t) = -q n(x,y,t) \vec{v}_n(x,y,t) + q D_n \vec{\text{grad}}(n(x,y,t)) \quad (2,a)$$

et pour les trous :

$$\vec{J}_p(x,y,t) = q p(x,y,t) \vec{v}_p(x,y,t) + q D_p \vec{\text{grad}}(p(x,y,t)) \quad (2,b)$$

et le courant total sera donné par la relation :

$$\vec{J}_t = \vec{J}_n + \vec{J}_p + \epsilon \cdot \delta(\vec{E}(x,y,t)) / \delta t \quad (2,c)$$

où $\epsilon \cdot \delta(\vec{E}(x,y,t)) / \delta t$ est le courant de déplacement.

Equations de continuité :

$$\delta(n(x,y,t)) / \delta t = \text{div}(\vec{J}_n(x,y,t)) / q + G_n - R_n \quad (3,a)$$

$$\delta(p(x,y,t)) / \delta t = - \text{div}(\vec{J}_p(x,y,t)) / q + G_p - R_p \quad (3,b)$$

avec :

E : champ électrique

v_n, v_p : vitesses des électrons et trous.

D_n, D_p : coefficients de diffusion des électrons et trous.

G_n, G_p : taux de génération des électrons et des trous.

R_n, R_p : taux de recombinaison.

ϵ : permittivité.

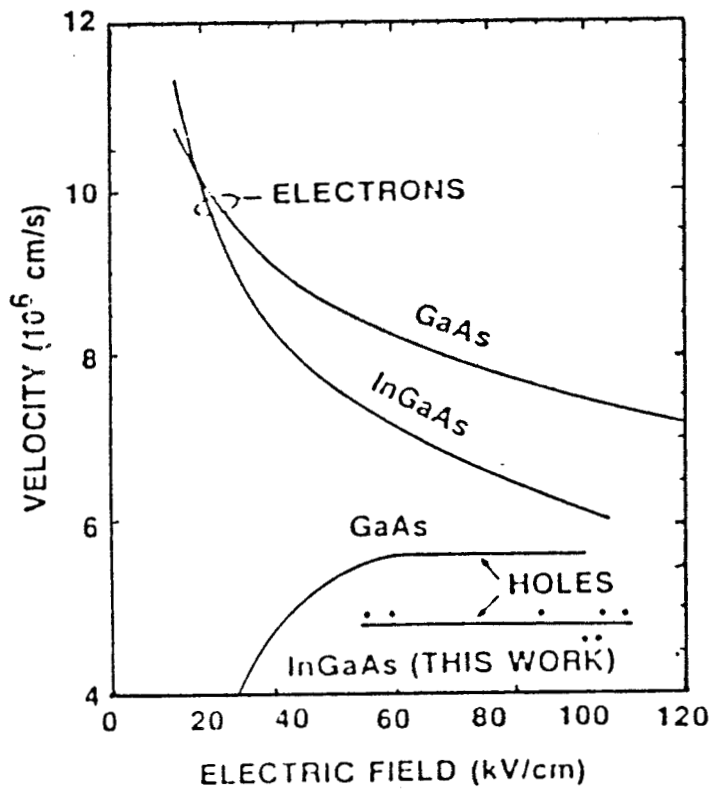


Figure 7

Evolution de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique pour le GaAs et le GaInAs [10].

La résolution des équations différentielles (1),(2), et (3) est relativement complexe, mais dans le cas d'une photodiode P.I.N ,plusieurs hypothèses simplificatrices peuvent être faites :

* Transport unidimensionnel:

On considère que le déplacement des charges photocréées se fait suivant l'axe Ox et que les variations des différentes fonctions suivant l'axe Oy sont nulles.

* Génération - recombinaison :

On considère que l'éclairement s'effectue par le côté P⁺, et que les taux de génération des électrons G_n et des trous G_p sont égaux et donnés par:

$$G(x) = [P_L/h\nu] [1-R] \alpha e^{(-\alpha x)} f(t)$$

où f(t) est une fonction qui donne les variations temporelles du taux de génération.

On suppose que le phénomène de recombinaison des porteurs est négligeable dans la zone absorbante :

$$R_n = R_p = 0$$

* Régime petit signal

En régime petit signal on peut considérer que la contribution des porteurs photocréés est négligeable à la charge d'espace N_d de la couche absorbante soit :

$$\int_0^w [p(x) - n(x)] \delta x \ll N_d$$

L'équation de Poisson s'écrit alors :

$$\delta(E(x,t))/\delta x = -q N_d / \epsilon$$

Par une polarisation adéquate de la photodiode, nous pouvons obtenir un champ électrique supérieur à 50 kV/cm (figure 7 [10]) de façon à ce que les porteurs atteignent la vitesse de saturation en tout point de la zone déserte. La figure 5 illustre une distribution typique de la vitesse des porteurs dans une photodiode P.I.N pour une

utilisation aux longueurs d'onde 1.3 et 1.55 μm , la zone active de $\text{Ga}_{.47}\text{In}_{.53}\text{As}$ étant comprise entre deux couches d'InP très dopées, où l'on constate qu' au delà de 5 V, le champ électrique est suffisamment élevé pour les porteurs atteignent leurs vitesses de saturation [2].

Pour ce qui suit on supposera que la tension de polarisation est suffisamment élevée, et la puissance optique incidente suffisamment faible pour que la vitesse d'entraînement des porteurs soit constante dans la photodiode.

C-2) Résolution des équations

En tenant compte des différentes hypothèses simplificatrices, les équations de transport de charge dans le semi-conducteur s'écrivent alors :

$$J_n(x,t) = -q n(x,t) v_n \quad (4,a)$$

$$J_p(x,t) = q p(x,t) v_p \quad (4,b)$$

$$\frac{\delta(n(x,y))}{\delta t} = - \frac{1}{q} \frac{\delta(J_n(x,t))}{\delta x} + G(x,t) \quad (5,a)$$

$$\frac{\delta(p(x,y))}{\delta t} = + \frac{1}{q} \frac{\delta(J_p(x,t))}{\delta x} + G(x,t) \quad (5,b)$$

La densité du courant total J_t est donnée par :

$$J_t = J_n + J_p + \epsilon \frac{\delta(E(x,t))}{\delta t} \quad (5-c)$$

La photodiode est polarisée à la tension V_o par une résistance de charge R_o (figure 6); il en résulte l'équation suivante :

$$\int_0^w E(x,t) \delta x = V_o - R_o \cdot S \cdot J_t \quad (6)$$

où S représente la surface de la jonction.

Les équations (4-a) et (5-a) nous donnent une première équation différentielle régissant le courant des électrons dans la P.I.N; on a:

$$\frac{\delta(J_n(x,t))}{\delta x} + \frac{1}{v_n} \frac{\delta(J_n(x,t))}{\delta t} = q G(x,t)$$

De même, les équations (2-b) et (4-b) nous donnent l'équation différentielle régissant le courant des trous dans la photodiode; on a:

$$\frac{\delta(J_p(x,t))}{\delta x} - \frac{1}{v_p} \frac{\delta(J_p(x,t))}{\delta t} = -q G(x,t)$$

L'association des équations (5-c) et (6) nous donne une troisième équation différentielle régissant la densité du courant total dans la photodiode :

$$J_t + R_0 C \frac{\delta(J_t(x,t))}{\delta t} = \frac{1}{W} \int_0^W [J_n(x,t) + J_p(x,t)] \delta x$$

C représente la capacité de la photodiode P.I.N :

$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{W}$$

En tenant compte des différentes conditions aux limites, l'intégration des trois équations différentielles nous donne l'expression de la densité du courant des électrons , des trous et du courant total de la photodiode en régime dynamique , recevant du coté P⁺ un signal optique modulé sinusoidalement , de la forme :

$$\phi(x,t) = \phi_0 [1-R] e^{-\alpha x} * e^{j\omega t} :$$

où w représente la pulsation du signal optique. On obtient la relation (7) :

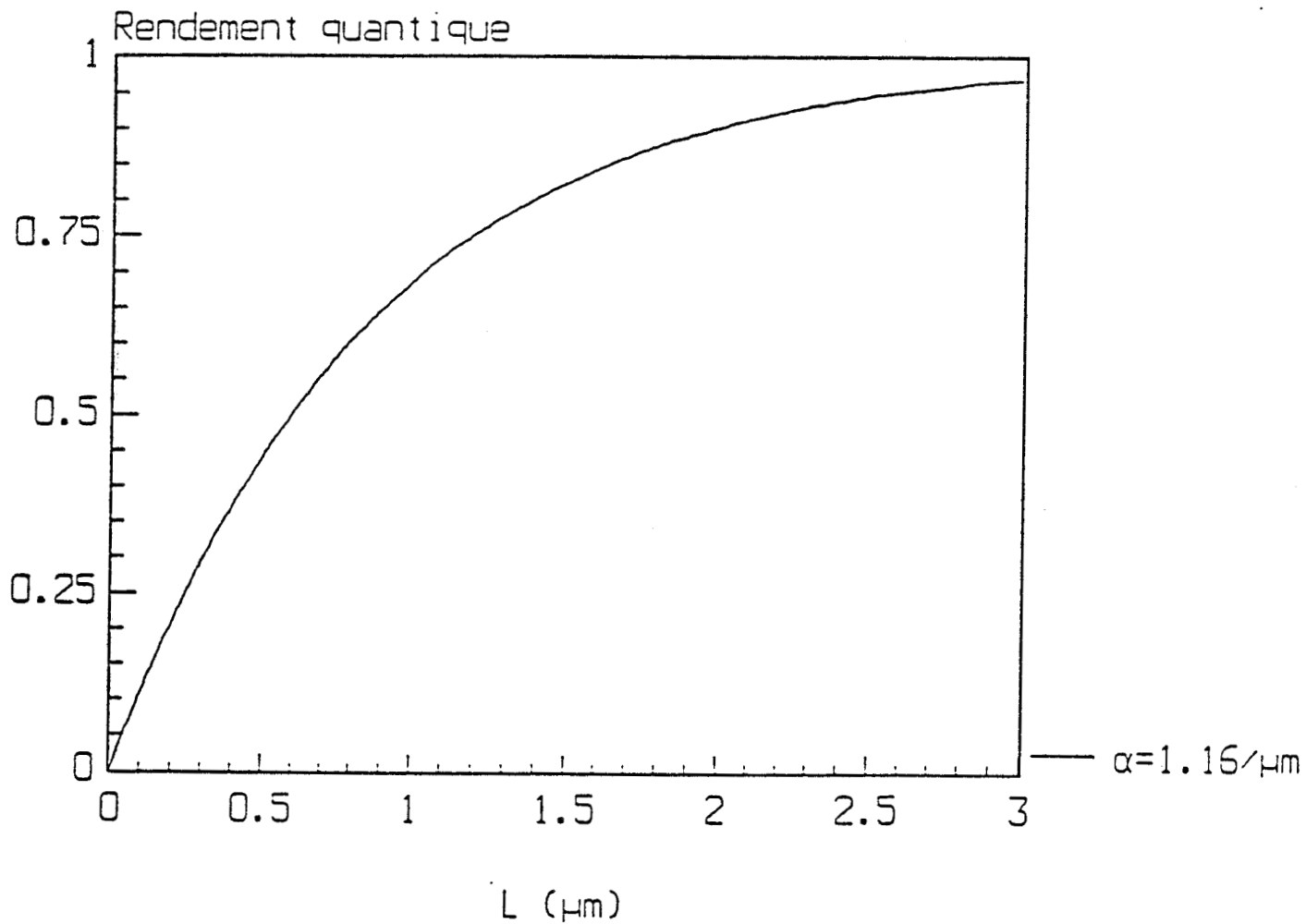


Figure 9
Rendement quantique de la P.I.N en fonction de
l'épaisseur de la zone déserte W

$$J_T(\omega) = \frac{q \cdot P_L / (h\nu)}{1 + j \cdot \omega \cdot R_o \cdot C} \left[\frac{\exp(-\alpha W) - \exp(-j \cdot \omega \cdot t_n)}{\alpha \cdot W - j \cdot \omega \cdot t_n} + \frac{1 - \exp(j \cdot \omega \cdot t_n)}{j \cdot \omega \cdot t_n} - \frac{\exp(-\alpha W) \cdot \exp(-j \cdot \omega \cdot t_p) - 1}{\alpha \cdot W + j \cdot \omega \cdot t_p} - \frac{1 - \exp(j \cdot \omega \cdot t_p)}{j \cdot \omega \cdot t_p} \cdot \exp(-\alpha W) \right] \quad (7)$$

où t_n et t_p sont respectivement le temps de transit des électrons et des trous donnés par :

$$t_n = v_n / W \quad t_p = v_p / W$$

La résolution complète du système d'équations différentielles est présentée en annexe I.

D) RESULTATS:

L'expression de la densité du courant total calculée ci-dessus, permet de simuler la réponse d'une photodiode P.I.N en régime dynamique pour différentes épaisseurs W de couche active en fonction des paramètres technologiques et physiques de la photodiode tels que :

- Surface S de la P.I.N.
- Coefficient d'absorption α .
- Vitesse des porteurs v_n et v_p .
- phénomène de diffusion.

Nous incluons également dans notre logiciel, compte tenue de leur importance pour un fonctionnement hyperfréquences, l'influence des éléments parasites du boîtier. La réponse impulsionnelle de la photodiode P.I.N peut aussi être déterminée par la relation (7) en effectuant un double produit de convolution.

D-1) Régime statique :

L'expression du photocourant en régime statique est obtenue à partir de la relation (7) en posant $w = 0$, on obtient :

$$J_t(0) = \frac{P_L \cdot S}{h \cdot \nu} (1 - e^{-\alpha W})$$

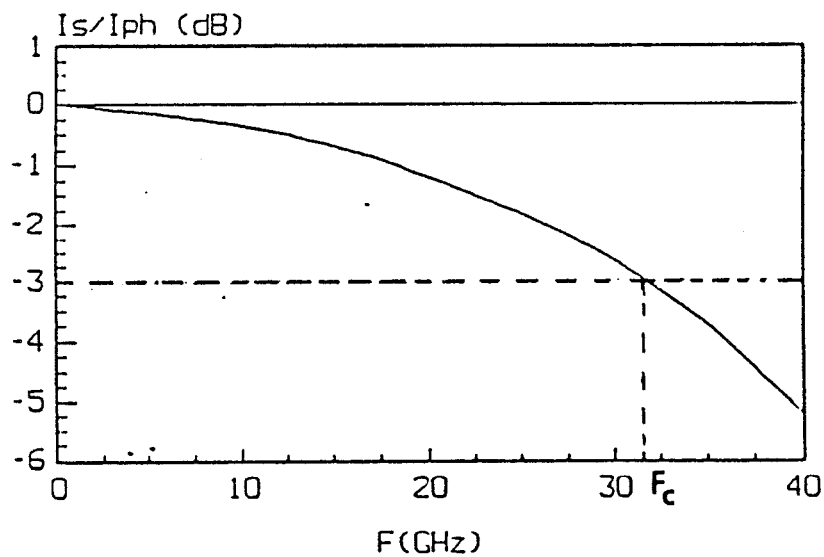


Figure 10.
Détermination de la fréquence de coupure
d'une PIN à 3 dB.

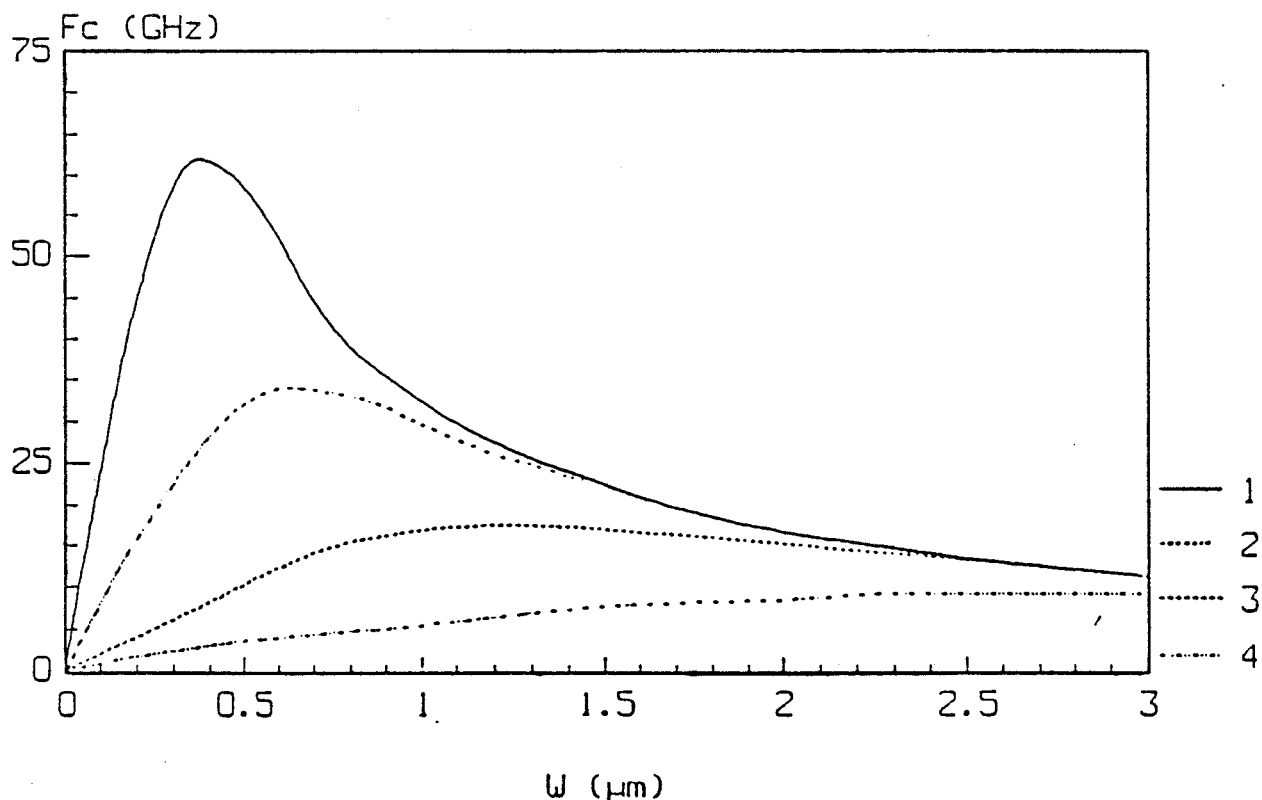


Figure 11
Fréquence de coupure d'une PIN en fonction
de l'épaisseur de la zone déserte.

Longueur d'onde = $1.3 \mu\text{m}$.

Coefficient d'absorption $\alpha = 1.16 \mu\text{m}^{-1}$.

Vitesse des électrons $v_n = 6.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$.

Vitesse des trous $v_p = 4.8 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$.

Permittivité $\epsilon = 14.1$

Résistance de charge $R_o = 50 \Omega$.

Diamètres :

1/ $D = 10 \mu\text{m}$

2/ $D = 20 \mu\text{m}$

3/ $D = 40 \mu\text{m}$

4/ $D = 80 \mu\text{m}$

Le rendement quantique de la photodiode est défini par le rapport entre le nombre de paires électron-trou photocréées et le nombre de photons incidents :

$$\eta = \frac{N_e}{N_{ph}}$$

Dans le cas de la photodiode P.I.N idéale le rendement quantique est égal à :

$$\eta = (1-R) \cdot (1 - e^{-\alpha w}) \quad (8)$$

Le rendement quantique ne dépend que du coefficient d'absorption α du semi-conducteur à la longueur d'onde de travail, et de l'épaisseur de la couche absorbante (figure 9). L'amélioration de celui-ci conduit donc à l'augmentation de l'épaisseur de la zone déserte, mais ceci se fait au détriment de la rapidité; en effet, le temps de transit des porteurs est d'autant plus long que l'épaisseur de la zone déserte est importante ; notons cependant que la valeur de la capacité de jonction C de la photodiode est inversement proportionnelle à la longueur de la zone de transit; en effet la capacité de la diode est donnée par l'expression :

$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{W}$$

où S représente la surface de la jonction. Un compromis doit donc être réalisé entre rendement quantique et temps de réponse de la photodiode.

D-2) Réponse dynamique:

La réponse en fréquence de la photodiode P.I.N chargée sur 50 Ohms est déterminée à partir de l'expression de la densité du courant total $J_t(w)$ calculée précédemment; la comparaison des relations (7) et (8) nous permet de déterminer la fréquence de coupure F_c de la photodiode à 3 dB (Figure 10). Deux principaux facteurs peuvent limiter la largeur de la bande passante de la P.I.N : d'une part un facteur intrinsèque qui est le temps de transit des porteurs à travers la couche absorbante, d'autre part la capacité inhérente à la structure.

D-2-1) Influence de la surface de la Photodiode.

La figure 11 représente la fréquence de coupure F_c d'une photodiode du type GaInAs/InP en fonction de l'épaisseur de la zone déserte pour différents

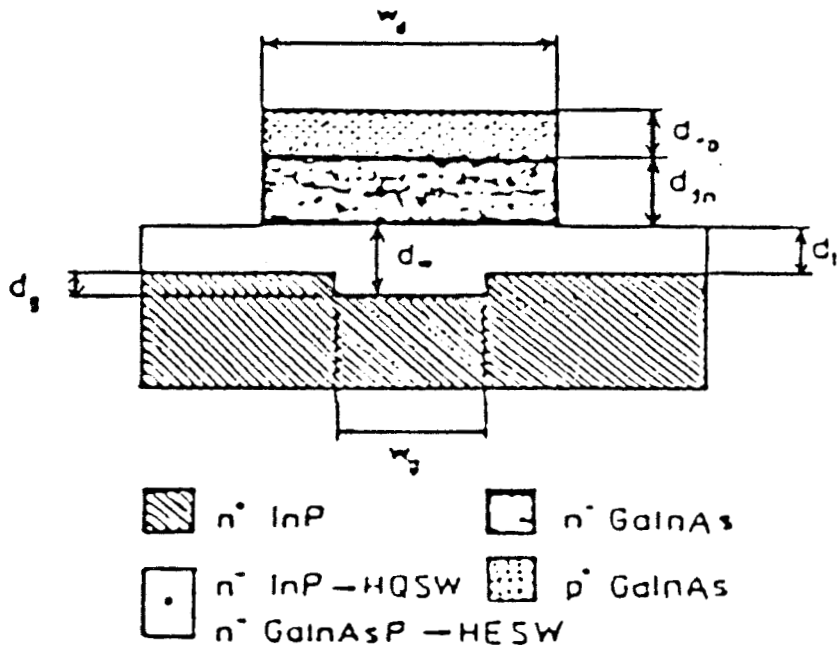
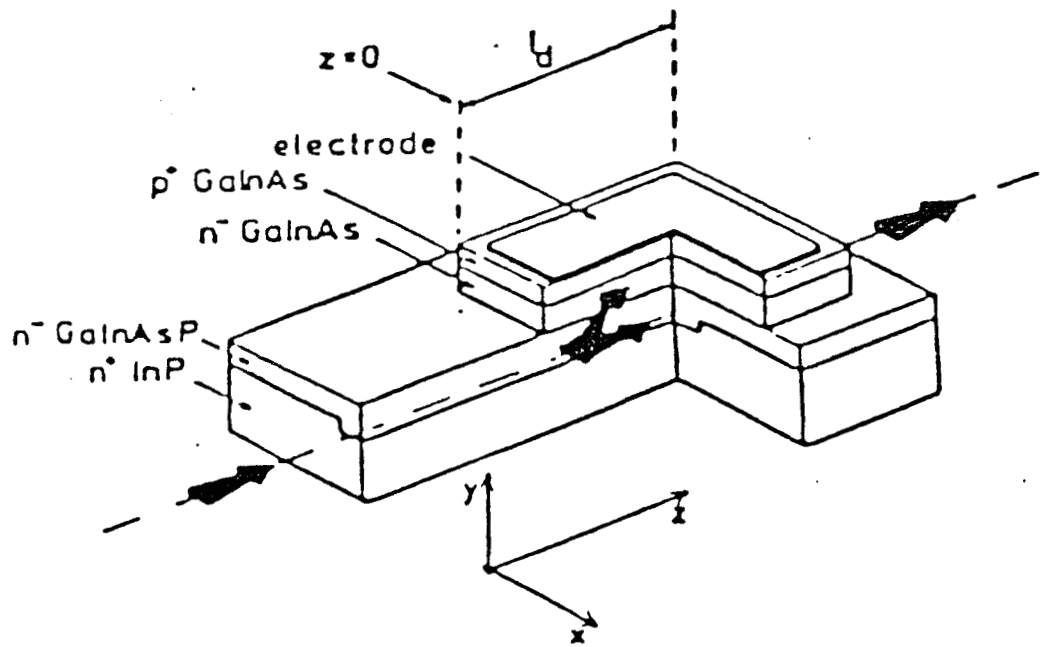


Figure 12
 Association d'une PIN avec un guide
 optique [12].

diamètres de la photodiode. Pour de faibles épaisseurs de la zone déserte, la capacité de la structure est la principale limitation de la réponse fréquentielle de la photodiode. Lorsque l'épaisseur W augmente il existe un maximum pour chaque courbe, correspondant à une épaisseur optimale (W_{op}) pour laquelle on obtient le meilleur compromis entre temps de transit des porteurs et capacité de la photodiode; pour de grandes épaisseurs, le temps de transit des porteurs devient le facteur prépondérant.

On constate que pour atteindre des fréquences de coupure élevées (supérieures à 20 Ghz), il faut utiliser des diamètres de photodiodes inférieurs à $40 \mu\text{m}$, et des épaisseurs de couche absorbante inférieures à $1.5 \mu\text{m}$. Ceci aura pour conséquence une plus grande difficulté d'alignement fibre-détecteurs (perte par couplage), et une diminution sensible du rendement quantique.

Pour palier à cet inconvénient, une solution serait d'éclairer la photodiode par un guide optique. Ce genre de dispositif a été largement étudié au C.H.S par l'équipe optoélectronique [11]. La figure 12 représente une photodiode P.I.N. associée à un guide optique qui permet d'amener la lumière dans le plan de la couche absorbante [12]. Le principe de fonctionnement de ce dispositif est analogue à celui du dispositif classique. Le signal optique incident confiné dans le guide optique par un choix judicieux des indices de réfraction des différentes couches [13],[14] est absorbé par la couche absorbante; les porteurs générés par cette absorption sont séparés par le champ électrique, et entraînés le long de l'axe oy , pour donner naissance à un photocourant. Cette structure peut donc permettre un fonctionnement à hautes fréquences tout en conservant un rendement quantique élevé, objectif plus difficile à atteindre par une structure classique. Le fonctionnement hautes fréquences (obtenu par la diminution du temps du transit) est obtenu en réduisant l'épaisseur de la couche absorbante, et le rendement quantique peut être voisin du 100 % par un ajustement de la largeur de la P.I.N.

D-2-2) Influence du coefficient d'absorption.

Pour différentes longueurs d'onde du rayonnement optique incident (donc pour différents coefficients d'absorption), nous avons calculé la fréquence de coupure de la photodiode (Figure 13). On remarque que l'influence de ce paramètre est négligeable sur la fréquence de coupure. En effet pour une photodiode de diamètre $30 \mu\text{m}$ chargée sur 50Ω , les variations de la fréquence de coupure pour différents coefficients d'absorption sont inférieures au Ghz.

Par contre, le rendement quantique est fortement modifié .La figure 14 nous donne les variations de ce dernier pour une photodiode P.I.N GaInAs d'épaisseur de couche absorbante $1 \mu\text{m}$. Le rendement quantique est proche de 95 % pour la longueur d'onde $.8 \mu\text{m}$ ($\alpha = 10^5 \text{ cm}^{-1}$ [2]), et il est de l'ordre de 50 % pour la longueur d'onde X

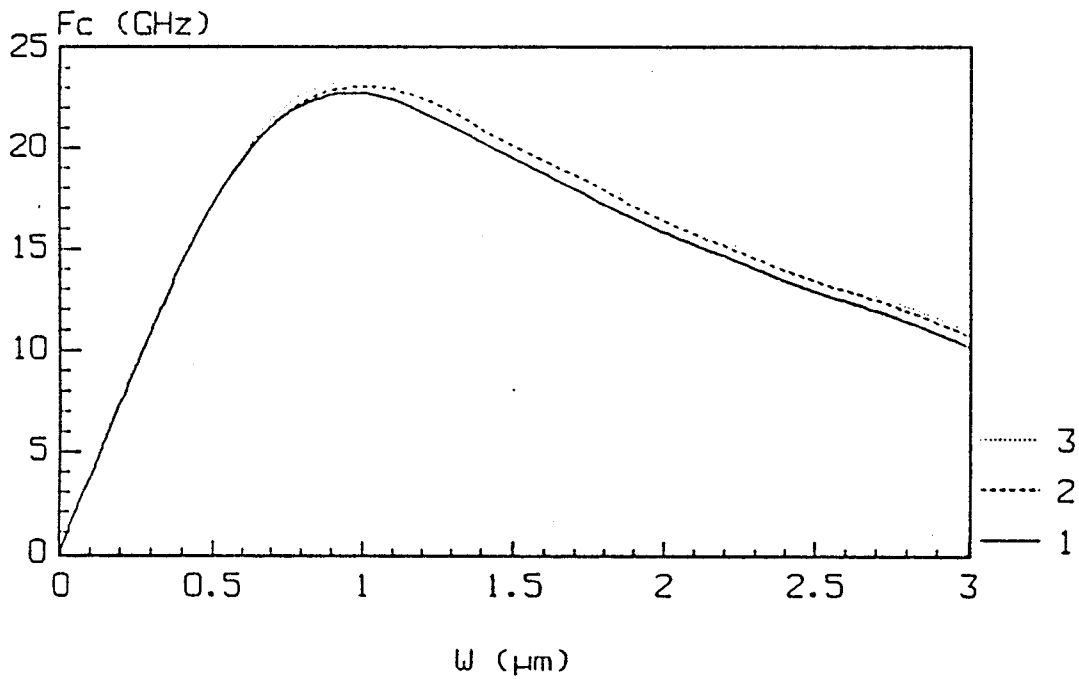


Figure 13
 Influence du coefficient d'absorption sur
 la fréquence de coupure - $D = 30 \mu\text{m}$ -
 $1/\lambda = .8 \mu\text{m}$ $2/\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ $3/\lambda = 1.3 \mu\text{m}$

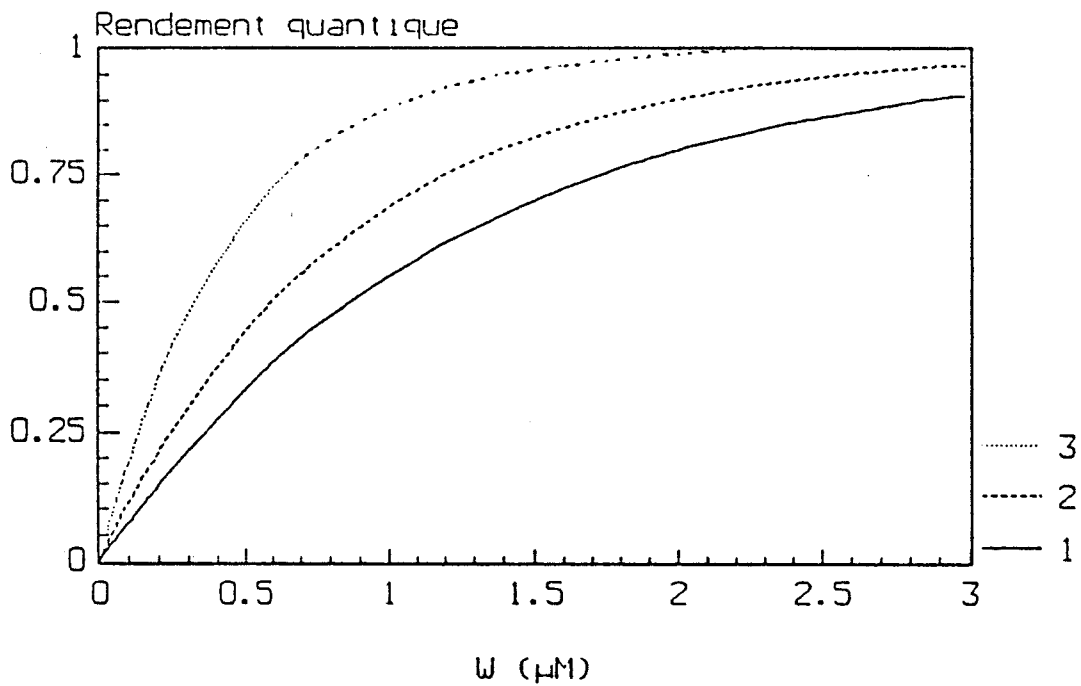


Figure 14
 Influence du coefficient d'absorption sur
 le rendement quantique - $D = 30 \mu\text{m}$ -
 $1/\lambda = .8 \mu\text{m}$ $2/\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ $3/\lambda = 1.3 \mu\text{m}$

= $1.3 \mu\text{m}$ ($\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [2]) si on néglige l'effet du coefficient de réflexion à la surface de la photodiode.

D-2-3) Influence de la vitesse des porteurs.

La vitesse des porteurs est fonction de la valeur du champ électrique E. Au delà de 10 KV/cm, on peut considérer que la vitesse des électrons est égale à la vitesse de saturation ($v_n = 7 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$); cependant les trous ne peuvent atteindre leur vitesse de saturation que pour des valeurs de champ électrique élevées (de l'ordre de 60 KV.cm⁻¹) (voir figure 7). On pourrait donc se demander si la vitesse d'entraînement des porteurs peut modifier la réponse fréquentielle de la P.I.N .

la figure 15 représente la fréquence de coupure de la photodiode en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour différentes valeurs du champ électrique. On constate que pour une P.I.N d'épaisseur de couche absorbante $1 \mu\text{m}$, la fréquence de coupure passe de 17 Ghz à 22 Ghz quand le champ électrique varie de 20 KV.cm⁻¹ à 40 KV.cm⁻¹. Un tel résultat montre l'intérêt de travailler à des champs électriques suffisamment élevés.

Si le champ électrique présente localement des valeurs de champ inférieures à environ 20 KV.cm⁻¹ (de telles valeurs du champ peuvent apparaître si la photodiode est faiblement polarisée ou si un important photocourant la dépoliarise fortement) il n'est pas possible de prendre pour vitesse des porteurs des valeurs constantes; la dépendance vitesse-champ électrique doit être prise en compte [15].

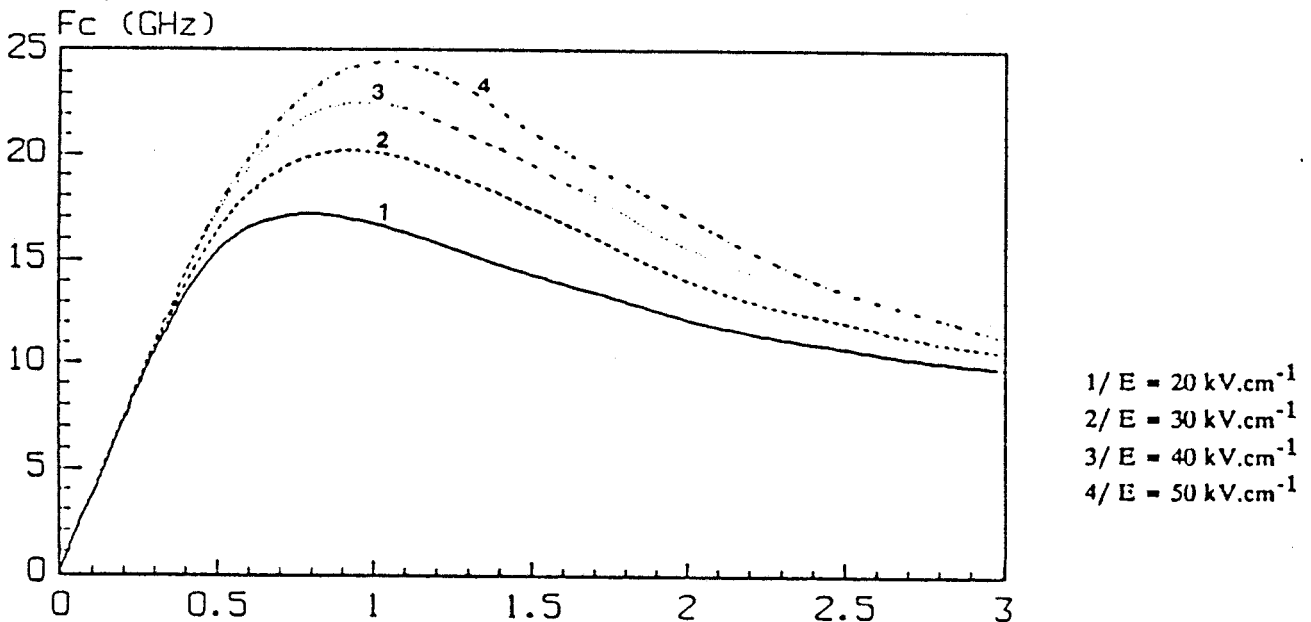


Figure 15

Influence de la vitesse des porteurs sur
la fréquence de coupure.
 $D=30\mu\text{m}$

InP N ⁺	GaInAs N.I.D	GaInAs p ⁺
-----------------------	-----------------	--------------------------

Figure 16
Exemple d'une structure PIN où la couche P⁺
n'est plus transparente à la longueur
d'onde 1.3 et 1.55 μm .

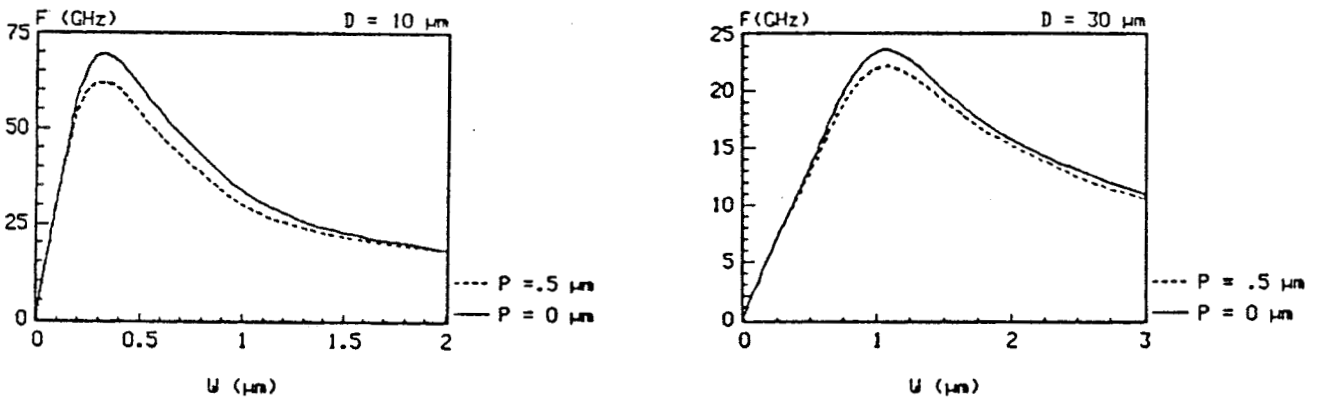


Figure 17
Influence de la diffusion des porteurs
sur la fréquence de coupure. $D_n = 250 \text{ cm}^2/\text{s}$

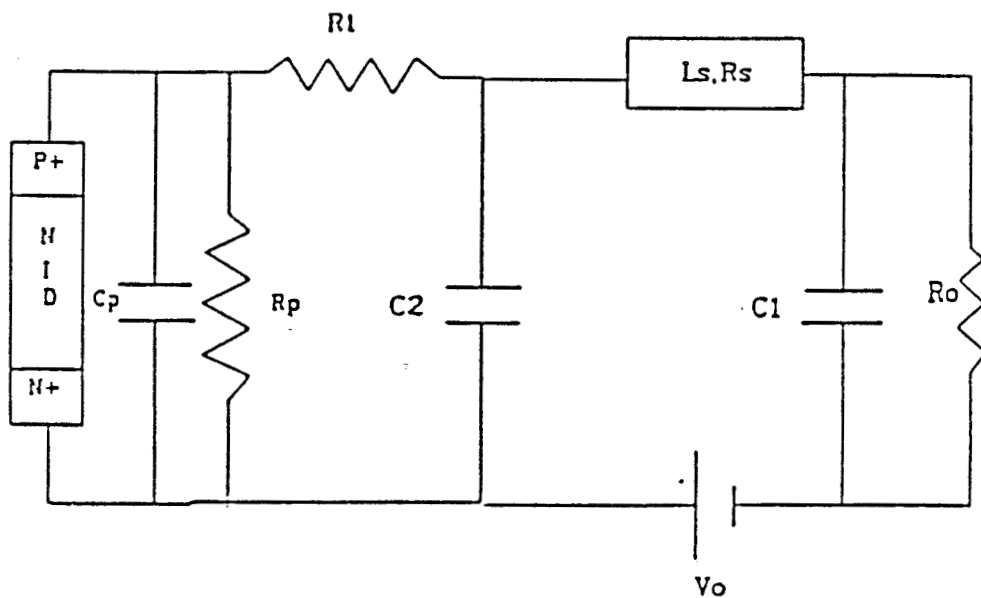


Figure 18
Schéma électrique équivalent d'une
photodiode PIN et les divers éléments parasites.

D-2-4) Phénomène de diffusion.

Dans le cas d'une photodiode P.I.N. du type présenté figure 16, la couche P⁺ n'est plus transparente aux longueurs d'onde 1.3 et 1.55 μm; il y a création de porteurs hors de la zone N.I.D. La contribution supplémentaire au photocourant total due aux phénomènes de diffusion de ces porteurs, est susceptible de pénaliser la réponse électrique du dispositif en hyperfréquences.

Pour tenir compte de ce phénomène, il est nécessaire d'intégrer de nouvelles équations différentielles relatives aux porteurs minoritaires :

$$J_n(x,t) = -q D_n \frac{\delta(n(x,t))}{\delta x}$$

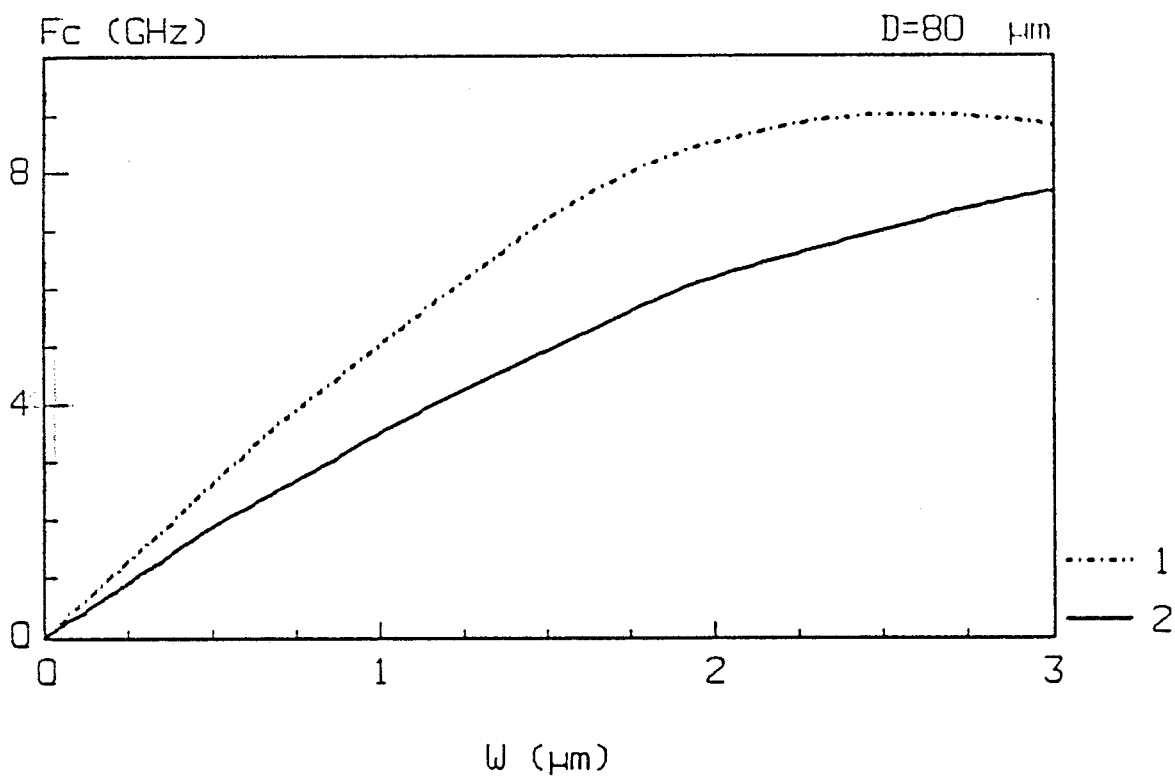
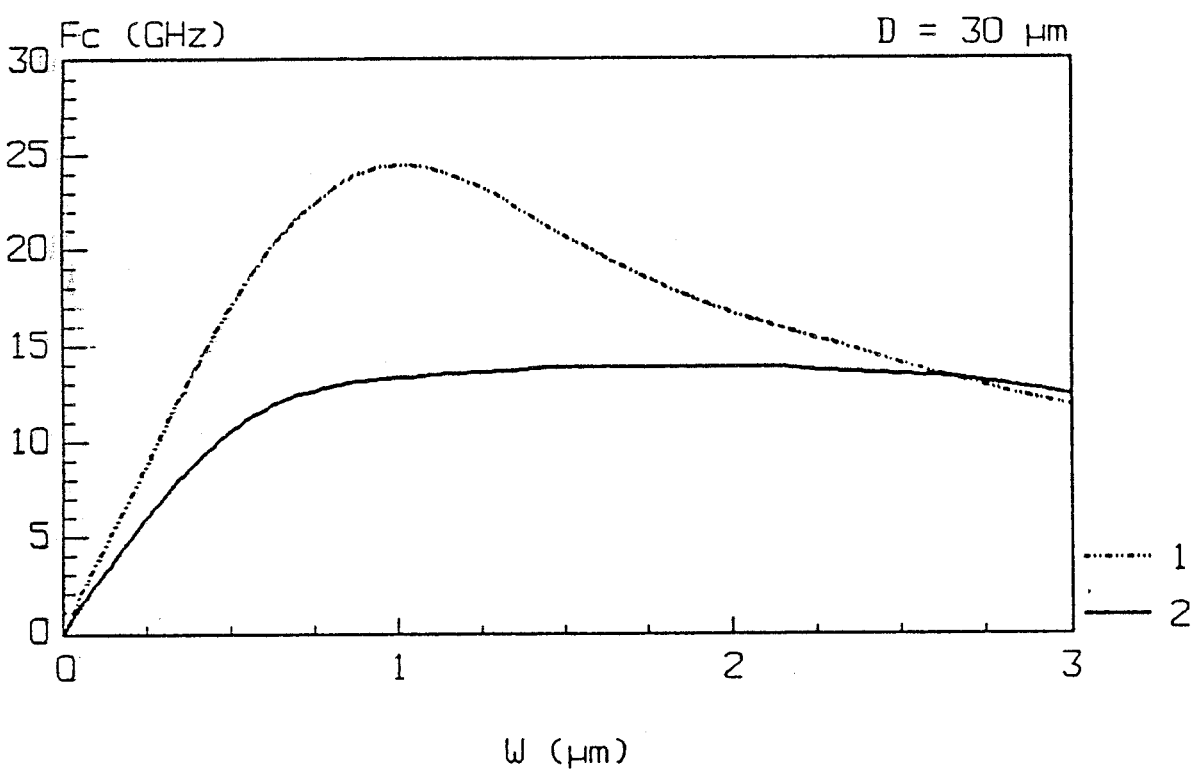
$$\frac{\delta(n(x,t))}{\delta t} = - \frac{1}{q} \frac{\delta(J_n(x,t))}{\delta x} + \frac{G(x,t)}{q}$$

où D_n représente le coefficient de diffusion des électrons. Le détail du calcul est donné en annexe I. La figure 17 représente l'influence de la diffusion des porteurs photocréés sur la fréquence de coupure pour des P.I.N de diamètre D₁ = 10 μm et D₂ = 30 μm. Les courbes sont données en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour différentes épaisseurs de la couche P⁺.

On constate que pour les P.I.N qui présentent des zones désertes et des capacités de jonction faibles (faible surface), la dégradation des performances dynamiques est plus grande. Il convient donc d'utiliser soit une double hétérostructure InP/GaInAs ou de faibles épaisseurs de GaInAs dopé P⁺ pour une utilisation hyperfréquences.

D-2-5) Eléments parasites.

Pour rapprocher le plus possible notre modèle théorique de l'expérience, il est nécessaire de prendre en compte le rôle des éléments extrinsèques à la P.I.N tel que le filtre constitué par les éléments parasites du boîtier dans lequel s'insère le composant. La figure 18 représente le schéma électrique du circuit constitué par ces éléments parasites où l'on a :



$R_1 = 1.5 \Omega$
 $R_s = 1.5 \Omega$
 $L_s = 3 \text{ nH}$
 $C_1 = .02 \text{ pF}$
 $C_2 = .05 \text{ pF}$

Figure 19
 Influence des éléments parasites sur la
 fréquence de coupure.
 1. sans éléments parasites
 2. avec éléments parasites

C_p : capacité de jonction de la photodiode.

R_p : résistance intrinsèque de la photodiode.

R_1 : résistance d'accès

C_2 : capacité parasite due au polyimide de passivation.

C_1 : capacité parasite dû au boîtier.

L_s, R_s : inductance et résistance du fil de connexion.

La réponse globale en fréquences de la P.I.N est donnée par le produit de la fonction de transfert intrinsèque $H(\omega)$ et la fonction de transfert $R(\omega)$ due au filtre constitué par les éléments parasites du boîtier.

La figure 19 représente la fréquence de coupure d'une P.I.N en fonction de la longueur de la zone active avec et sans éléments parasites. Dans le cas de la figure 19, les valeurs de ces éléments parasites ont été déterminées par la mesure du coefficient de réflexion d'un photodétecteur. On constate une très nette dégradation de la fréquence de coupure de la photodiode. En effet, pour une photodiode de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur de zone déserte et de $30 \mu\text{m}$ de diamètre de surface photosensible, la fréquence de coupure chute de 22 Ghz à 13 Ghz.

Pour une utilisation hyperfréquence large bande, le choix du boîtier est donc primordial. Il doit présenter des éléments parasites de faibles valeurs et avoir une très large bande passante. De gros progrès ont été réalisés dans ce domaine et actuellement il existe des boîtiers hyperfréquences qui permettent un fonctionnement de dispositifs jusque 40 Ghz [16].

La photodiode peut aussi être utilisée pour la détection d'un signal optique modulé à une fréquence de travail bien déterminée; dans ce cas on peut utiliser les éléments parasites du boîtier pour réaliser un filtre d'adaptation à bande étroite afin d'obtenir le maximum de puissance en sortie.

A titre d'exemple, la figure 20 illustre bien ce phénomène. Elle représente le module de la fonction de transfert intrinsèque de la P.I.N $H(\omega)$, et la fonction de transfert du système constitué par la P.I.N et le circuit électrique équivalent chargé sur 50 Ohms. On constate que sans éléments parasites, la P.I.N présente un " produit gain-bande " de l'ordre de 32 Ghz, et qu' en tenant compte du filtre dû au circuit électrique, le système ne présente plus qu'une bande passante de 9 Ghz centrée sur 15 Ghz, mais son " produit gain-bande " est égal à 46 Ghz soit une amélioration de 14 Ghz . Ce résultat est dû essentiellement au phénomène de résonance causée par le circuit L-C. Pour une application analogique dans une bande passante donnée, ce phénomène de résonance pourrait être mis à profit pour augmenter le transfert optique - électrique d'une liaison hyperfréquence [16] [17].

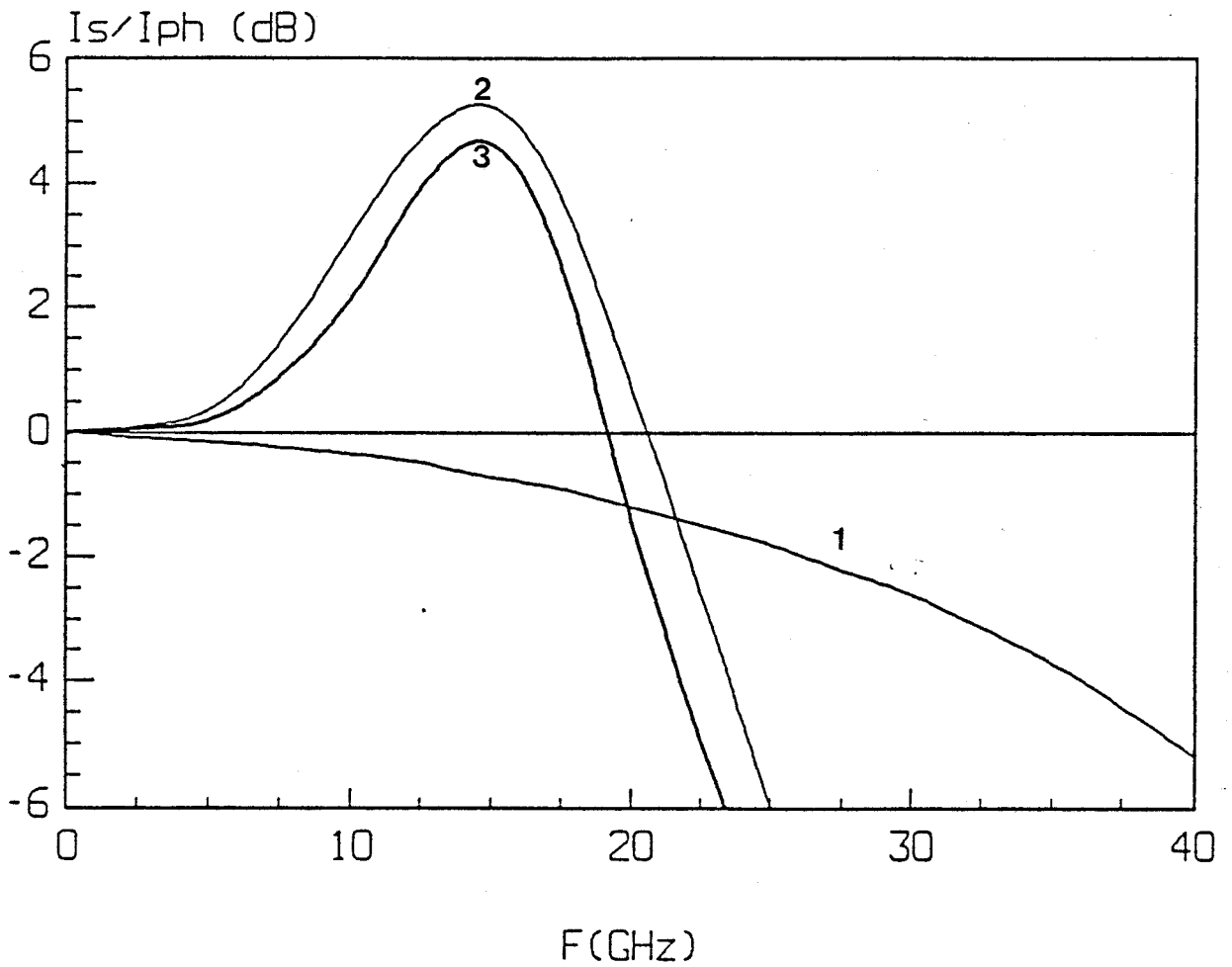
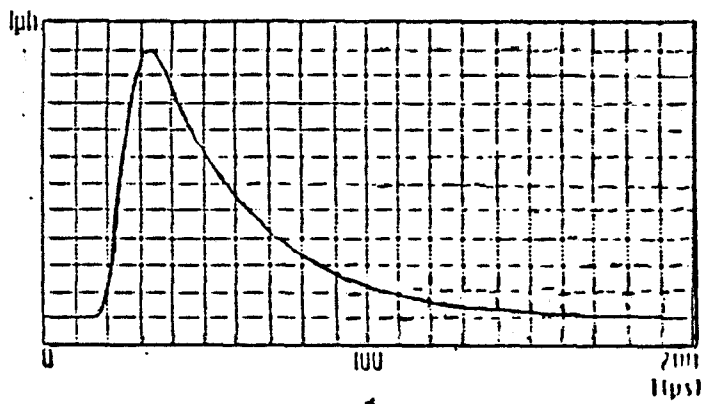


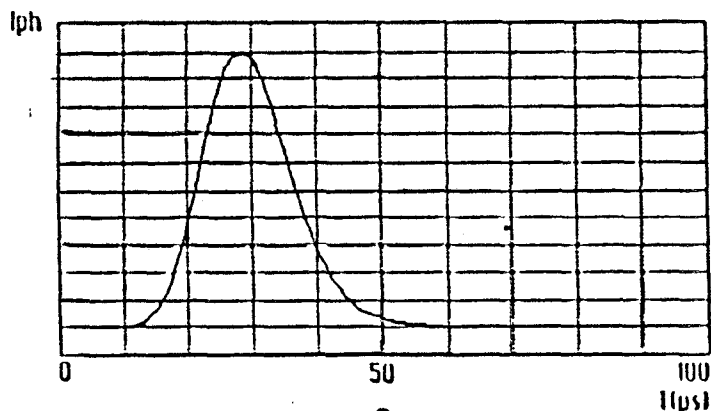
Figure 20

Utilisation des éléments parasites comme
filtre d'adaptation:

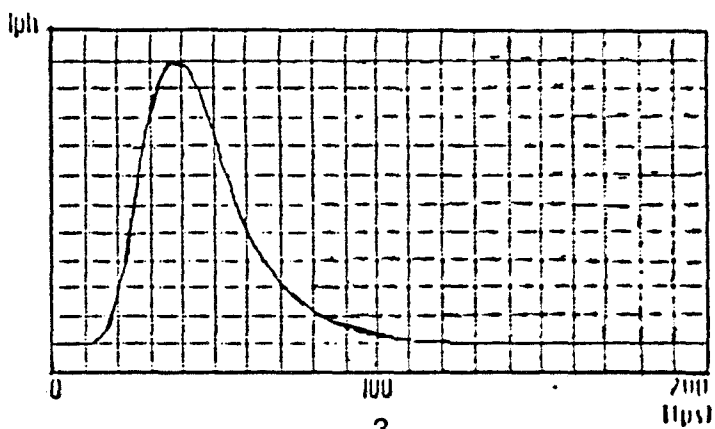
1. Fonction de transfert PIN.
2. Fonction de transfert du filtre constitué par les éléments parasites
3. Fonction de transfert globale de la structure.



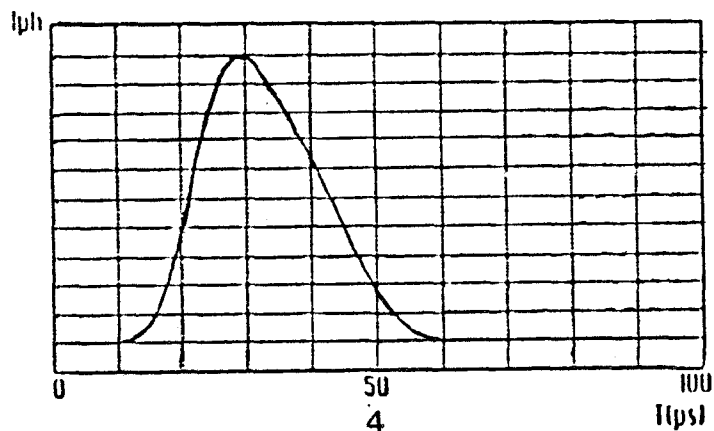
1



2



3



4

Figure 21

Réponse impulsionnelle d'une photodiode PIN.

$$\lambda = 1.3 \mu\text{m} \quad \alpha = 1.16 \mu\text{m}^{-1}$$

$$T_{\text{WHM}} = 5 \text{ ps} \quad R_o = 50 \Omega$$

$$1/ L = 1 \mu\text{m} \quad D = 80 \mu\text{m} \quad F_c = 4.75 \text{ GHz}$$

$$2/ L = 1 \mu\text{m} \quad D = 30 \mu\text{m} \quad F_c = 26.5 \text{ GHz}$$

$$3/ L = 2 \mu\text{m} \quad D = 80 \mu\text{m} \quad F_c = 8.8 \text{ GHz}$$

$$4/ L = 2 \mu\text{m} \quad D = 30 \mu\text{m} \quad F_c = 16.3 \text{ GHz}$$

D-2-6) Réponse impulsionnelle.

Pour le calcul de la réponse impulsionnelle de la photodiode P.I.N, nous avons utilisé la relation (7). On peut remarquer que cette relation s'écrit comme étant le produit de trois fonctions distinctes :

$$J_{\text{tot}}(w) = G(w).H(w).R(w).$$

$G(w)$ représente l'impulsion lumineuse. Pour cette étude, différentes formes d'impulsion lumineuse peuvent être choisies (en dirac, en créneau, ou une forme gaussienne); $H(w)$ représente la fonction de transfert intrinsèque de la photodiode, et $R(w)$ est la fonction de transfert du circuit de charge (R_o, C_d) . La réponse temporelle de la P.I.N est obtenue par un double produit de convolution :

$$J_{\text{tot}}(t) = G(t)*H(t)*R(t).$$

où les fonctions $H(t)$ et $R(t)$ sont données dans l'annexe I.

Ainsi, il a été montré [3] qu'à partir de la mesure du temps de descente de la réponse électrique du photodétecteur, on peut déterminer sa fréquence de coupure à partir de la relation suivante :

$$F_c = 1/ [T_{\text{des}} \pi] \quad (9)$$

où T_{des} est le temps de descente de la réponse électrique du photodétecteur.

Nous donnons figure 21 différentes réponses impulsionnelles d'une P.I.N pour différentes surfaces photosensibles et différentes épaisseurs de la zone active.

L'impulsion lumineuse dans ce cas est de type gaussien :

$$G(t) = A \exp[-t^2/2\sigma^2].$$

$$\sigma = T_{\text{whm}} / [(2*\text{Log}(4))^{1/2}]$$

où T_{whm} est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion optique; sa valeur est très petite $T_{\text{WHM}} = 5$ ps. On note le bon accord entre la fréquence de coupure déduite du calcul du temps de descente de la réponse électrique et celle calculée directement à partir de la relation (7).

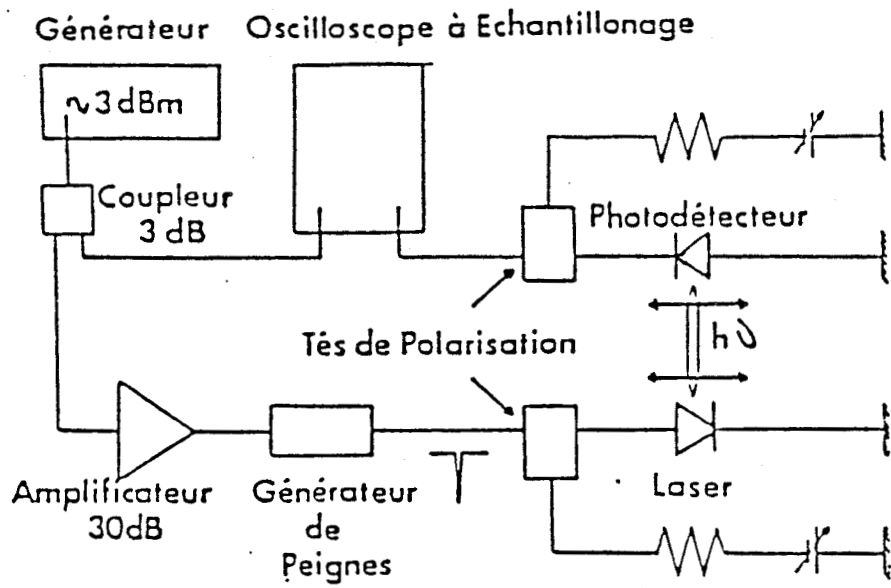


Figure 22

Banc de caractérisation en réponse impulsionnelle.

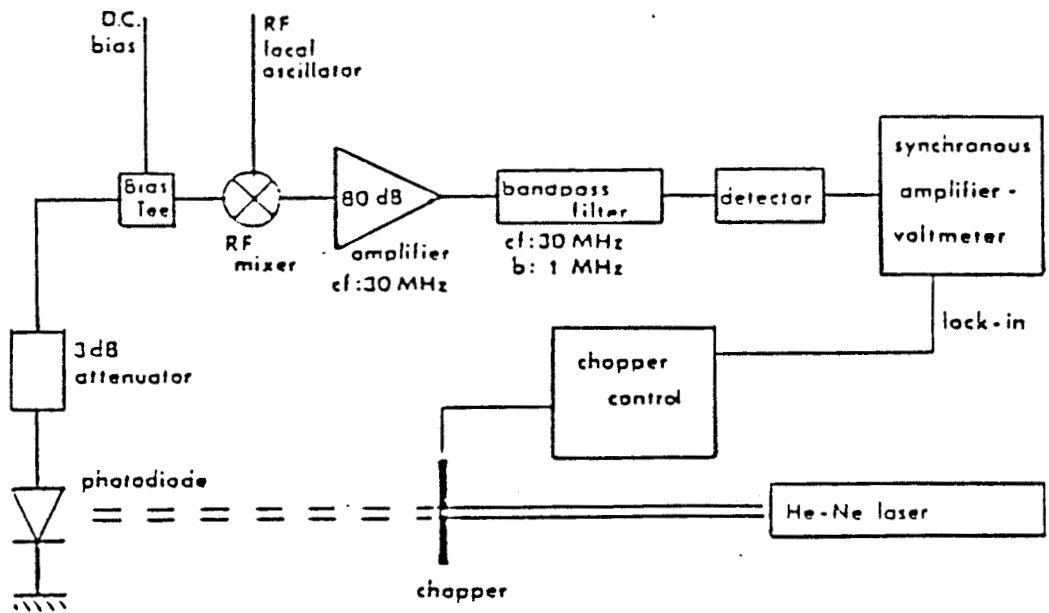


Figure 23

Banc de caractérisation du bruit microonde dans la gamme 2 - 18 GHz.

D-2-7) Limite de validité du modèle.

Le modèle que nous avons développé est un outil de simulation qui permet de calculer la réponse électrique linéaire dans l'approximation petit signal d'une photodiode P.I.N. Il décrit correctement les mécanismes d'entraînement dans le dispositif à condition que la tension de polarisation soit suffisamment élevée pour que la vitesse d'entraînement des porteurs puisse être considérée constante dans toute la structure, et que la puissance lumineuse incidente reste faible pour éviter une dépolarisation de la P.I.N. Néanmoins, des études récentes effectuées au L.C.R de THOMSON C.S.F prenant en compte des phénomènes de non-linéarité consécutifs à une utilisation de la P.I.N en régime grand signal ont montré que l'influence de ces phénomènes sur la réponse dynamique de la photodiode est faible [15] , et nous négligerons donc leur importance dans la suite de notre travail.

III) ETUDE EXPERIMENTALE.

A) TECHNIQUES DE CARACTERISATION.

Les techniques de caractérisation actuelles, qui permettent la détermination des caractéristiques dynamiques des photodétecteurs sont de plus en plus onéreuses , et difficiles à mettre en oeuvre, dans la mesure où les fréquences à mesurer sont de plus en plus élevées.

Les divers moyens de caractérisation à notre disposition au laboratoire ont déjà été largement exposés [3], il s'agit de la mesure :

- du courant d'obscurité.
- du photocourant en régime statique et dynamique basse fréquence.
- de la capacité $C(V)$.
- du bruit à 30 MHz.
- des paramètres S_{ij} .

Dans ce mémoire nous limiterons la présentation à deux techniques de caractérisations opto-hyperfréquences :

- *La réponse du photodétecteur à une impulsion lumineuse.*

- *La mesure du bruit en micro-ondes :* cette dernière technique est tout à fait originale [19] et permet en outre la mesure de la fréquence de coupure du photodétecteur.

A-1) REPOSE IMPULSIONNELLE.

Un premier moyen de caractérisation des photodétecteurs peut être la réponse du photodétecteur à une impulsion lumineuse de très courte durée.

Le schéma de principe du banc de caractérisation impulsionnelle est donné figure 22.

Un générateur de tension délivre un signal sinusoïdal qui est amplifié afin d'atteindre une puissance de sortie de 1 Watt. Par l'intermédiaire d'un générateur de peigne le signal sinusoïdal est transformé en impulsions électriques. On obtient ainsi une impulsion optique dont les caractéristiques dépendent essentiellement du laser semiconducteur utilisé; typiquement le temps de réponse du laser que nous avons utilisé est inférieur à 50 ps.

La réponse électrique du photodétecteur est visualisée sur un oscilloscope à échantillonnage dont le temps de descente est de l'ordre de 25 ps, avec une impédance d'entrée de 50 Ohms.

Comme on peut le constater sur la figure 22, le photodétecteur est polarisé par le biais d'un Té de polarisation, dont la bande passante est de 10 KHz à 12 GHz, et son temps de réponse égal à 25 ps. On dispose alors , sur l'oscilloscope de nombreuses informations parmi lesquelles :

- *L'amplitude du signal.*
- *Le temps de montée.*
- *Le temps de descente.*
- *La largeur à mi-hauteur.*

Ainsi, la fréquence de coupure du photodétecteur est directement liée au temps de descente de la réponse électrique du photodétecteur par la relation suivante :

$$F_c = 1/[\pi \cdot T_{des}]$$

Dans la pratique, il faut également tenir compte des éléments qui perturbent le signal :

- Té de polarisation
- Temps de descente de l'oscilloscope à échantillonnage.

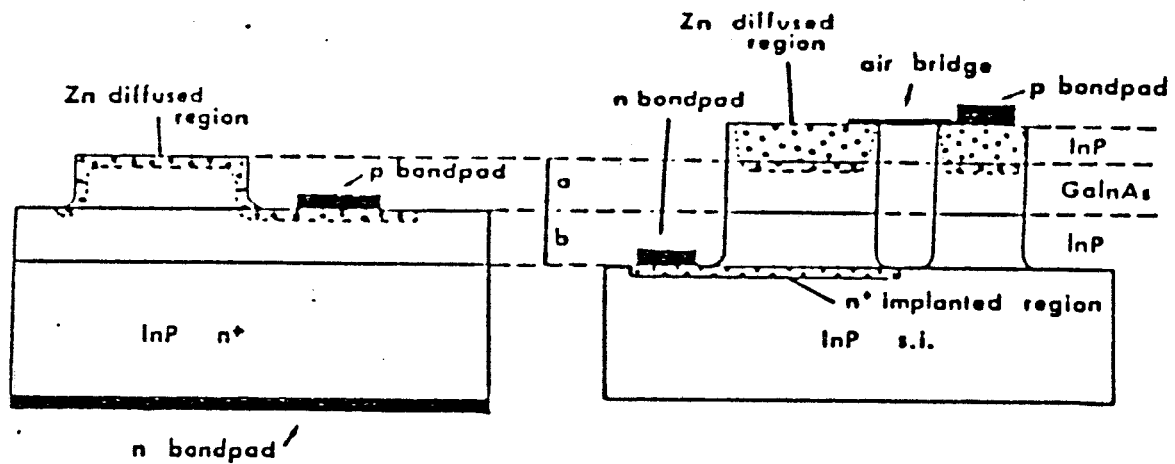
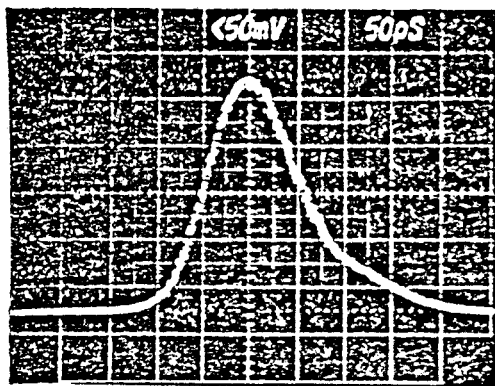
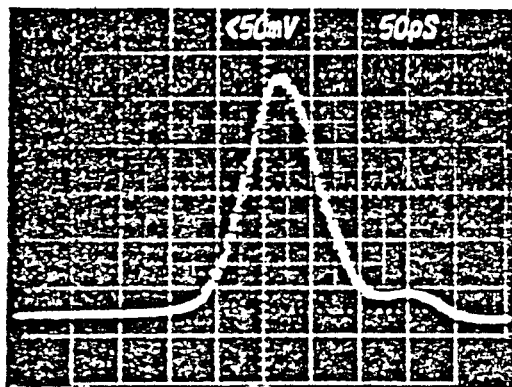


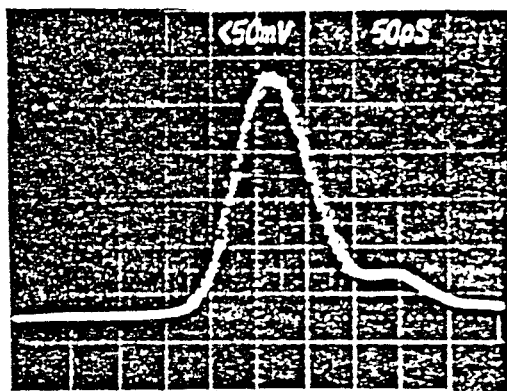
Figure 24
 Structure des photodiodes P.I.N
 1/ P.I.N semi planar.
 2/ P.I.N à pont t air.



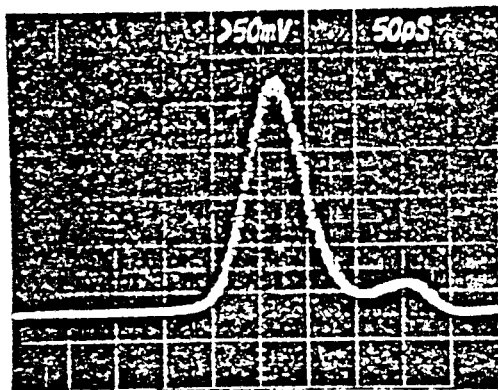
photodiode semi-planar
 80 μm sans anneau



photodiode semi-planar
 30 μm sans anneau



photodiode pont-air
 80 μm



photodiode pont-air
 25 μm

Figure 25
 Réponse impulsionnelle des différentes P.I.N

Une bonne approximation du temps de descente intrinsèque du composant est donnée par [3] :

$$[T_{\text{des}}]^2 = [T_{\text{des}}]_{\text{mes}}^2 - [25]^2 - [25]^2.$$

où les temps sont exprimés en picosecondes.

Compte tenu de ces différents éléments parasites, et du temps de réponse du laser semiconducteur, la limite hautes fréquences de ce banc de caractérisation se situe aux environs de 7 GHz.

A-2) BRUIT.

Au sein de notre équipe, nous avons développé une nouvelle technique de mesure du bruit, fondée sur la mesure du bruit en basses fréquences (30 MHz), qui nous permet de mesurer le bruit dans la gamme de fréquence 2 - 18 GHz (figure 23).

Ainsi, en insérant entre le Té de polarisation et le premier amplificateur, un mélangeur large bande (1 - 26 GHz), relié à un générateur hyperfréquences (2 - 18 GHz), on peut étudier l'évolution du bruit du photodétecteur dans la gamme d'excursion du générateur hyperfréquences.

Après étalonnage de la chaîne de mesure, il est possible de relier le signal basses fréquences à la puissance lumineuse incidente par la relation [3] :

$$N_{\text{dBm}} = - 136 + 10.\text{Log}_{10} (V_{\mu\text{V}}).$$

où N est la puissance du bruit en dBm , et V la tension en μV mesurée par la détection synchrone. Etant données les limites fréquentielles des différents éléments constituant la chaîne de mesure, nous avons limité notre étude aux fréquences comprises entre 2 et 18 GHz.

B) RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Afin de valider notre modèle, nous avons caractérisé au cours de ce travail différentes photodiodes P.I.N adaptées aux grandes longueurs d'ondes 1.3 - 1.55 μm . Il s'agit de P.I.N GaInAs / InP réalisées au Laboratoires d'Electronique Philips (L.E.P) où la croissance à été effectuée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE) . Deux structures ont été étudiées. Elles sont données figure 24.

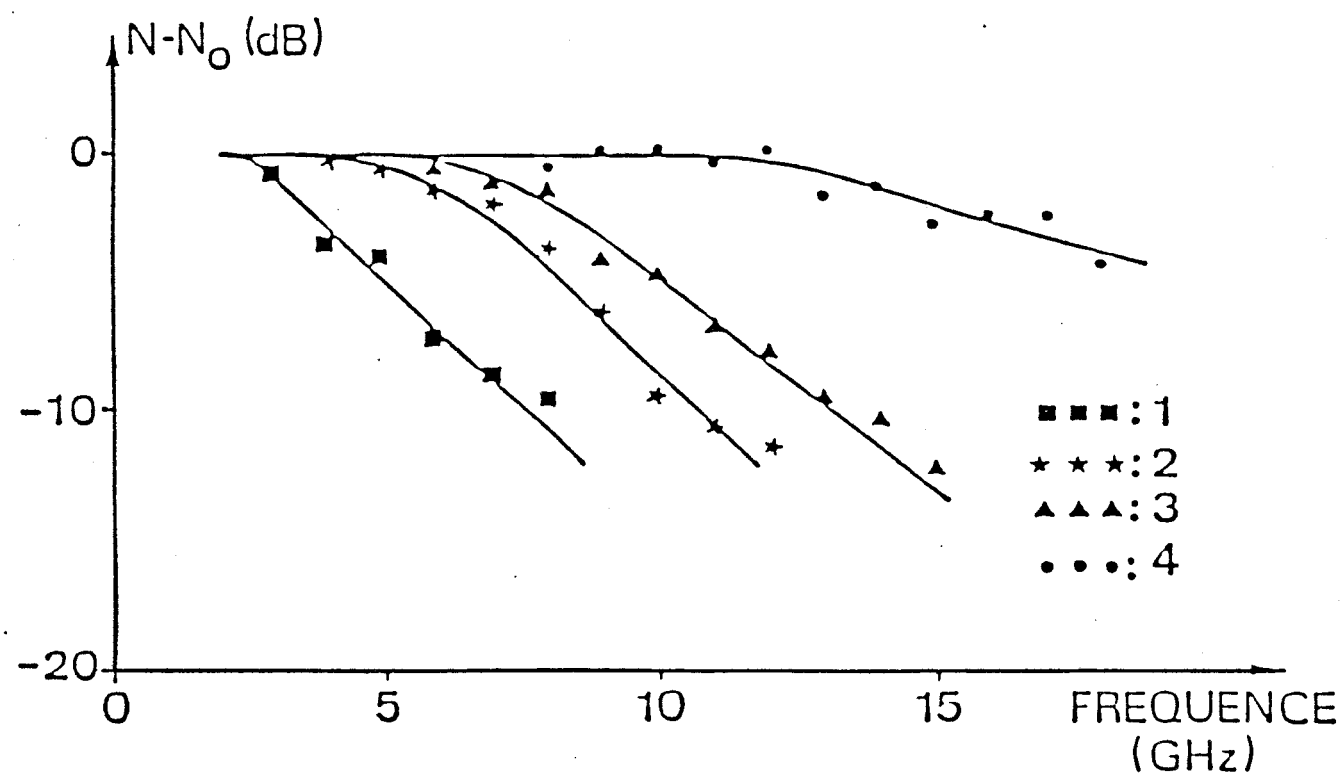


Figure 26
Bruit microonde des photodiodes P.I.N.

1 et 2/ Photodiode semi-planar de diamètre 80 et 30 μm sans anneau de garde.
3 et 4/ Photodiode à pont air de diamètre 80 et 25 μm .

La fréquence de coupure de ces dispositifs a été déterminée à l'aide de la mesure impulsionnelle pour les fréquences de coupures inférieures à 6 GHz, et à l'aide de la mesure du bruit micro-ondes pour les fréquences de coupures inférieures et supérieures à 6 GHz.

Les résultats obtenus sont présentés figure 25 pour les réponses impulsionnelles et figure 26 pour les mesures du bruit micro-ondes.

L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau I , où nous donnons également la fréquence de coupure calculée à l'aide du logiciel que nous avons développé. On constate un très bon accord entre la fréquence de coupure calculée et mesurée ce qui permet de valider les résultats obtenus à l'aide du modèle numérique.

P.I.N	Fc (1)	Fc (2)	Fc (3)
Semi-planare sans anneau de garde D=80 μ m, W=1.9 μ m	4 GHz	4.1 GHz	3.9 GHz
Semi-planar sans anneau de garde D=30 μ m, W=2.5 μ m	7.3 GHz	6 GHz	7 GHz
Pont-air D=80 μ m, W=1.5 μ m	8.8 GHz	6.5 GHz	8.5 GHz
Pont-air D=25 μ m, W=1.5 μ m	17.3 GHz	6.5 GHz	16.5 GHz

Tableau I

- 1) fréquence de coupure déterminée à partir du modèle numérique.
- 2) fréquence de coupure déterminée à partir de la réponse impulsionnelle.
- 3) fréquence de coupure déterminée à partir de la mesure de bruit.

IV) CONCLUSION.

Dans ce premier chapitre, nous avons développé un modèle numérique fondé sur l'intégration de l'équation de Poisson, des équations de continuité et du courant. Ce modèle nous a permis l'étude du comportement statique et dynamique de la photodiode P.I.N, en fonction d'un grand nombre de paramètres. Nous avons également mis en évidence le rôle important des éléments parasites de la structure, ou du boîtier dans lequel s'insère la photodiode sur son comportement hyperfréquences.

Nous avons ensuite présenté des résultats expérimentaux obtenus sur différentes photodiodes P.I.N fabriquées au Laboratoire d'Electronique Philips, qui sont tout à fait en accord avec les résultats prévus par notre simulation numérique.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

[1] *Boyodi. A.*

Thèse de docteur ingénieur, Lille 1987.

[2] *J. E. Bowers et al.*

J. Light. Tech Vol LT 5 N°10 pp 1339-1350, 1987.

[3] *J. P. Gouy.*

Thèse de docteur de l'université, Lille, 1989.

[4] *H. Verielle et al.*

IEE proceeding, Vol 135, Pt.J, N°2 pp 92-95, 1988.

[5] *S. M. Sze.*

Solid State Electron 14, 1971.

[6] *H. Mathieu.*

" Physique des semiconducteurs et des composants électroniques". Masson 1987.

[7] *G. E. Stillman.*

IEEE Trans. Electron Devices ED 30 pp 364, 381 1983.

[8] *P. Philippe.*

Thèse de 3^{eme} cycle, Lille 1985.

[9] *S. M. Sze.*

"Physics of semiconductor devices " J. Wiley, New york, 1969.

[10] : *P. Hill et al.*

App. Phys. Lett. Vol 50 N° 18, May 1987.

[11] *J. F. Vinchant et al.*

Optics Comm, 67 (4), pp 266-270, 1988

IEE Proc. Part.J 1365(1), pp 72-75, 1988.

F. Mallecot et al;

Appl. Phys. Lett, 53(25), pp 2522-2524, 1988.

[12] *Erman et al.*

Journal lightwave technology 6(3), pp 399-411, 1988.

[13] *F. Mallecot.*

Thèse de docteur de l'université, Lille, 1988.

[14] *J. F. Vinchant et al.*

Proc European conf. on optical Integrated Systemes at Amstrdam, Invited paper, D1, 1989.

[15] *M. Dentan.*

Thèse de docteur de l'université, Orsay, 1989

[16] *G. Dambrine.*

Thèse de docteur de l'université, Lille, 1989.

[17] *S. Aboulhouda et al.*

Proc. Semiconducteur and Integrated Optoelectronics, N°14, Cardiff, March, 1990.

[18] *S. Maricot.*

Thèse à paraître, Lille.

[19] *J. P. Gouy et al.*

Microwave and Optical Technology Letters, Vol 3 N°2, pp 47-49,1990

CHAPITRE II

ETUDE DE LA PHOTODIODE

METAL - SEMICONDUCTEUR - METAL

CHAPITRE II

ETUDE DE LA PHOTODIODE

METAL - SEMICONDUCTEUR - METAL

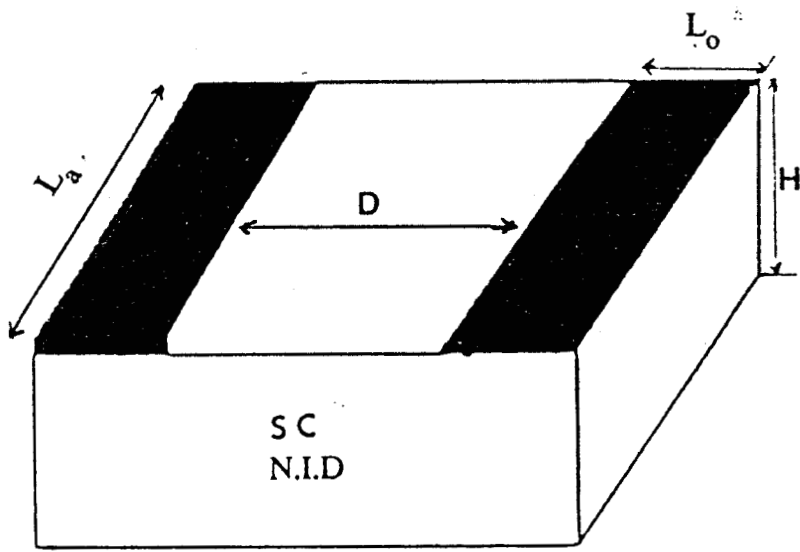


Figure 1
Photodétecteur M.S.M.

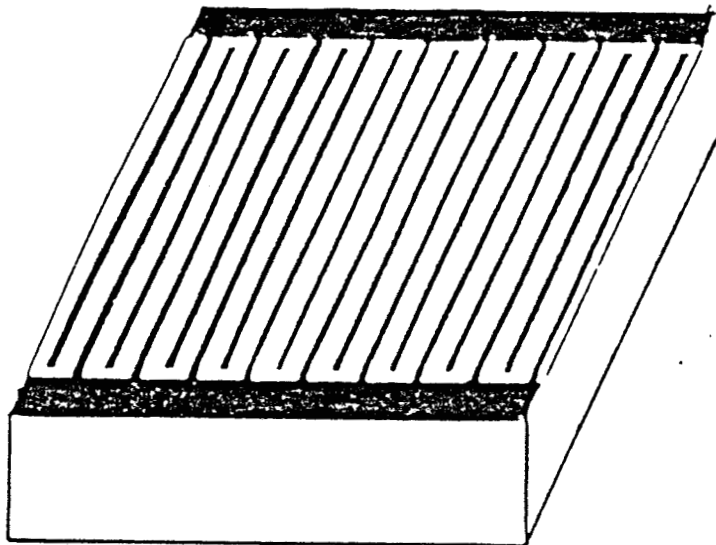


Figure 2
Structure M.S.M interdigitée

CHAPITRE II.

ETUDE DE LA PHOTODIODE METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL.

INTRODUCTION.

Le besoin d'intégration monolithique des détecteurs optiques avec des transistors à effet de champ type MESFET, sans grande modification de la technologie, fait de la photodiode métal-semiconducteur-métal un détecteur de choix pour les futurs circuits intégrés optoélectroniques.

En effet sa structure est assez simple, et elle présente l'avantage d'avoir une technologie compatible avec celle du transistor à effet de champ, tout en présentant des performances comparables aux traditionnels détecteurs optiques du type P.I.N.

Un bon nombre de résultats expérimentaux [1] montrent que le photodétecteur métal-semiconducteur-métal (M.S.M) est un photodétecteur très rapide utilisable pour des applications hyperfréquences.

L'amélioration des performances de la photodiode (fréquence de coupure et rendement quantique élevés) suppose la recherche d'un compromis entre les différents paramètres technologiques qui caractérisent le M.S.M. L'objet de ce chapitre est donc de présenter une simulation numérique de ce dispositif sur micro-ordinateur de table, et de comparer les résultats calculés à un certain nombre de résultats expérimentaux.

1) STRUCTURE.

La structure d'une photodiode métal-semiconducteur-métal est présentée figure 1. Il s'agit d'une structure obtenue par un dépôt de contacts Schottky sur un matériau semiconducteur non intentionnellement dopé.

Les données géométriques caractéristiques de la photodiode M.S.M sont :

L_o : longueur des doigts.

L_a : largeur des doigts.

D : espace interdoigts.

H : épaisseur de la couche absorbante.

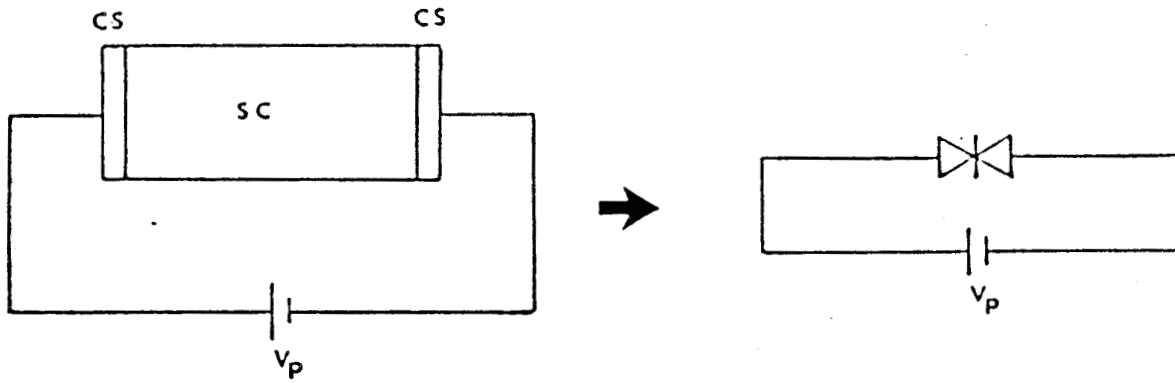


Figure 3
Schéma électrique équivalent d'un M.S.M.

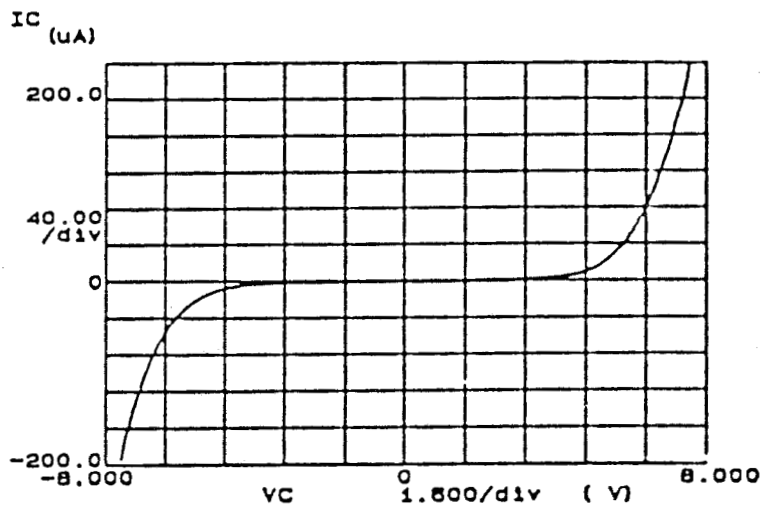


Figure 4
Caractéristique courant-tension typique d'un M.S.M en obscurité.

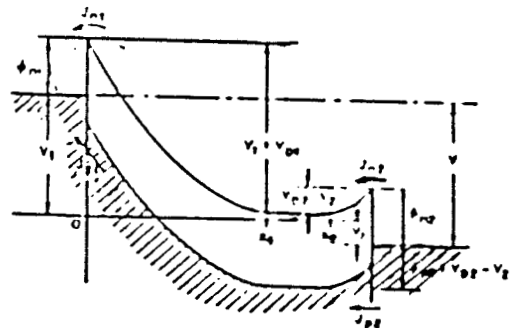


Figure 5
Diagramme de bande d'un M.S.M et les différentes origines du courant d'obscurité [2].

Afin d'augmenter la surface photosensible du M.S.M, pour améliorer le rendement quantique de la structure, on peut utiliser des structures interdigitées (figure 2).

Les performances de la photodiode en régime statique et dynamique (rendement quantique , temps de réponse, fréquence de coupure...) seront donc fonction de ces différents paramètres.

II) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.

Il est clair que la photodiode M.S.M est équivalente à deux diodes Schottky montées tête-bêche; la première est polarisée en inverse, la deuxième en directe.(Figure 3).

Hors éclairement, la polarisation du M.S.M induit un courant d'obscurité. La caractéristique courant-tension typique de la photodiode est présentée figure 4. Ce courant est conditionné par différents mécanismes physiques dans les différentes régions de la structure (Figure 5) . Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude de l'origine de ce courant , en particulier *SZE* [2] .Nous reprenons ici brièvement les principaux résultats trouvés.

Considérons la structure unidimensionnelle de la figure 6 . A chaque interface métal-semiconducteur , il existe une zone déserte dont l'étendue n'est fonction que de la nature des contacts métalliques (hauteur de la barrière de jonction métal-semi-conducteur V_b), du semiconducteur (dopage, permittivité), et de la tension de polarisation V_p . La valeur de la zone déserte est donnée par la relation :

$$D_i = \left[\frac{2 \cdot \epsilon}{q \cdot N_d} \cdot (V_p + V_{bi}) \right]^{1/2}$$

- i = indice de l'électrode
- ϵ = permittivité.
- N_d = dopage du semi-conducteur.
- V_p = tension de polarisation.
- V_{bi} = barrière de potentiel à l'électrode i .

Nous donnons figure 6 (a, b, c) l'évolution du champ électrique et le diagramme de bande d'énergie du M.S.M pour différentes tensions de polarisation.

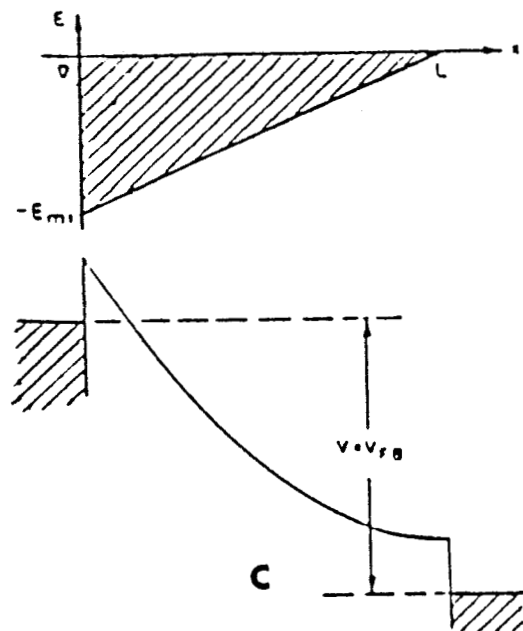
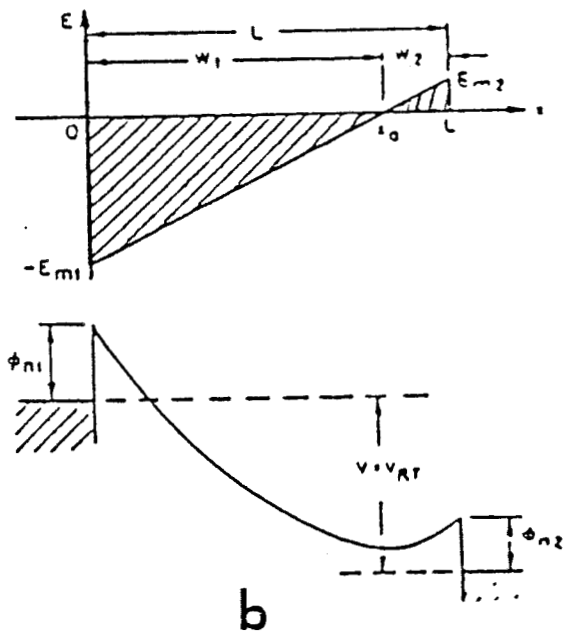
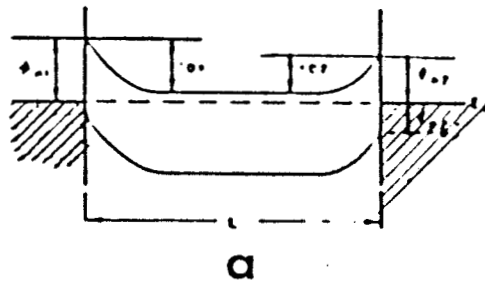
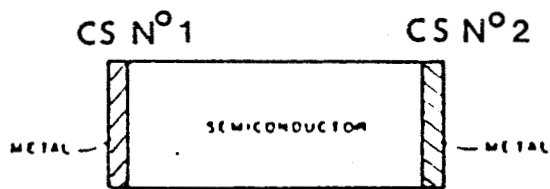


Figure 6

Evolution de la carte de champ électrique et du diagramme de bande d'un M.S.M en fonction de la tension de polarisation [2].

- a/ à l'équilibre thermodynamique.
- b/ à la tension V_{rt} .
- c/ à la tension V_{fb} .

On peut ainsi observer l'existence de deux tensions remarquables pour ce genre de dispositif :

a) V_{RT} (*Reach-Through-Voltage*) : à cette tension les deux zones désertes présentes à chaque interface métal- semi-conducteur se rejoignent (figure 6,b). Pour calculer la valeur de cette tension, nous utilisons la relation suivante :

$$D_1 + D_2 = D$$

où D_i est l'épaisseur de la zone déserte du coté du contact numéroté i , D est la longueur de la zone active. Pour un M.S.M symétrique la tension V_{RT} est approximativement donnée par la relation [2] :

$$V_{RT} = \frac{q N_d D^2}{2 \epsilon} - 2 V_b$$

b) V_{FB} (*Flat-Band Voltage*) : Pour cette tension le champ électrique est nul, et la bande d'énergie est plate à l'interface métal-semiconducteur numéroté 2 . Sa valeur peut être calculée dans le cas d'un M.S.M symétrique à partir de la relation suivante :

$$V_{FB} = \frac{q N_d D^2}{2 \cdot \epsilon}$$

Le courant d'obscurité total est donné par la somme des courants d'obscurités dus aux trous et aux électrons :

$$I_{obs} = (I_n + I_p)_{obs}$$

Pour calculer son expression nous allons distinguer trois cas de figure :

a) $V_{pol} < V_{RT}$

Pour des faibles tensions de polarisation, le courant d'obscurité des électrons $I_{n_{obs}}$ est conditionné par l'émission thermoionique au dessus de la barrière de potentiel du contact numéroté 1. Il est donné par [2] :

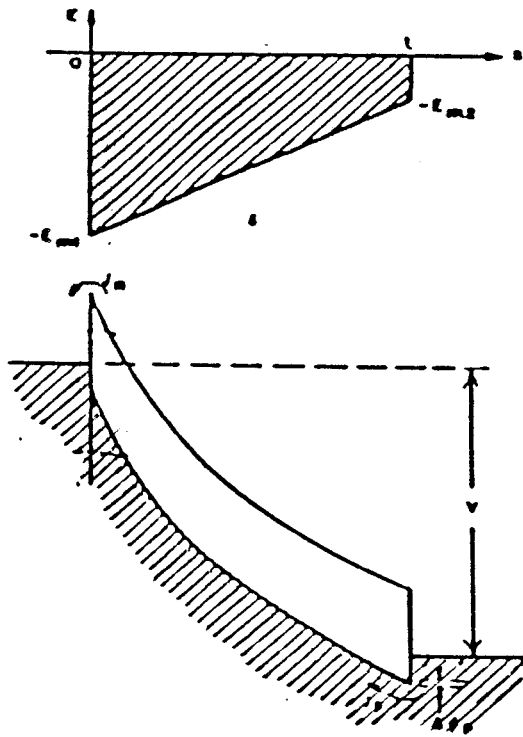


Figure 7

Tension de polarisation supérieure à la tension V_{fb} .

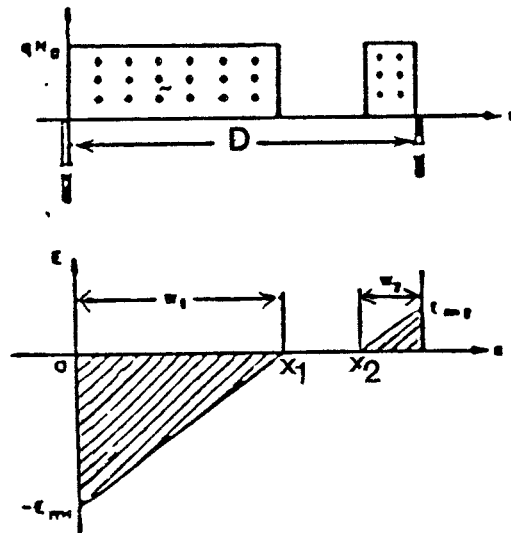


Figure 8

carte de champ électrique pour $V < V_{rt}$.

$$I_{\text{nobs}} = S.A^*.T^2.[e^{(-qV_b/kT)}] [e^{(qV_o/kT)} - 1]$$

- S : Surface électrique de l'électrode.
 A* : Constante de Richardson.
 qV_b : Hauteur de barrière de potentiel.
 k : Constante de Boltzmann.
 T : Température.
 V_p : tension de polarisation.

De même, les trous émis par le contact numéro 2 diffusent de l'abscisse x₂ à x₁ et donnent naissance au courant d'obscurité des trous. Son expression est donnée par la résolution de deux équations différentielles (figure 8):

$$\frac{\delta^2 p(x)}{\delta x^2} - \frac{p - p_o}{D_p} = 0$$

$$J_{\text{pobs}} = q D_p \left. \frac{\delta p}{\delta x} \right|_{x=x_1}$$

b) $V_{RT} < V_p < V_{FB}$

Pour des tensions supérieures à V_{RT}, le courant d'obscurité des électrons est quasiment égal au courant de saturation inverse:

$$I_{\text{nobs}} = A^*.S.T^2 e^{(-qV_b/kT)}$$

La photodiode est complètement désertée, le courant dû aux trous n'est plus fonction des phénomènes de diffusion, et sa valeur se réduit à :

$$I_{\text{pobs}} = S.J_{\text{psat}}.[e^{\beta(V_{FB} - V_p)^2/(4 V_b)} - e^{-\beta V_b}]$$

$$\beta = q/kT.$$

$$J_{\text{psat}} = A^*.T^2 e^{-\beta V_b}.$$

MSM Dark Current Data of Different Metals on GaAs					
Reference Source	Substrate Type	Metal	Dark Current (μAmps)	Bandwidth (GHz)	Area (μm^2)
Wei et. al. ¹	n ⁻	Al	200 ^c	6.3	6x30
Lee et. al. ⁴	SI	CrAu	0.02 ^b	7	100x100
Ito and Wada ⁷	SI	WS ₂	0.005 ^b	1.3	100x100
	SI	Au	10 ^b	1.3	100x100
	SI	Pt	3 ^b	1.3	100x100
	SI	Al	0.1 ^b	1.3	100x100
Slayman ₂ and Figeroa ²	SI	Al	10 ^b	8	200x160
HRL	SI	W	0.002 ^b	--	150x150
	SI	Ti:Pt:Au	<0.001 ^b	--	150x150
	SI	Au ₈₈ Co ₁₂	<0.001 ^b	12	150x150
	SI	Ce	<0.001 ^b	12	150x150
	SI	Au ₉₅ Zn ₅	<0.001 ^b	12	150x150
Ito et. al. ⁴	SI	Al	1 ^b	7.74	100x100
Roth et. al. ³	n ⁻	Al	1 ^b	10	20x20

Tableau I [4]

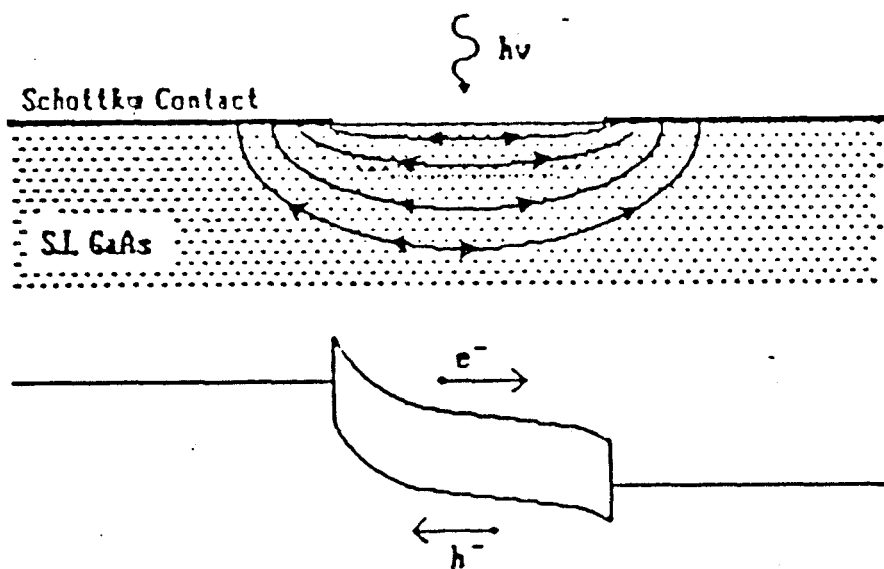


Figure 9
Photocréation des porteurs libres.

$$c) V_p > V_{FB}$$

Dans ce cas - forte tension de polarisation -les deux courants sont égaux au courant de saturation inverse :

$$\begin{aligned} I_{nobs} &= I_{nsat} \\ I_{pobs} &= I_{psat} \end{aligned}$$

Au-delà, on sera limité par la tension de claquage inverse de la photodiode. On peut estimer sa valeur par la relation [2]:

$$V_{cla} = E_b \cdot L - V_{FB}$$

où E_b est le champ électrique d'amorce du phénomène d'avalanche.

Il est clair que le courant d'obscurité est fonction de la hauteur de la barrière de la jonction métal-semiconducteur ϕ_n et $\phi_p = E_g - \phi_n$ respectivement pour les électrons et pour les trous. Un minimum de courant peut être obtenu quand les deux hauteurs de barrière sont égales à la moitié de la largeur de la bande interdite [4] :

$$\phi_n = \phi_p = E_g/2.$$

Plusieurs solutions ont été proposées pour diminuer ce courant d'obscurité , tel que : le dépôt de contacts Schottky sur un matériau à fort gap (AlInAs, GaInP, GaAlAs...) [5], [6], par une passivation de la surface du composant, ou l'utilisation de métaux autres que le Titane, le Platine, et l' Or) pour la réalisation des contacts métalliques [7] (voir tableau I).

Sous éclairage, on génère des porteurs libres qui se dirigent parallèlement au champ électrique vers les contacts métalliques (figure 9), et donnent naissance à un photocourant .

Un effet de gain a été constaté pour ce genre de dispositif dans le domaine basses fréquences [8]. Il pourrait avoir deux origines :

1) L'effet de gain est dû à la multiplication des porteurs par effet d'avalanche [9] dans les régions où règne un très fort champ électrique (en sortie d'électrode). Cet effet pourrait être un effet désirable à condition qu'on puisse le contrôler.

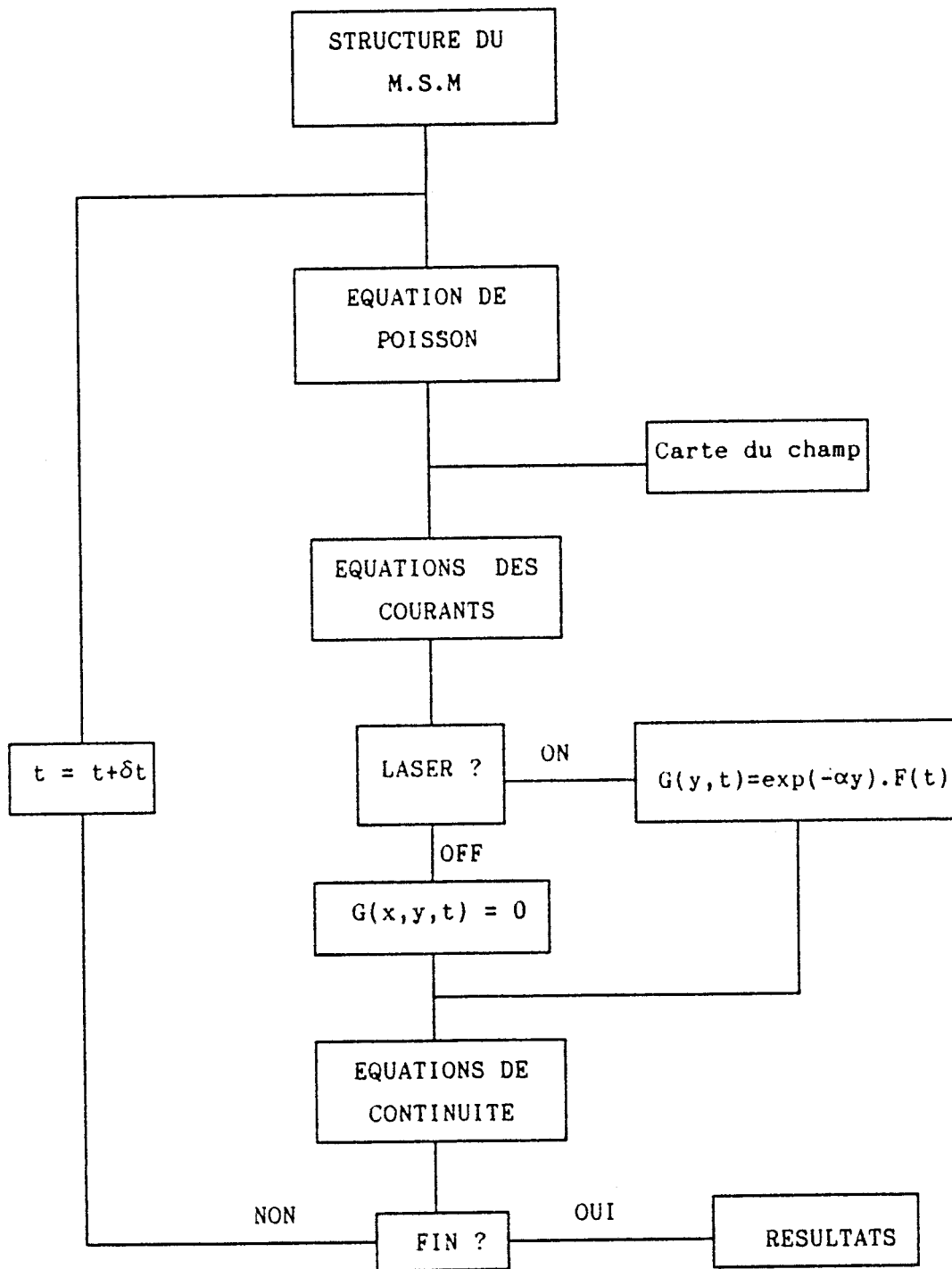


Figure 10
Organigramme du programme principal.

2) Le gain est lié à un phénomène de piégeage des trous (ou électrons), comparable à celui des photoconducteurs [10]. Certains auteurs [11] ont attribué ce gain à un phénomène de piégeage au niveau des contacts Schottky.

III) MODELISATION DU M.S.M.

Pour étudier les propriétés, et prévoir les performances de la photodiode M.S.M, il est nécessaire de posséder un modèle assez complet qui puisse décrire correctement la dynamique des porteurs dans le composant. Pour cela, profitant de l'expérience que notre laboratoire a acquise dans le domaine de la modélisation bidimensionnelle des composants hyperfréquences (TEC, TEGFET...) [12], nous avons développé un modèle qui introduit le caractère bidimensionnel que présente le M.S.M. Ainsi, il nous est possible de déterminer l'influence de chaque paramètre sur les performances de la structure.

Les résultats expérimentaux donnés à la fin de ce chapitre montrent que les phénomènes de gain observés sur les structures M.S.M ont surtout pour origine un phénomène de piégeage, et n'apparaissent que dans le domaine basses fréquences; pour des applications micro-ondes ce phénomène serait donc négligeable. C'est pourquoi nous ne prenons pas en compte ce phénomène de gain dans notre modélisation.

A) PRESENTATION DU MODELE.

L'organigramme du programme principal est présenté figure 10. Il est constitué de cinq grandes étapes :

- 1/ Définition de la structure du composant.
- 2/ Résolution de l'équation de Poisson.
- 3/ Détermination des différents courants.
- 4/ Définition de la fonction de génération des porteurs.
- 5/ Résolution des équations de continuité.

A-1) Structure du composant.

La structure du M.S.M que nous avons modélisée au cours de ce travail est présentée figure 11. elle est caractérisée par :

W_x, W_y : dimensions du composant

D, L_0 : distance interélectrodes et longueur de l'électrode.

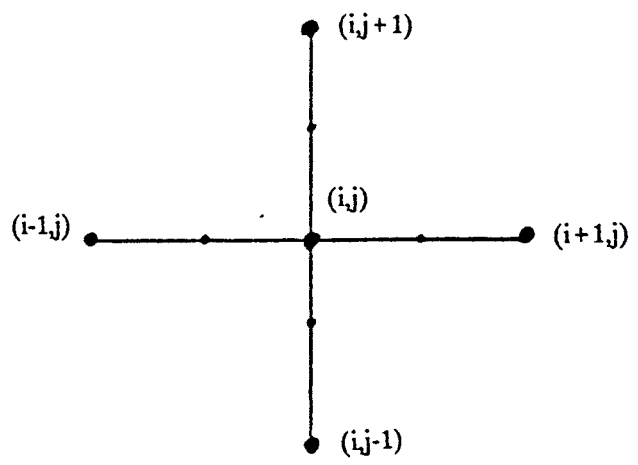
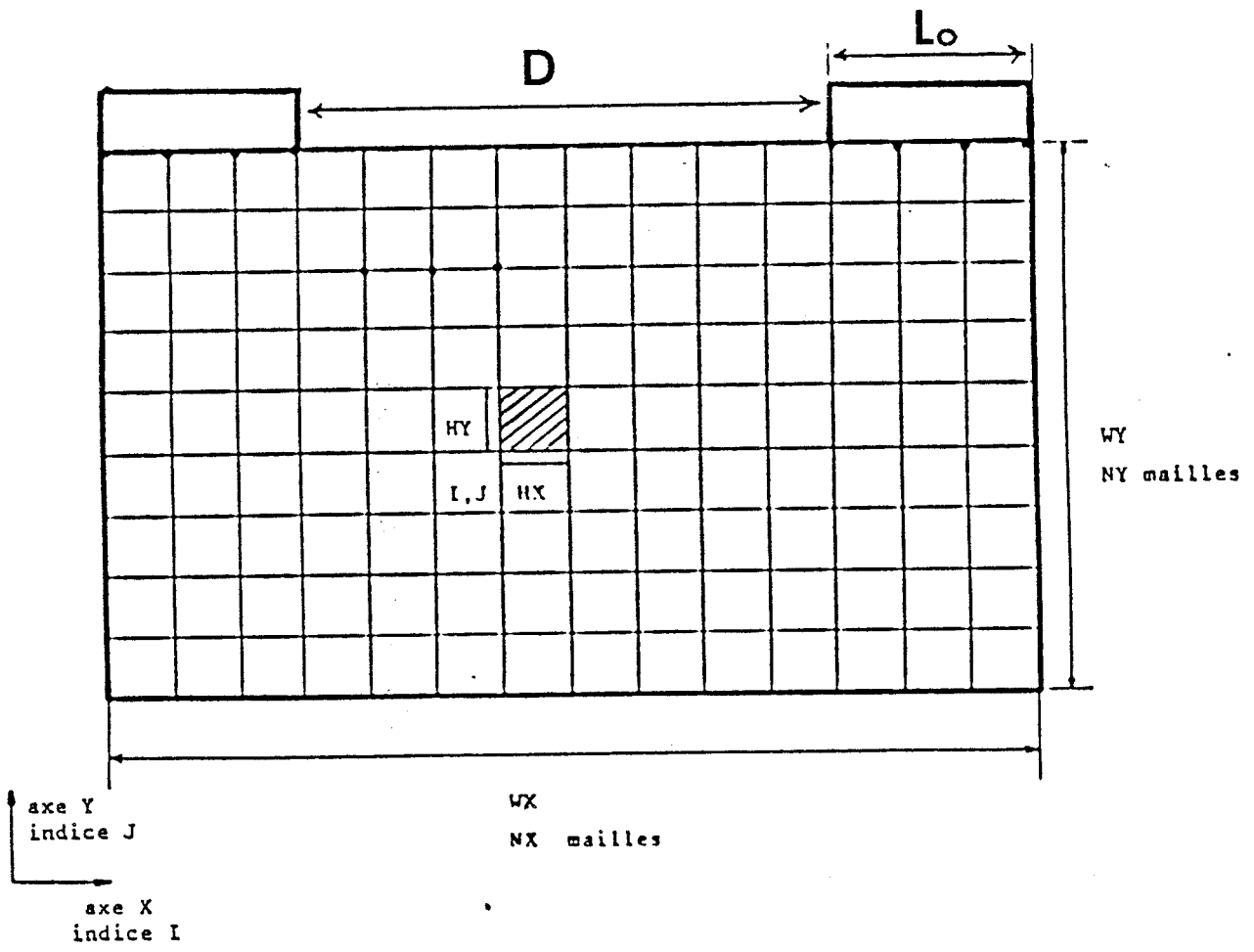


Figure 11
 Structure du M.S.M à modéliser et sa décompositon en mailles élémentaires.

H : Hauteur du substrat.

Nature des contacts : hauteur de la barrière V_b de la jonction métal-semiconducteur, métal transparent ou non.

Nature du semiconducteur : dopage N_d , permittivité relative du matériau ϵ_r , caractéristique vitesse - champ électrique ($v_n(E)$, $v_p(E)$)...

A-2) Résolution de l'équation de Poisson.

L'équation de Poisson en deux dimensions s'écrit sous la forme suivante :

$$\nabla^2 [V(x,y)] = q \cdot [p(x,y) - n(x,y) + N_d] / (\epsilon_0 \cdot \epsilon_r)$$

où $V(x,y)$, $n(x,y)$, $p(x,y)$ sont respectivement le potentiel et la concentration des porteurs libres dans la structure au point x,y , et où l'on a volontairement négligé la contribution des accepteurs.

Le modèle mathématique que nous avons utilisé pour la résolution de l'équation de Poisson a été élaboré par M. *PERNISEK* pour la simulation bidimensionnelle des transistors à effet de champ [13]; nous l'avons adapté pour une utilisation facile sur un micro-ordinateur de table. Nous rappelons ici les principales étapes du calcul :

A-2-1) Maillages.

L'ensemble du composant est défini par un rectangle de dimensions (W_x , W_y) décomposé en plusieurs petits rectangles de dimensions (H_x , H_y) (Figure 11,a). Le maillage ainsi constitué est rectangulaire uniforme.

Aux noeuds, sont définies les grandeurs scalaires :

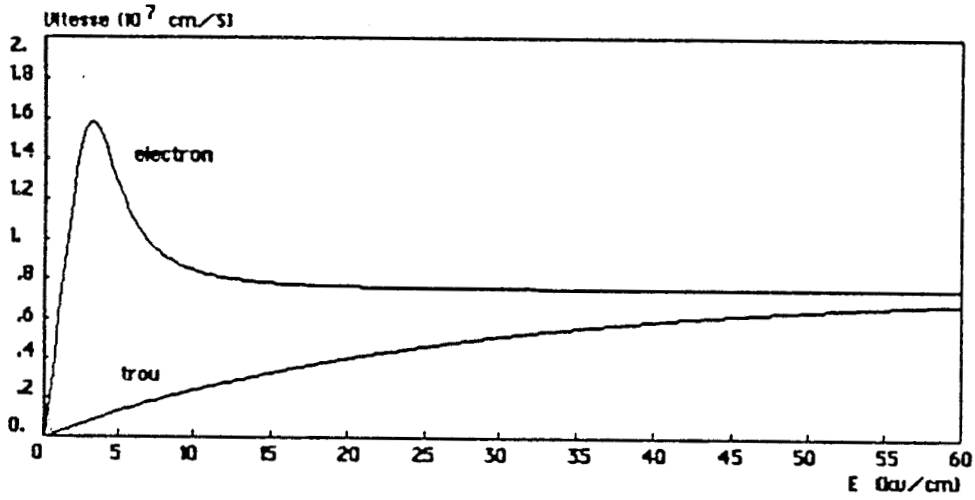
$n(i,j)$, $p(i,j)$: densités de charges

$V(i,j)$: potentiel au point i,j

Aux points complémentaires, sont définies les grandeurs vectorielles :

$\vec{E}_x(i,j)$, $\vec{E}_y(i,j)$: champ électrique
 $\vec{J}_n(i,j)$, $\vec{J}_p(i,j)$: densités de courants

a



b

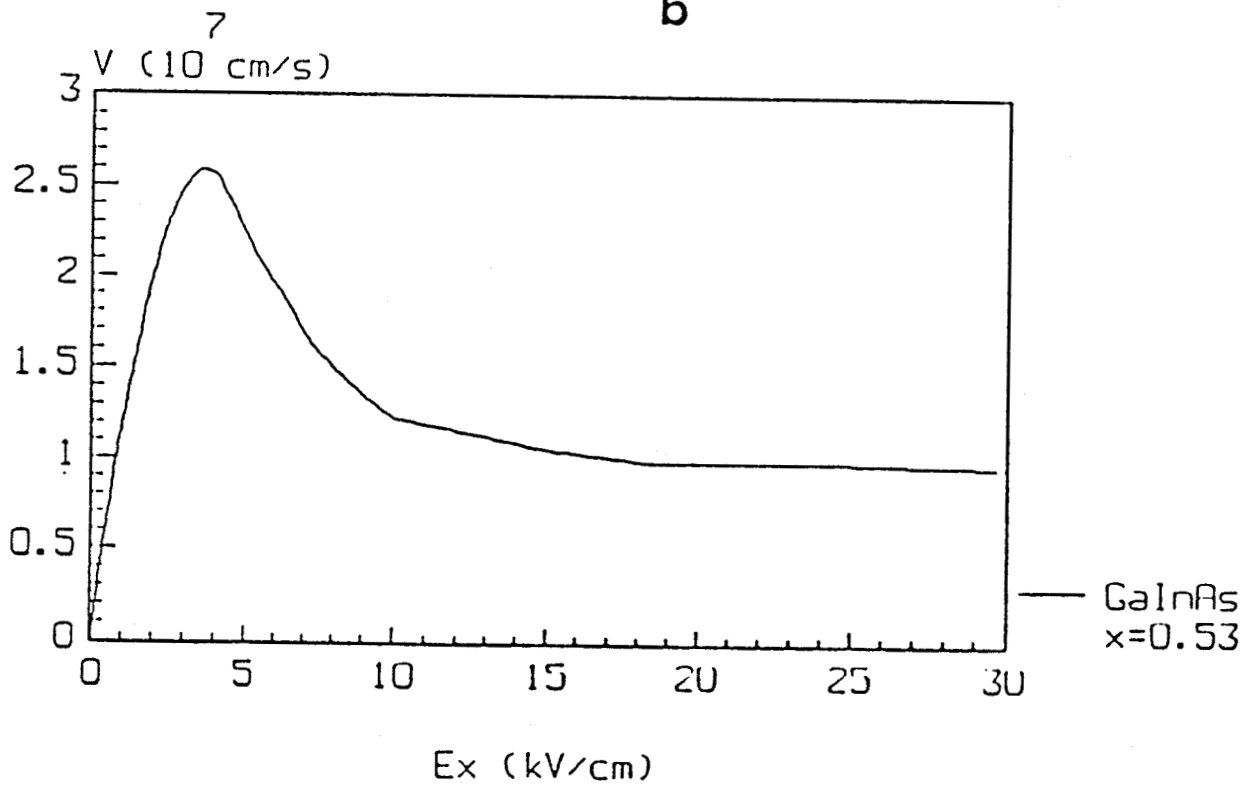


Figure 12

Caractéristiques vitesse - champ électrique

a/ à partir des formules empiriques pour le GaAs [16].

b/ à partir d'un modèle Monté-carlo pour le GaInAs [17].

A-2-2) Technique de calcul.

L'intégration de l'équation de Poisson s'effectue par la méthode des différences finies. Elle nous permet d'établir par un développement en série de Taylor au second ordre, une relation entre le potentiel au point (i,j) et le potentiel de ces quatres voisins les plus proches (figure 11,b). On montre facilement que :

$$[\delta^2 V_{(i,j)} / \delta x^2] = [V_{(i+1,j)} + V_{(i-1,j)} - 2 V_{(i,j)}] / H_x^2.$$

$$[\delta^2 V_{(i,j)} / \delta y^2] = [V_{(i,j+1)} + V_{(i,j-1)} - 2 V_{(i,j)}] / H_y^2.$$

Connaissant la distribution de charge $n(x,y)$ et $p(x,y)$ dans la structure, l'écriture de l'équation aux différences finies en tout point (i,j) nous donne un système d'équations linéaires. La méthode utilisée pour résoudre ce système est la méthode F.A.C.R " *Fourier Analysis Cyclic Reduction* " de HOCKNEY [14] qui permet dans un temps assez rapide de donner la solution exacte du système linéaire.

Pour les surfaces libres, on prend comme conditions aux limites les conditions de NEUMAN [15] : au contour, la composante normale du champ électrique est nulle.

A-3) Vitesse des porteurs.

La résolution de l'équation de Poisson nous permet de calculer la valeur du potentiel V en tout point (i , j) de la structure, et le champ électrique est déduit à partir des relations suivantes :

$$E_x(i,j) = [V(i+1,j) - V(i-1,j)] / [2.H_x]$$

$$E_y(i,j) = [V(i,j+1) - V(i,j-1)] / [2.H_y]$$

La connaissance de la carte du champ, nous permet de calculer la vitesse des électrons et des trous en tout point (i , j) de la structure en utilisant des formules empiriques données dans la littérature, qui nous donnent la caractéristique Vitesse - Champ . Pour la modélisation des photodétecteurs M.S.M sur GaAs, nous avons utilisé les formules suivantes [16] :

Pour les électrons :

$$V_n(i,j) = A.E(i,j).[1 + B.(E(i,j)/E_0)^3] / [1 + (E(i,j)/E_0)^4]$$

Et pour les trous :

$$V_p(i,j) = B_p \cdot A \cdot E_s \cdot [1 - e^{-(E(i,j)/E_s)}]$$

Avec

$$A = 6771.765 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$B = .315$$

$$E_o = 3516 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$$

$$B_p = 1/23.65$$

$$E_s = E_o \cdot 7.55$$

où les champs électriques et les vitesses sont exprimées en unité C.G.S

La figure 12,a représente l'évolution de la vitesse des électrons et des trous en fonction du champ électrique dans le GaAs, utilisant les formules données ci-dessus, et la figure 12,b nous donne l'évolution de la vitesse des électrons dans le GaIn_{.47}As_{.53} dopé à 10^{15} atomes.cm⁻¹ obtenue par la méthode Monté-Carlo [17].

A-4) Equations de courants et de continuité.

Les équations du courant et de continuité à deux dimensions s'écrivent sous la forme suivante [18]:

Equations du courant :

$$J_n(x,y) = q \cdot n(x,y) \cdot v_n(x,y) + q \cdot D_n \cdot \nabla[n(x,y)].$$

$$J_p(x,y) = q \cdot p(x,y) \cdot v_p(x,y) - q \cdot D_p \cdot \nabla[p(x,y)].$$

Equations de continuité :

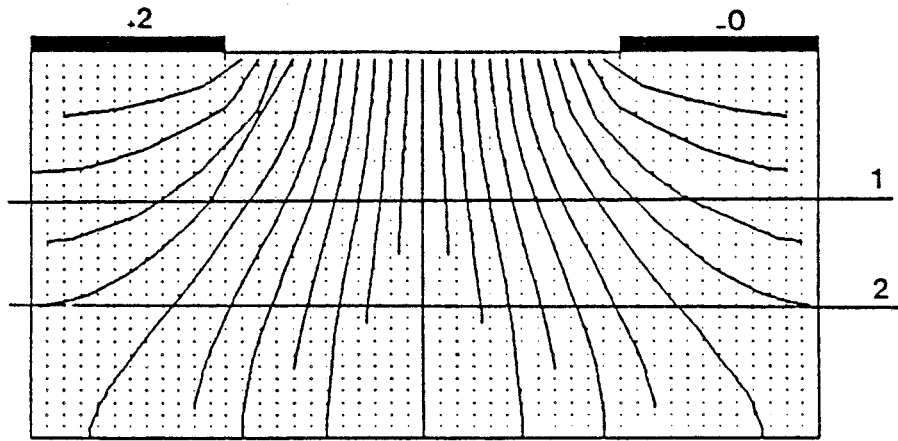
$$q \cdot \delta[n(x,y)]/\delta t = \nabla[J_n(x,y)] + q \cdot G_n(x,y) - q \cdot R_n.$$

$$q \cdot \delta[p(x,y)]/\delta t = -\nabla[J_p(x,y)] + q \cdot G_p(x,y) - q \cdot R_p.$$

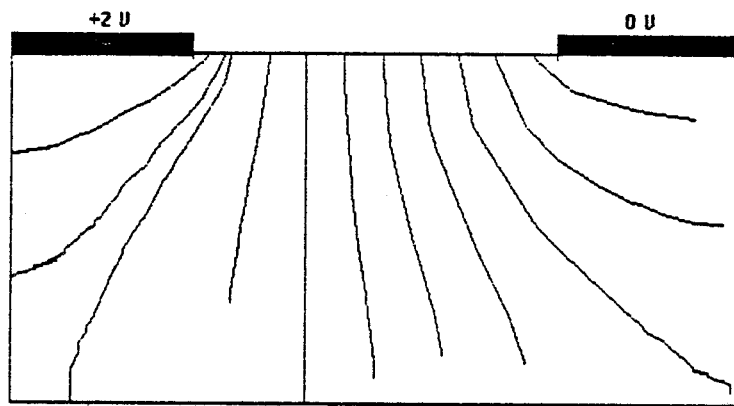
Pour résoudre ces équations , nous avons utilisé la méthode des différences finies . Elle nous permet d'obtenir les dérivées premières et secondes à l'ordre 2 d'une fonction F(x,y,t) [19] ;

pour les dérivés temporelles, on a :

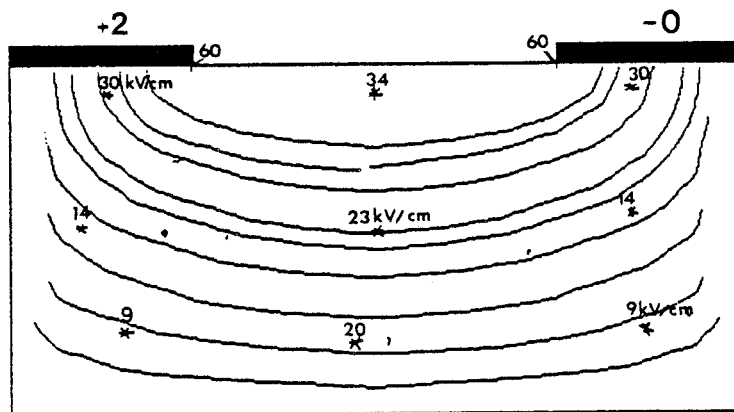
$$[\delta F/\delta t] = [F_{t+1} - F_t]/dt$$



a



Ligne du potentiel pour $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ atm/cm}^3$



b

Figure 13
Lignes du potentiel (a) et
carte du champ électrique (b).

et pour les dérivées spatiales on a :

$$[\delta F / \delta i] = [F_{i+1} + F_{i-1}] / [2 \delta i] \quad i=(x,y).$$

$$[\delta^2 F / \delta i^2] = [F_{i+1} + F_{i-1} - 2 F_i] / [2 \delta i^2] \quad i=(x,y).$$

Le traitement numérique des différentes équations nous impose des restrictions sur le choix des valeurs des différents pas de calcul.

Ainsi pour la résolution de l'équation de Poisson, l'utilisation de la méthode F.A.C.R n'est possible que si le nombre de mailles élémentaires est une puissance de deux :

$$N_x = 2^a \quad N_y = 2^b$$

ce qui impose une première condition sur la valeur de δx et δy .

L'utilisation de la méthode des différences finies nécessite de choisir δt et δi ($i=x,y$) suffisamment petits pour éviter les risques d'instabilités numériques. Généralement, on s'impose les limites suivantes [20]:

$$\delta t < \epsilon / [N_d q \mu_n].$$

$$\delta i < [k T \epsilon / q^2 N_d]^{1/2}. \quad (\text{longueur de DEBYE})$$

où N_d et ϵ représentent respectivement le dopage et la permittivité du semi-conducteur, μ_n est la mobilité des porteurs. Bien sûr, plus les pas de calcul sont petits (δi et δt petits), plus la précision de calcul est grande, mais plus le temps de calcul est important. Un compromis doit donc être trouvé entre temps de calcul et précision du calcul. Dans notre cas, un bon compromis a été trouvé pour les valeurs suivantes

$$\delta t = 15.10^{-14} \text{ s} \quad \delta i = 0.05 \text{ } \mu\text{m}$$

pour un dopage résiduel de l'ordre de 5.10^{14} atomes cm^{-3} .

A-5) Déroulement du programme.

Après avoir défini la structure du M.S.M (caractéristiques géométriques et électroniques du photodétecteur), la première étape du programme est la résolution de l'équation de Poisson en obscurité, ce qui nous permet de déterminer la carte du

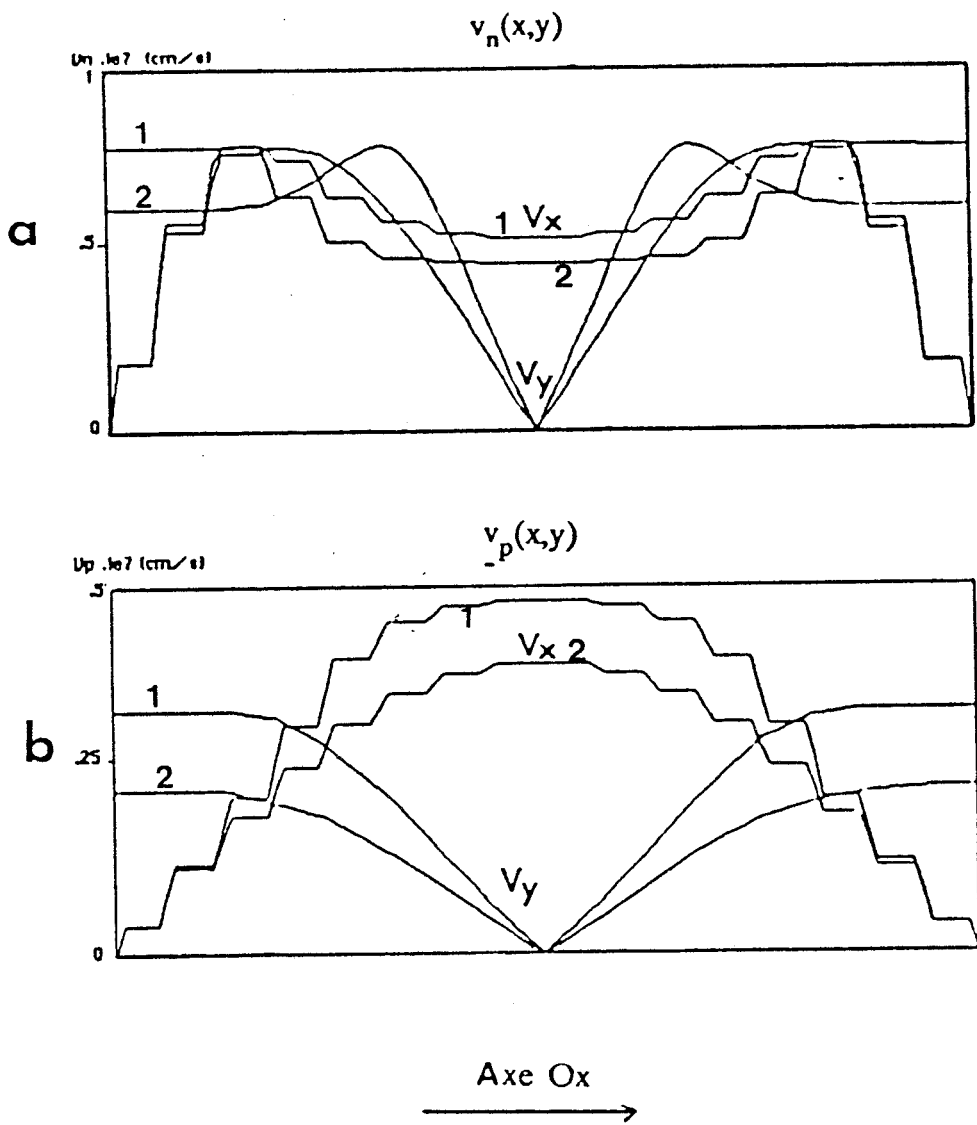


Figure 14
Evolution de la vitesse des porteurs dans
la structure.

a/ vitesse des électrons.
b/ vitesse des trous.

- 1) Suivant l'axe 1 de la figure 13
- 2) Suivant l'axe 2 de la figure 13

potentiel dans la structure (figure 13,a), ainsi que la carte du champ (figure 13,b). La connaissance de cette dernière, nous permet de calculer la vitesse des porteurs en tout point (i,j) à partir des relations (1 et 2). A titre d'exemple, nous donnons les figures 14,a et 14,b , qui représentent l'évolution de la vitesse des électrons $v_n(x,y)$, et des trous $v_p(x,y)$ dans la structure. On constate bien que sous les électrodes, les porteurs libres ne pourront se déplacer que suivant l'axe Oy, par contre à l'intérieur de la structure, la direction dominante sera l'axe Ox, et les porteurs se déplaceront donc parallèlement à cet axe.

L'étape suivante consiste à l'injection des porteurs par photogénération. Cette injection est caractérisée par la fonction de génération $G(x,y,t)$ qui dépend de plusieurs paramètres tels que :

- le coefficient d'absorption α .
- la puissance lumineuse incidente P_L .
- l'évolution temporelle de G (éclairement continu ou impulsionnel)
- la distribution spatiale de G (dans notre cas, cette distribution est uniforme suivant l'axe Ox, et suit une loi exponentielle dans la direction Oy).

Après l'injection de porteurs, on calcule les différentes densités de courant J_n et J_p en tout point (i,j), ce qui nous permet de résoudre les équations de continuité pour déduire enfin la nouvelle répartition des charges libres. Le calcul est ensuite réexécuté en tenant compte de la nouvelle distribution de charges.

B) RENDEMENT QUANTIQUE.

Le rendement quantique d'un M.S.M est par donné approximativement par la relation suivante [21] :

$$\eta = [1-R] \frac{D}{L + D} \cdot [1 - e^{-\alpha H}]$$

où α et R sont respectivement le coefficient d'absorption de la couche absorbante à la longueur d'onde de travail, et le coefficient de réflexion du matériau.

Il faut cependant noter que cette expression est approchée et ne permet pas de prendre en compte les effets de la tension de polarisation, ainsi que les effets de la puissance lumineuse qui pourraient contribuer à créer des phénomènes de charge d'espace modifiant ainsi la valeur du photocourant. C'est pourquoi nous avons simulé le comportement du M.S.M sous éclairement continu en fonction de la tension de polarisation, pour plusieurs puissances lumineuses et pour différentes distances interélectrodes. Rappelons que nous ne prenons pas en compte les phénomènes de gain

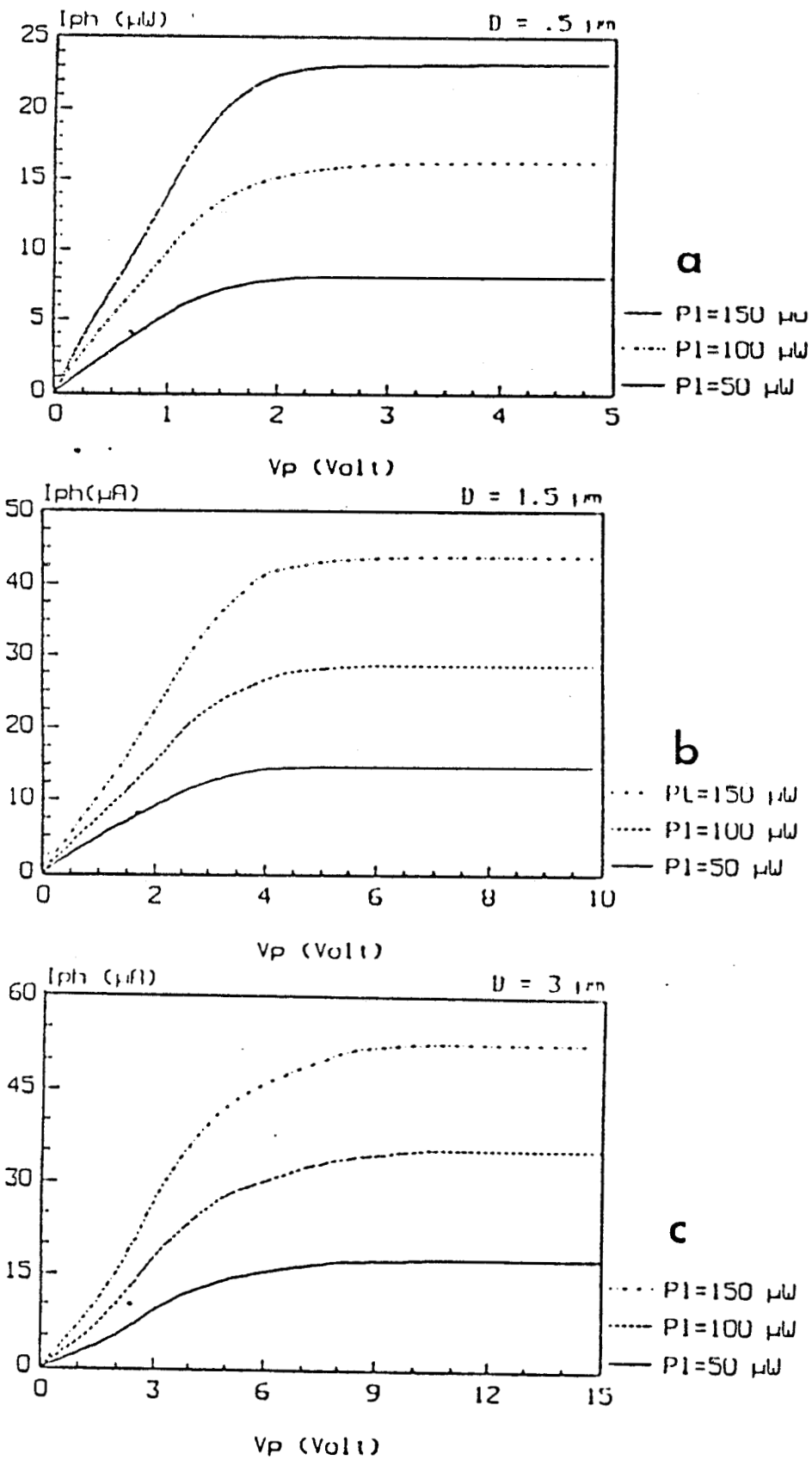


Figure 15

Evolution du photocourant statique
en fonction de la tension de polarisation.

a/ $D = .5 \mu\text{m}$ b/ $D = 1.5 \mu\text{m}$ c/ $D = 3 \mu\text{m}$

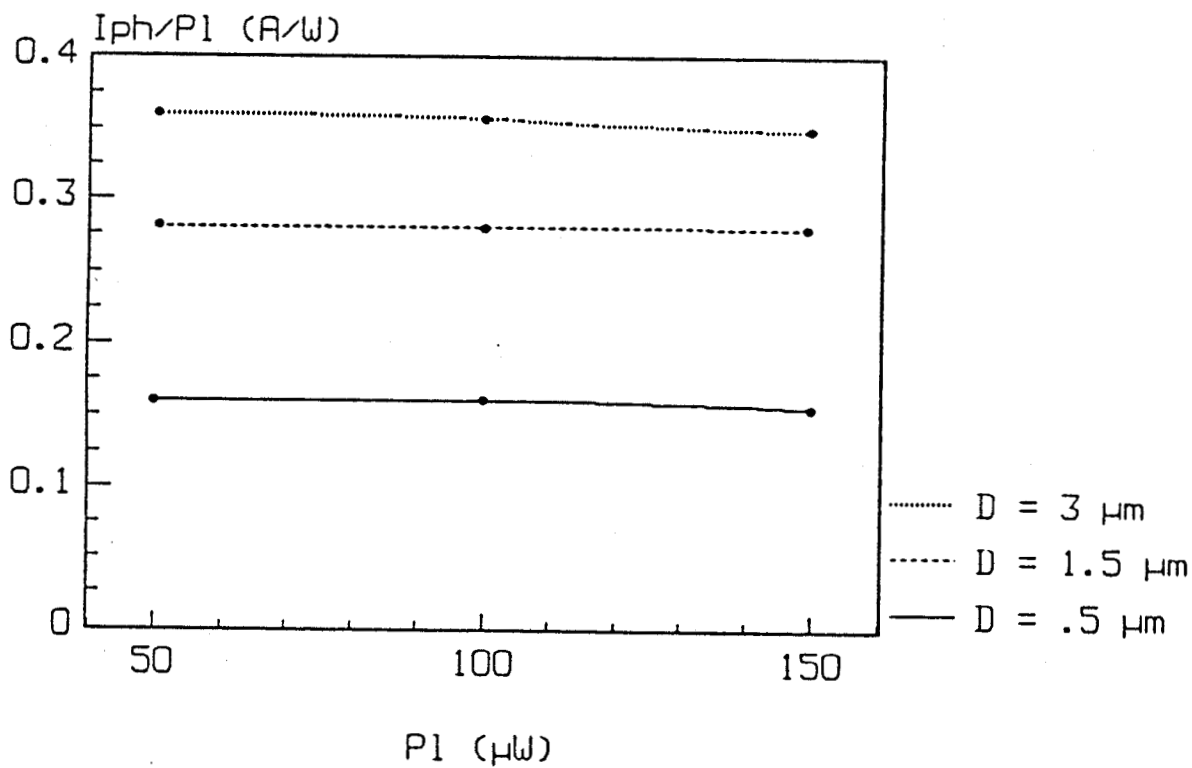


Figure 16
Influence de la puissance lumineuse sur
le coefficient de réponse R_e du M.S.M

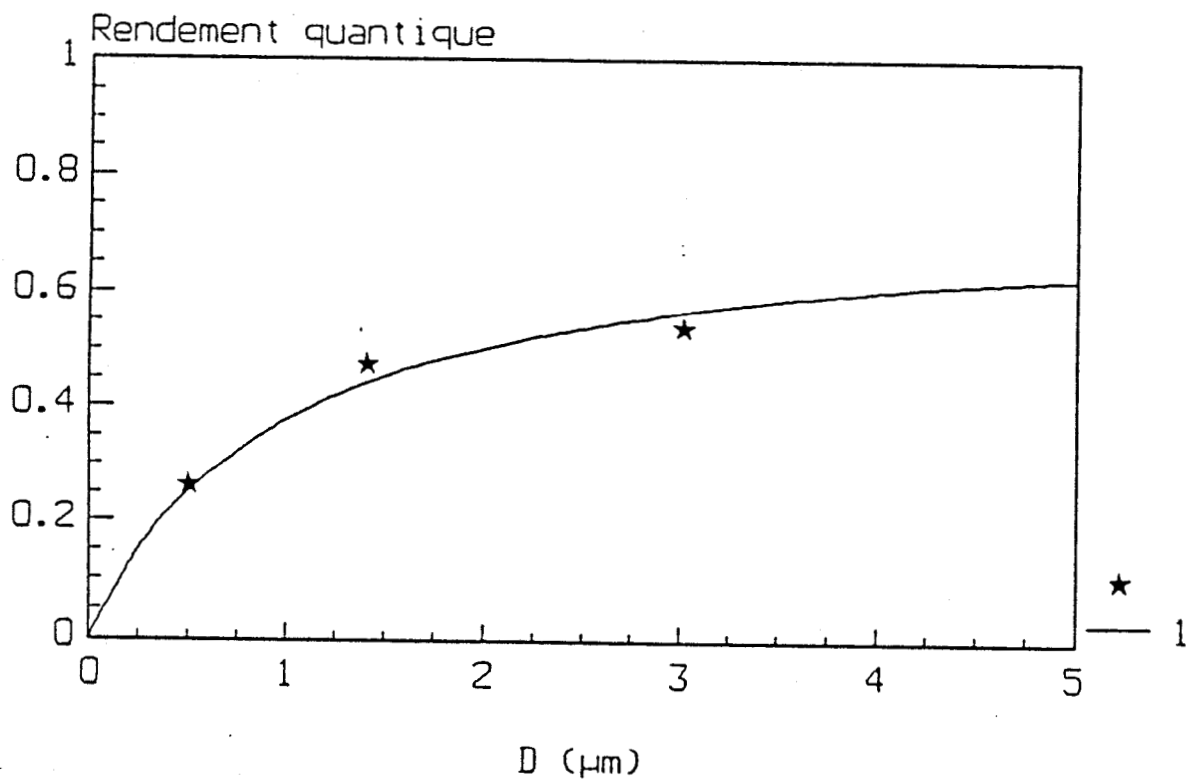


Figure 17
Comparaison entre le rendement quantique calculé à partir
du modèle (*) et à partir de la relation (3 —).

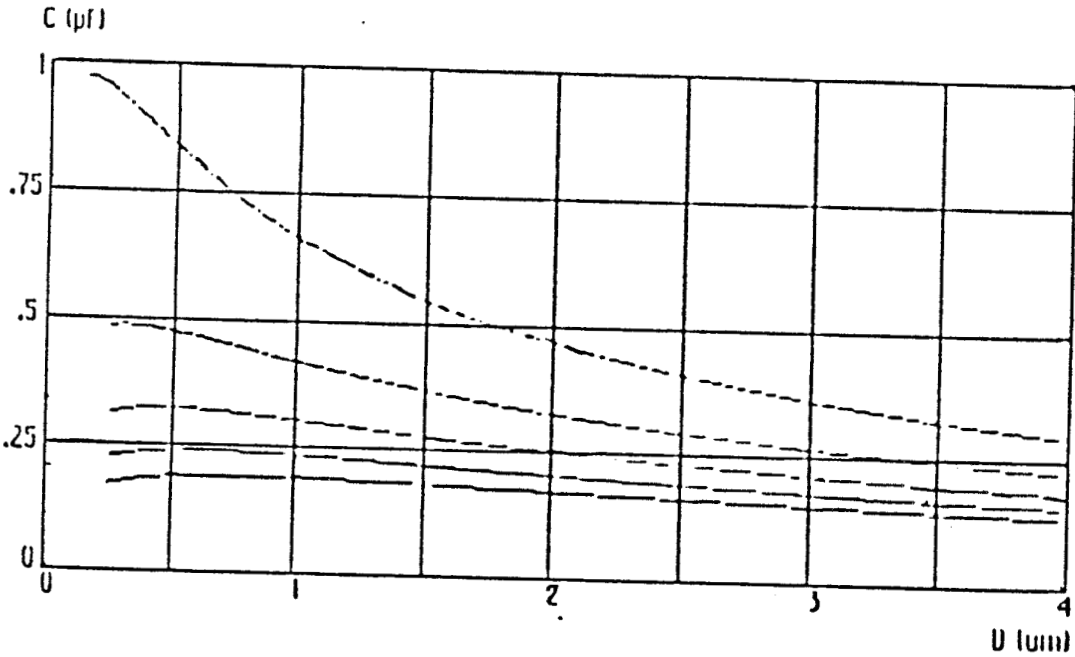
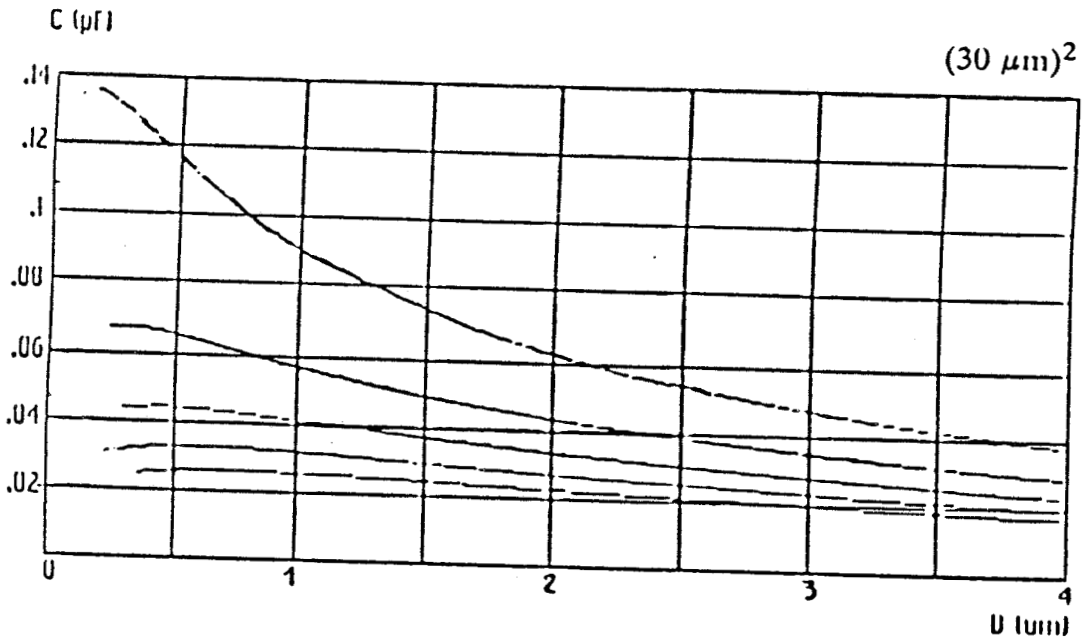


figure 18

Evolution de la capacité d'un M.S.M en fonction de la distance interélectrodes pour différentes largeurs d'électrode.

- a/ L = .25 μm
- b/ L = .5 μm
- c/ L = .75 μm
- d/ L = 1 μm
- 5/ L = 1.25 μm

du M.S.M (Chapitre II, introduction du paragraphe III), et par conséquent nous pouvons comparer directement nos résultats à la formule (3), pourvu que la tension de polarisation soit suffisamment élevée pour atteindre la saturation du photocourant. Les résultats sont donnés figure 15,a pour une distance interélectrodes de $0.5 \mu\text{m}$, figure 15,b pour une distance interélectrodes de $1.5 \mu\text{m}$, et figure 15,c pour une distance interélectrodes de $3 \mu\text{m}$. Nous constatons, comme on pouvait le prévoir, que le photocourant augmente au fur et à mesure que la tension de polarisation augmente, pour atteindre une saturation. Le tracé, figure 16, du coefficient de réponse $R_e = I_{ph}/P_L$ pour des M.S.M de différentes distances interélectrodes et pour une tension de polarisation choisie de manière que la saturation soit atteinte, et en fonction de la puissance lumineuse, montre que R_e tend à diminuer légèrement pour de fortes puissances lumineuses. Ce résultat pourrait être une conséquence de la forte modification de la charge d'espace; il montre cependant que l'influence de la puissance lumineuse semble faible.

Nous avons également comparé le rendement quantique calculé sous faible puissance lumineuse à forte tension de polarisation pour plusieurs distances interélectrodes, au rendement quantique calculé en fonction de la distance interélectrodes, à l'aide de la relation (3). On constate un bon accord entre ces deux déterminations, ce qui permet de valider le modèle en régime statique (figure 17).

C) REPONSE DYNAMIQUE.

A priori, comme pour la photodiode P.I.N, la fréquence de coupure d'un M.S.M devrait être fonction de deux paramètres :

- la capacité inhérente à la structure
- le temps de transit des porteurs photocréés

tous deux dépendant des paramètres géométriques du M.S.M.

Existe t-il , comme pour la P.I.N , des valeurs optimale pour lesquelles la fréquence de coupure est maximale ? Nous allons tenter de répondre à cette question.

C-1) Effet de la capacité du M.S.M.

La capacité d'un M.S.M de structure interdigitée peut être calculée à partir de la relation [22] suivante :

$$C_{MSM} = C_0 \cdot (N - 1)$$

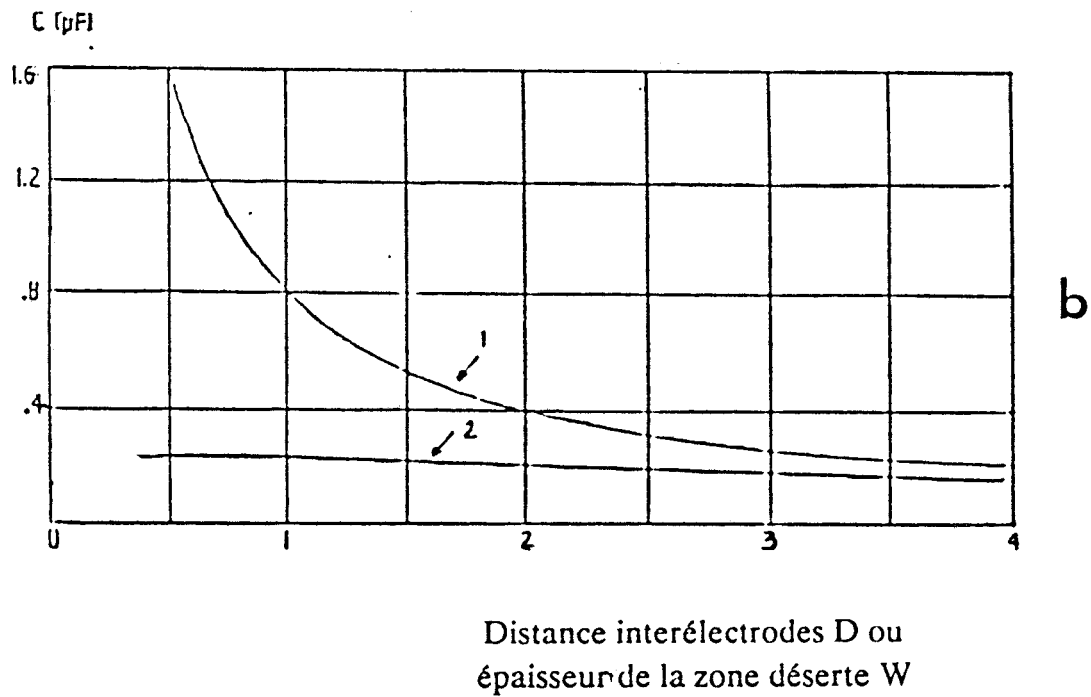
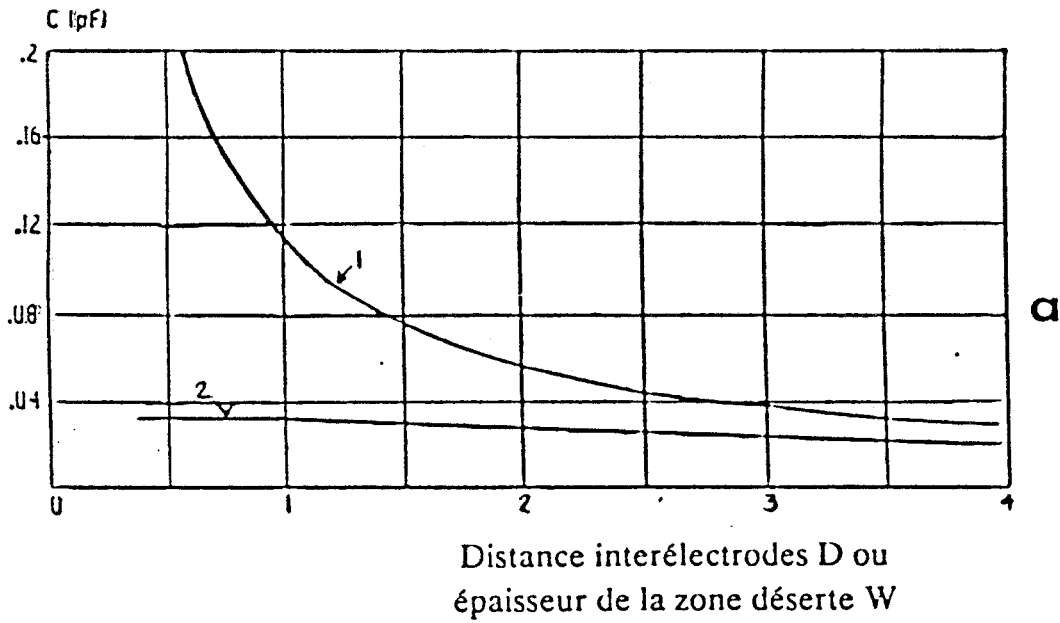


Figure 19
 Comparaison de l'évolution de la capacité du M.S.M (2) et
 de la photodiode P.I.N (1).

$$a/S = (30 \mu\text{m})^2$$

$$b/S = (80 \mu\text{m})^2$$

où N est le nombre de doigts, C_o est la capacité formée par deux doigts. La valeur de C_o est donnée par la relation :

$$C_o = \epsilon_o \cdot (1 - \epsilon_r) \cdot l_o \cdot [K(k)/K(k')]$$

ϵ_r est la permittivité relative du semiconducteur, l_o est la longueur du doigt, et les fonction $K(k)$ et $K(k')$ sont des intégrales elliptiques données par :

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{\delta \Phi}{[1 - k^2 \sin^2 \Phi]}$$

avec $k = \tan^2 [(\pi/4) (D / (L+D))]$. $k' = 1 - k$

La figure 18 nous donne les variations de la capacité d'un M.S.M de structure interdigitée en fonction de la distance interélectrodes et pour différentes largeurs de l'électrode. Le nombre et la longueur des doigts sont calculés à partir de la relation :

$$l_o = [S]^{1/2} \quad N = [S]^{1/2} / [D + L]$$

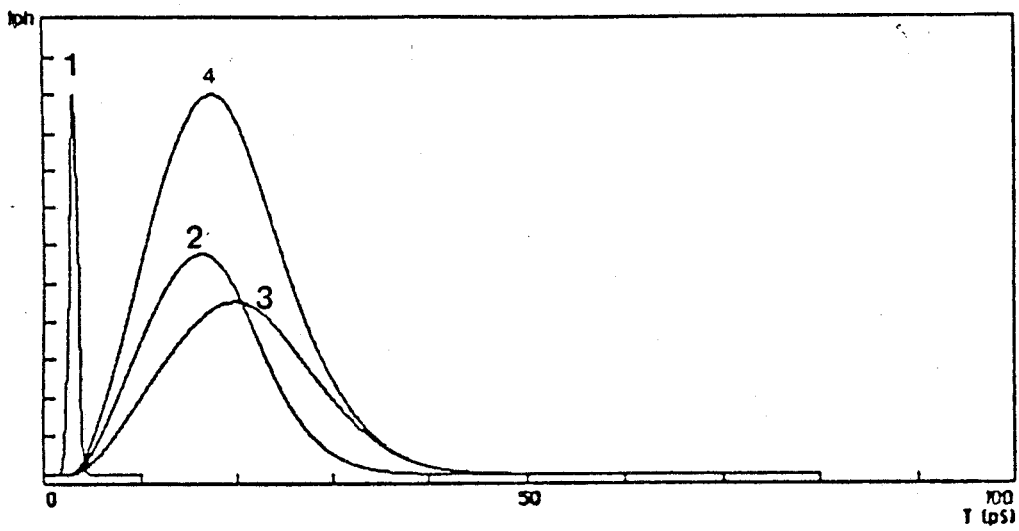
où S est la surface éclairée du M.S.M.

On constate bien sûr que plus la surface du M.S.M est grande, plus sa capacité C_{MSM} est importante, à longueur et largeur de doigt données, et à distance interélectrodes donnée.

En comparaison avec une photodiode P.I.N (figure 19), la capacité du M.S.M de structure interdigitée , de même surface éclairée , est plus faible que celle d'une P.I.N. En effet, la capacité d'une photodiode P.I.N de 1 μm d'épaisseur de zone déserte, et avec une surface éclairée de $(30 \mu m)^2$ est égale à $C_{PIN} = .11$ pF; et pour la même surface éclairée, la capacité d'un M.S.M de 1 μm de distance interélectrode et de 1 μm de largeur d'électrode est égale à $C_{MSM} = 30$ fF . Par conséquent, pour un M.S.M l'effet de la capacité sur la fréquence de coupure serait quasiment négligeable, et cette fréquence de coupure ne sera donc essentiellement fonction que du temps de transit des porteurs. Dans la suite , nous négligerons donc l'influence de ce paramètre sur la réponse dynamique du M.S.M.

C-2) Réponse impulsionnelle .

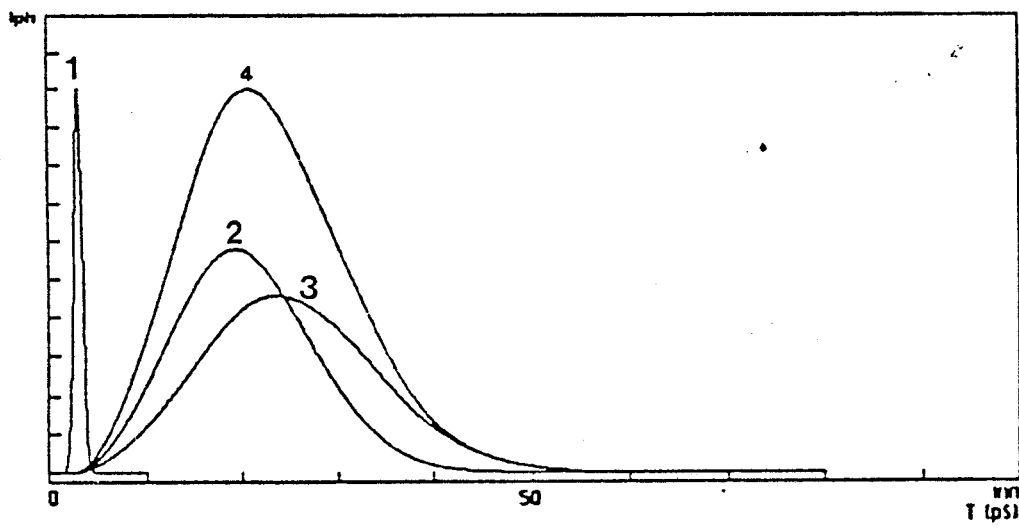
A partir du modèle mathématique que nous avons développé, nous avons calculé la réponse électrique du M.S.M de différentes structures géométriques à une



Distance interélectrode L

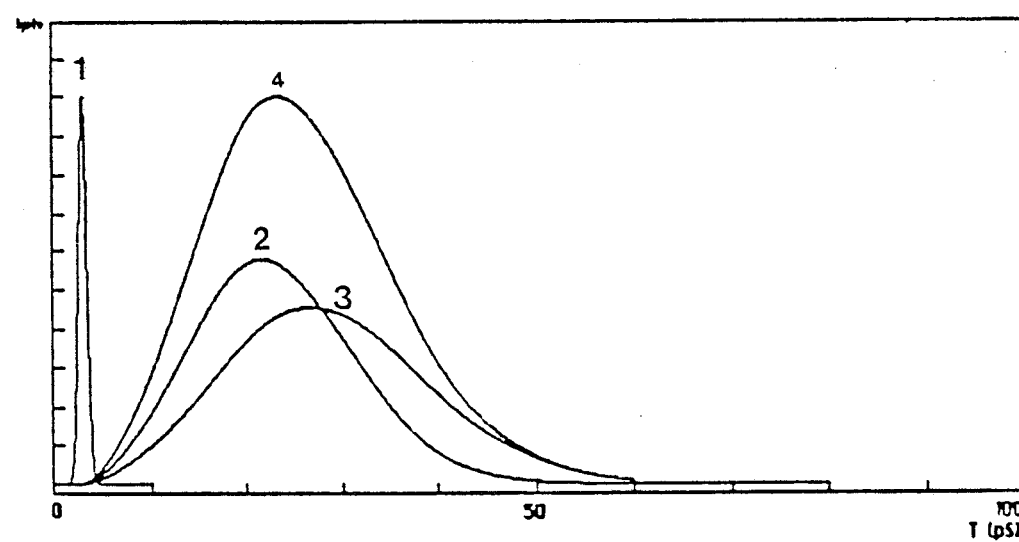
a/ $0.5 \mu\text{m}$

$V_p = 1 \text{ V}$



b/ $1 \mu\text{m}$

$V_p = 3 \text{ V}$



c/ $1.5 \mu\text{m}$

$V_p = 5 \text{ V}$

Figure 20

Réponse impulsionnelle du M.S.M à la tension de polarisation V_p .

Influence de la distance interélectrode

$L = 1 \mu\text{m}$, $H = 1 \mu\text{m}$.

1/ Impulsion lumineuse

2/ Photocourant d'électrons

3/ Photocourant de trous

4/ Photocourant total.

impulsion optique très courte. Ainsi par le calcul du temps de descente (T_{des}) prise entre 10 % et 90 % de l'amplitude maximale du signal électrique, nous avons déterminé la fréquence de coupure du photodétecteur à partir de la relation suivante [23] :

$$F_c = 1/[\pi.T_{des}]$$

qui est celle utilisée pour la détermination expérimentale de la fréquence de coupure à partir de la réponse impulsionnelle mesurée.

L'impulsion optique que nous avons utilisée pour le calcul de la réponse impulsionnelle du photodétecteur est de type Gaussien d'une picoseconde de largeur à mi-hauteur pour éviter toute influence de l'impulsion optique sur la réponse du photodétecteur.

Les fonctions de génération des électrons G_n , et des trous G_p sont supposées égales, elles sont données par la relation suivante :

$$G(y,t) = A.e^{(-\alpha.y)} . \exp[-(t-t_0)^2/2.\sigma^2]$$

$$\sigma = T_{WHM}/[(2.\text{Log}(4))^{1/2}]$$

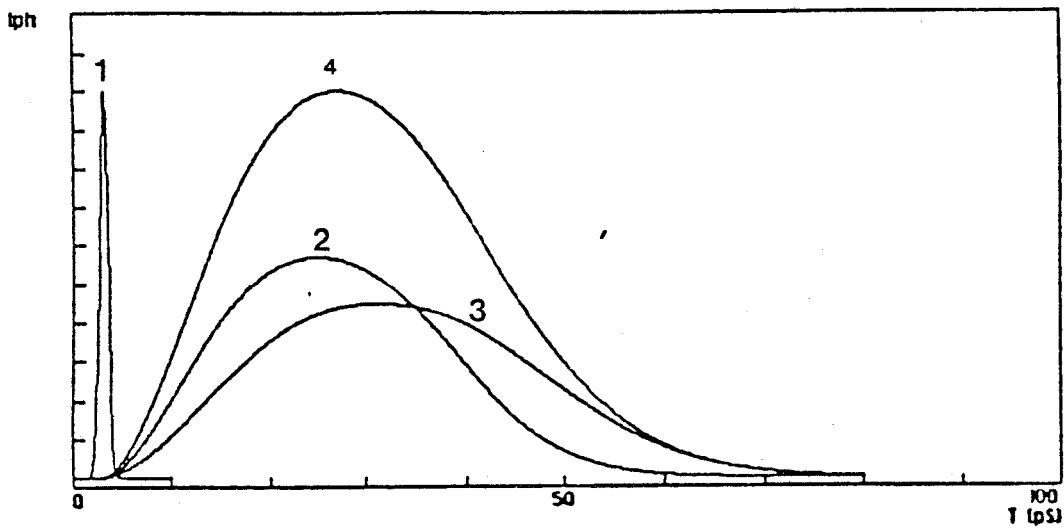
où α est le coefficient d'absorption du semiconducteur, T_{WHM} est la largeur à la mi-hauteur de l'impulsion optique. On négligera les phénomènes de recombinaison ($R_n = R_p = 0$).

C-2-1) INFLUENCE DE LA DISTANCE INTERELECTRODES.

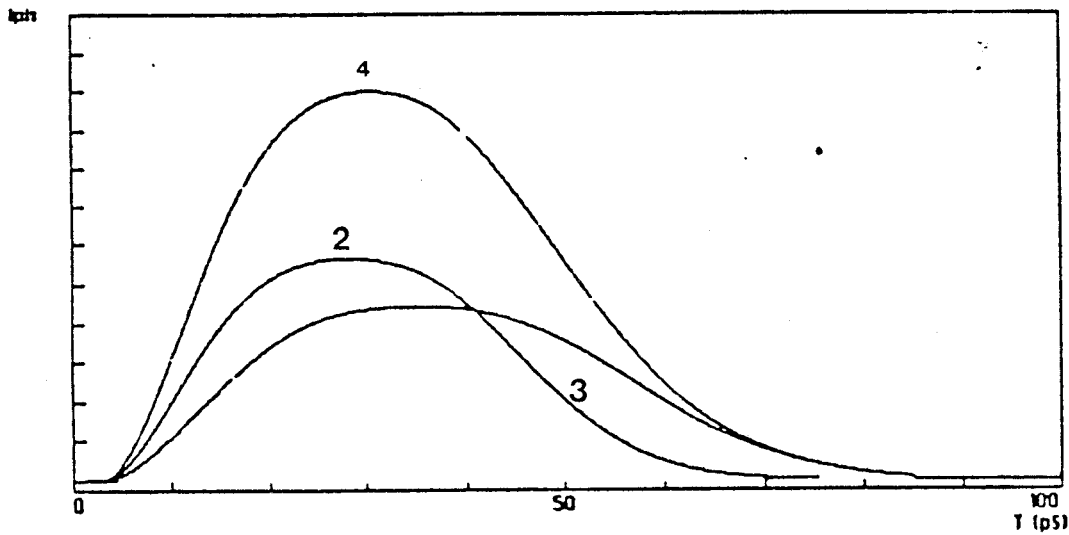
La figure 20 présente la réponse impulsionnelle d'un M.S.M de 1 μm de largeur d'électrode, 1 μm d'épaisseur de couche absorbante, et pour des distances interélectrodes variant de .5 μm à 3 μm . Le M.S.M est sur GaAs non intentionnellement dopé ($N_d = 10^{14}$ atomes/cm³); la longueur d'onde du rayonnement incident est .8 μm .

Les courbes numérotées 1, 2, 3, 4 représentent respectivement l'impulsion optique, le photocourant dû aux électrons, le photocourant dû aux trous, et le photocourant total. On constate que la réponse des trous est plus lente que celle des électrons; ceci a pour conséquence un élargissement de la réponse totale du M.S.M, et donc une dégradation de la fréquence de coupure du M.S.M. La différence entre la réponse des électrons et celle des trous est due à la différence des vitesses des deux porteurs dans le semiconducteur.

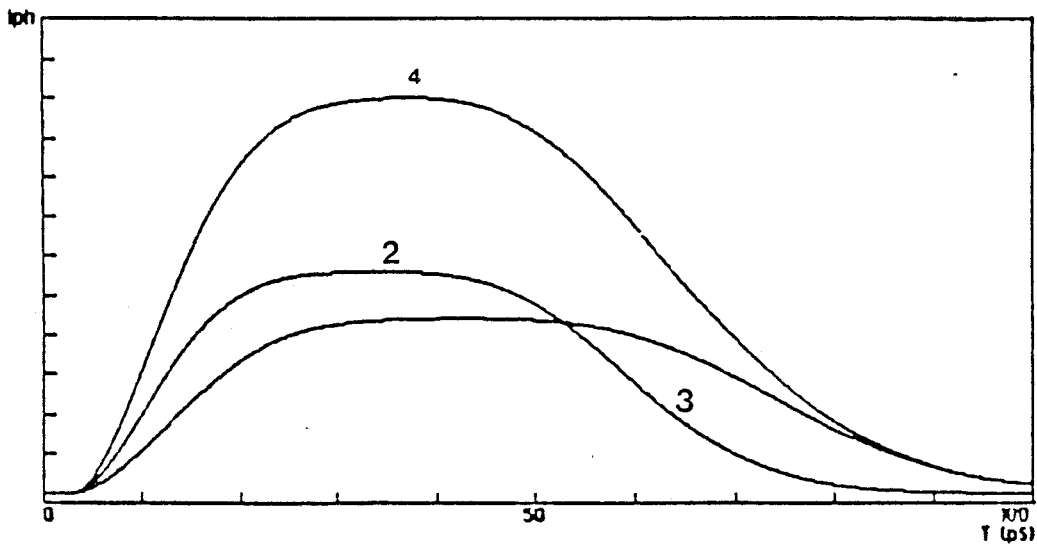
On remarque aussi que plus la distance interélectrodes du M.S.M est grande, plus sa réponse impulsionnelle est large, et donc plus la fréquence de coupure est petite.



$d/2 \mu\text{m}$
 $V_p = 5 \text{ V}$



$e/2.5 \mu\text{m}$
 $V_p = 7 \text{ V}$



$f/3 \mu\text{m}$
 $V_p = 9 \text{ V}$

Figure 20

Réponse impulsionnelle du M.S.M à la tension de polarisation V_p .
 Influence de la distance interélectrode

$L = 1 \mu\text{m}$, $H = 1 \mu\text{m}$.

1/ Impulsion lumineuse
 3/ Photocourant de trous

2/ Photocourant d'électrons
 4/ Photocourant total.

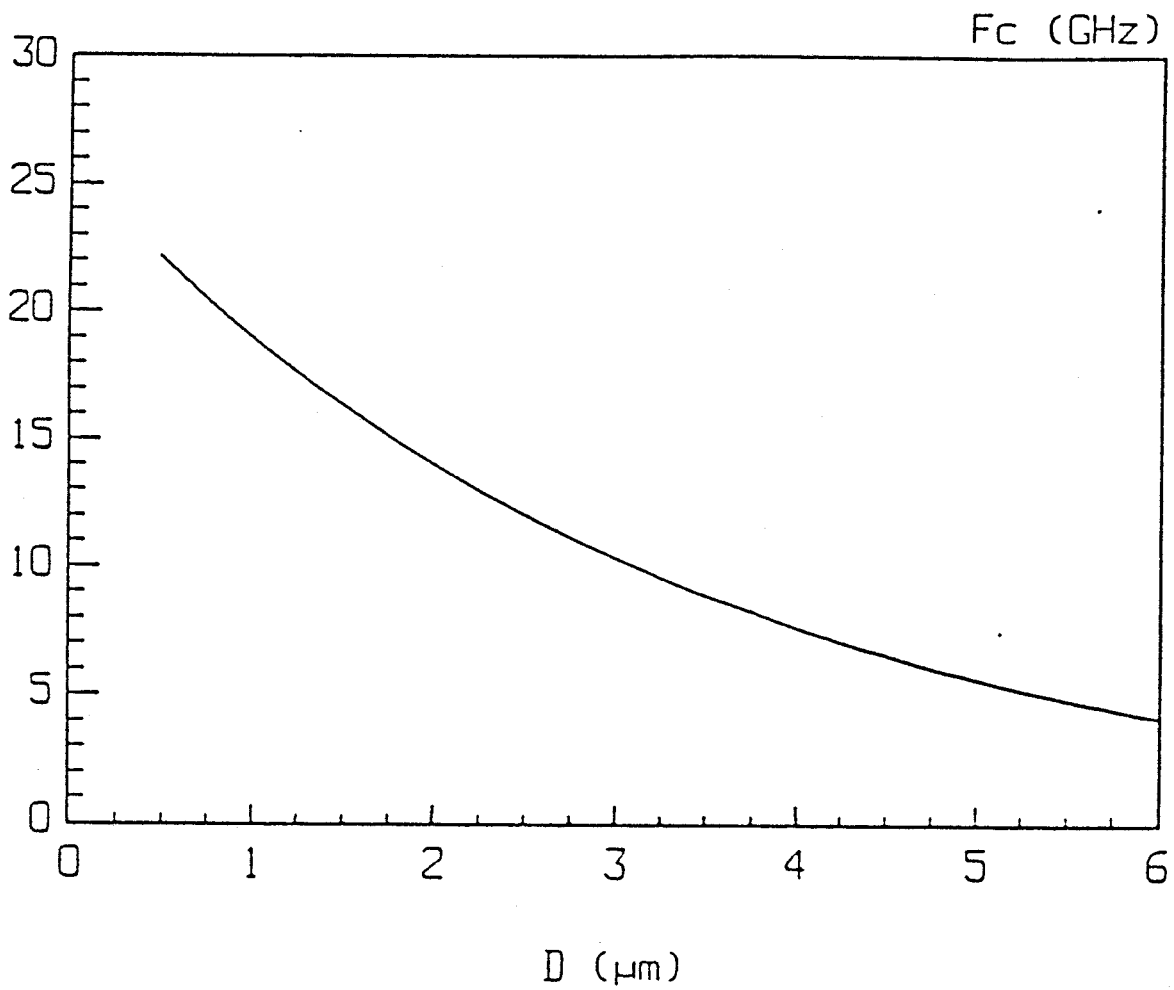
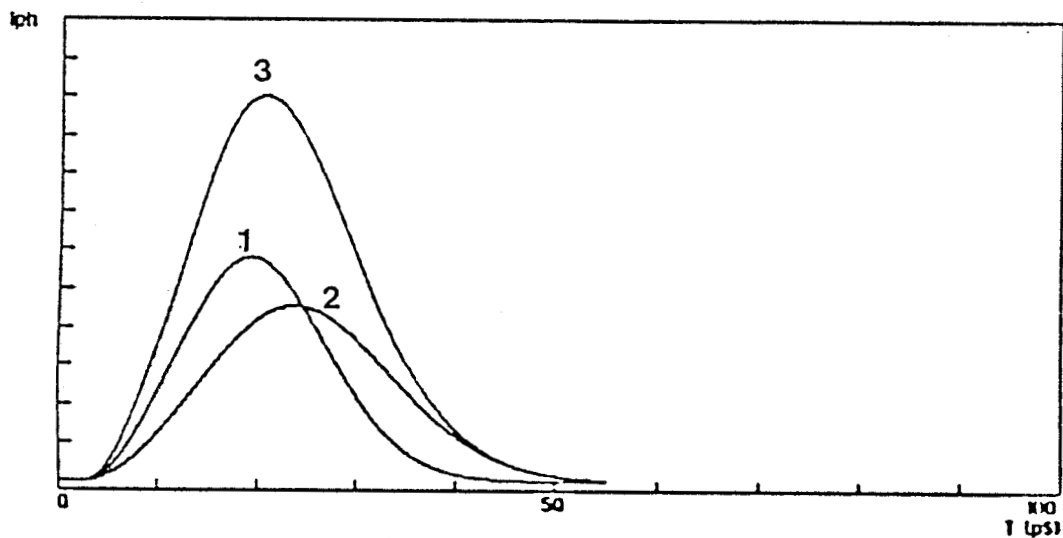
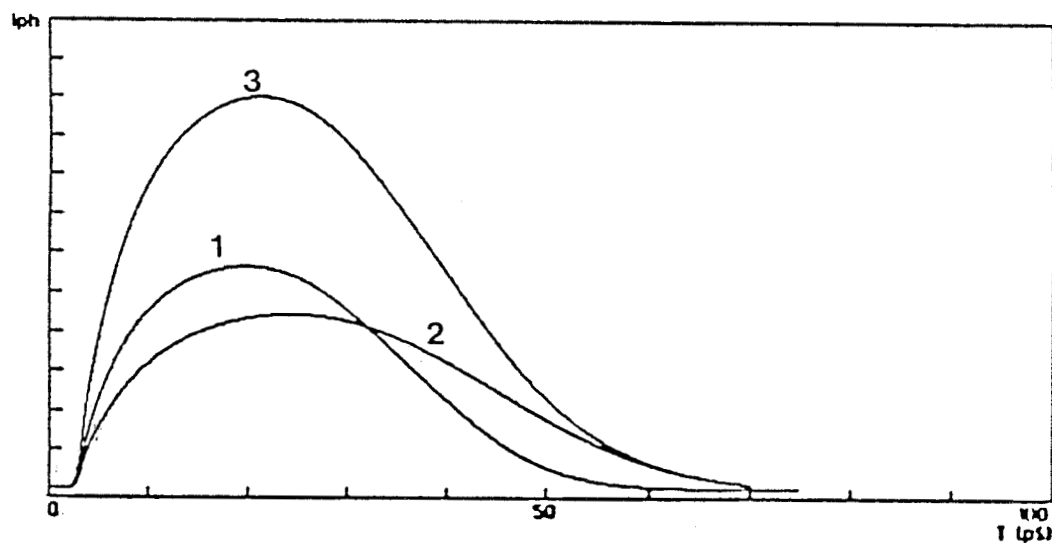


Figure 21
Evolution de la fréquence de coupure du M.S.M.
en fonction de la distance interélectrodes.



a



b

Figure 22

Réponse impulsionnelle du M.S.M

Influence de la nature de l'électrode.

$L = 1 \mu\text{m}$, $D = 1 \mu\text{m}$, $H = 1 \mu\text{m}$.

a/ Electrode non transparente.

b/ Electrode transparente

1/ Photocourant dû aux électrons

2/ Photocourant dû aux trous

3/ Photocourant total.

Nous avons reporté dans la figure 21 la fréquence de coupure pour chaque structure. On constate que pour une distance interélectrodes de $.5 \mu\text{m}$ on peut atteindre des fréquences de coupure de l'ordre de 25 GHz, et que cette fréquence chuterait à 11 GHz pour une distance interélectrodes de $3 \mu\text{m}$. L'utilisation d'une structure avec de grandes distances interélectrodes permet bien sûr de collecter une plus grande puissance lumineuse incidente et donc une amélioration du rendement quantique. Par contre le temps de transit des porteurs photocréés s'accroît affectant ainsi les propriétés dynamiques du composant.

C-2-2) ELECTRODES TRANSPARENTES.

L'utilisation d'électrodes transparentes permet d'augmenter la surface photosensible, et par conséquent d'améliorer le rendement quantique du photodétecteur. Mais comment évolue alors la réponse impulsionnelle d'une telle structure ?.

Les figures 22,a et 22,b représentent les réponses impulsionnelles que nous avons obtenues en simulant deux M.S.M ayant les mêmes caractéristiques géométriques ($L=1 \mu\text{m}$. $D=1 \mu\text{m}$ $H=1 \mu\text{m}$) mais de natures d'électrodes différentes. Dans le premier cas, il s'agit d'une structure à électrodes non transparentes et le temps de descente de la réponse électrique est égal à 18 ps, ce qui correspond à une fréquence de coupure de l'ordre de 18 GHz; par contre la deuxième structure est à électrodes transparentes; sa fréquence chute à 13 GHz. La raison de cette diminution est que les porteurs photocréés sous l'électrode ont de faibles vitesses d'entraînement, leur trajet électrique est plus long, et la conjugaison des deux phénomènes a pour conséquence un accroissement du temps de transit des porteurs, et par conséquent une dégradation de la fréquence de coupure du M.S.M.

Il faut toutefois remarquer que les fréquences de coupure obtenues restent élevées, et permettent une application en bande X.

C-2-3) INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE ABSORBANTE.

La figure 23 représente la réponse impulsionnelle intrinsèque d'un M.S.M de $1 \mu\text{m}$ de distance interélectrodes, $1 \mu\text{m}$ de largeur d'électrode, et pour différentes épaisseurs de la couche absorbante.

L'utilisation d'une couche absorbante épaisse permet bien sûr la photocréation d'un grand nombre de paires électron-trou et donc l'amélioration du rendement quantique. Par contre l'influence de ce paramètre semble être assez négligeable sur la valeur du temps de descente de la réponse électrique du M.S.M.

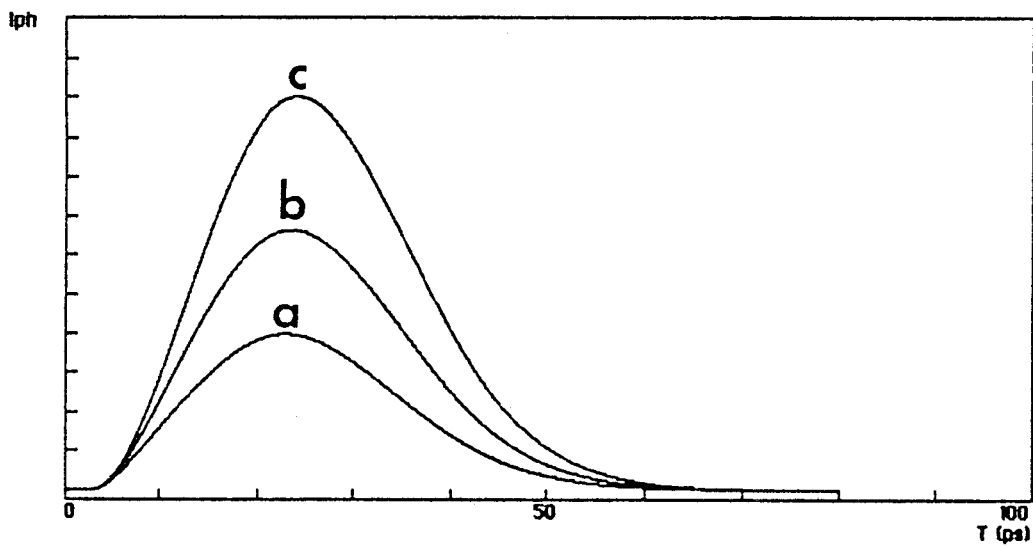


Figure 23

Réponse impulsionnelle du M.S.M.

Influence de l'épaisseur de la couche absorbante.

$L = 1 \mu\text{m}$, $D = 15 \mu\text{m}$.

a/ $H = .5 \mu\text{m}$

b/ $H = 1 \mu\text{m}$

c/ $H = 2 \mu\text{m}$

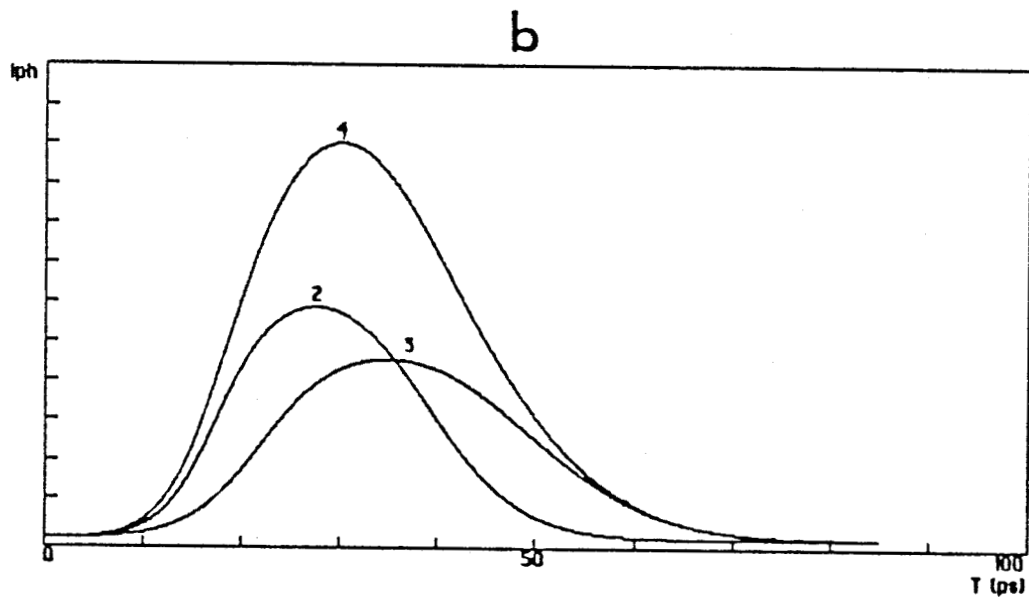
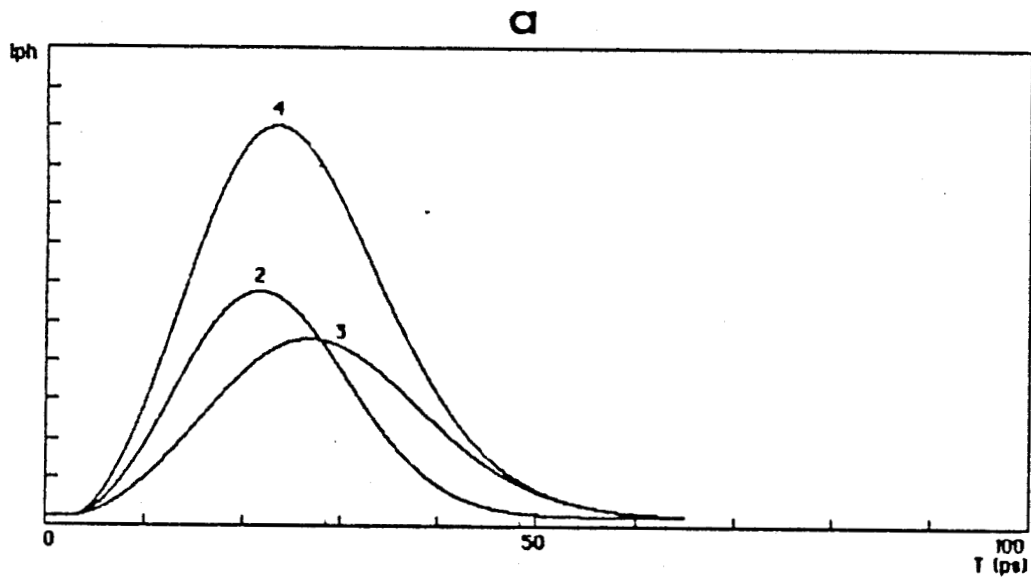


Figure 24

Réponse impulsionnelle du M.S.M.

Influence du mode d'éclairage.

$L = 1\mu\text{m}$ $D = 1.5\mu\text{m}$ $H = 1\mu\text{m}$

a/ éclairage par le dessus

b/ éclairage par le substrat

1/ Photocourant dû aux électrons 2/ Photocourant dû aux trous 3/ Photocourant total.

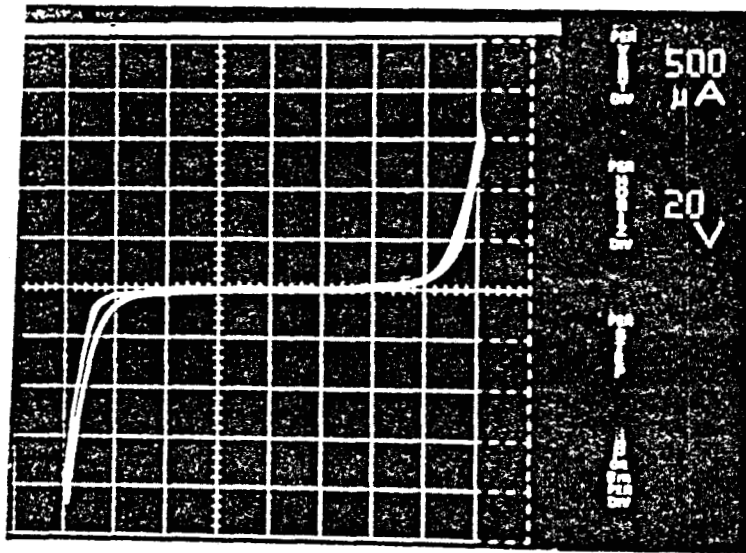


Figure 25

Caractéristique courant-tension d'un M.S.M GaAs en
obscurité ($D = 5 \mu\text{m}$)

C-2-4) INFLUENCE DU MODE D'ÉCLAIREMENT.

Une solution pour s'affranchir des phénomènes d'ombre des électrodes, consiste à éclairer le photodétecteur par le substrat, notamment pour la filière InP [24]. Cependant, on peut penser que la photocréation de paires électron - trou dans une zone de faible champ électrique, peut accroître le temps de réponse et donc affecter le comportement dynamique du M.S.M. C'est pourquoi nous avons simulé la réponse impulsionnelle du M.S.M lors d'un éclairage par le substrat, et nous l'avons comparée à celle du M.S.M éclairé par le dessus (figure 24). On peut constater que le temps de descente passe respectivement de 20 ps à 24 ps, ce qui correspond à des fréquences de coupure de 17 GHz et 13 GHz, soit une dégradation de 4 GHz.

IV) ETUDE EXPERIMENTALE.

Les résultats que nous présentons dans cette partie, sont issus de la caractérisation d'une série de photodétecteurs M.S.M réalisés dans notre laboratoire. Il s'agit d'une échelle de M.S.M réalisée sur GaAs non intentionnellement dopé (N.I.D) de 1 μm d'épaisseur; le substrat est du GaAs Semi Isolant. Différentes distances interélectrodes sont prévues (2, 5, 10, 20 μm). Les contacts Schottky sont réalisés par un dépôt métallique de Titane , Platine , Or d'une épaisseur de 4000 Å

A) CARACTERISTIQUES STATIQUES.

La figure 25,b représente la caractéristique courant - tension typique d'un M.S.M relevé au traceur de courbe en obscurité de 5 μm de distance interélectrodes. Ainsi on peut relever un courant d'obscurité relativement faible (5 μA à la tension de polarisation de 20 V), et une tension de claquage proche de 50 Volts.

Sous éclairage continu, le photocourant a été relevé en fonction de la tension de polarisation en éclairant le M.S.M (10 μm et 20 μm) par un laser semiconducteur émettant à la longueur d'onde .8 μm , et à différentes puissances lumineuses (figure 26). Nous observons une évolution classique du photocourant en fonction de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse. Le coefficient de réponse externe R_e déduit de ces mesures est proche de 2 A/W à $V_p = 40$ V pour le M.S.M de distance interélectrodes 10 μm , ce qui correspond à un rendement quantique de l'ordre de 300 %. Les résultats présentés ici, ainsi que des études plus exhaustives menées parallèlement dans l'équipe optoélectronique du C.H.S [25], semblent montrer que ce phénomène de gain est comparable à celui d'un photoconducteur [10] et peut s'expliquer par des mécanismes de piégeages, en accord avec d'autres auteurs [26].

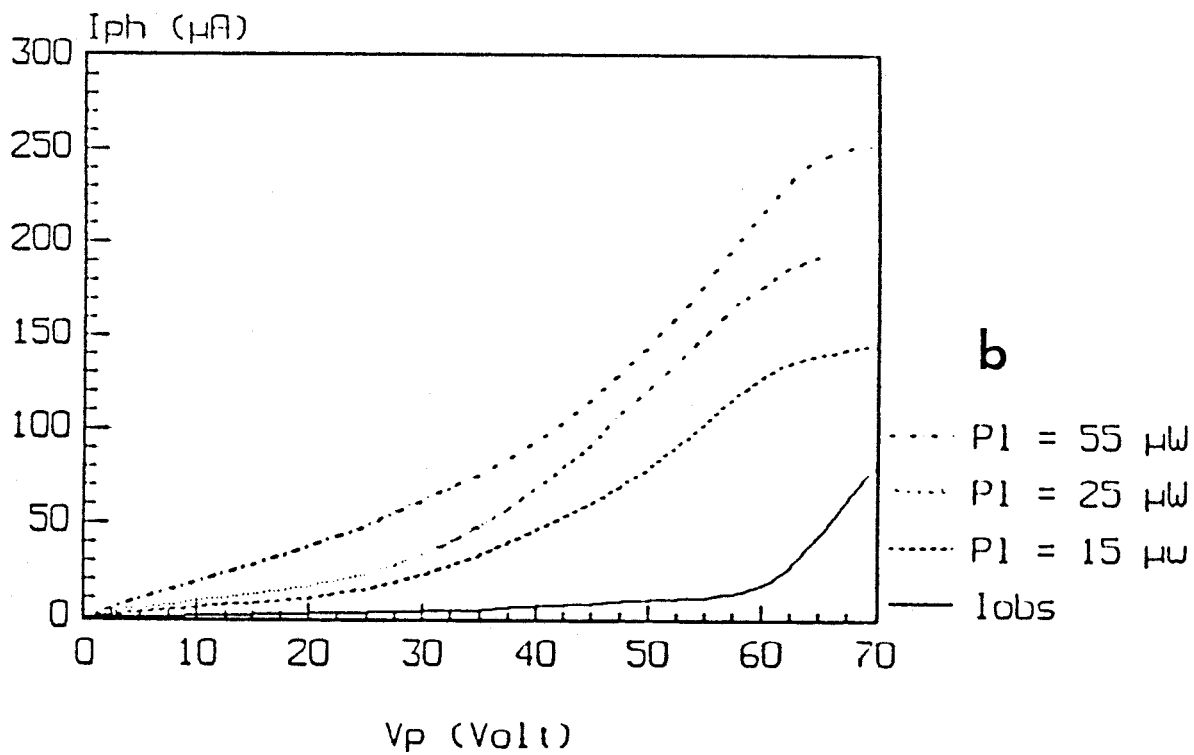
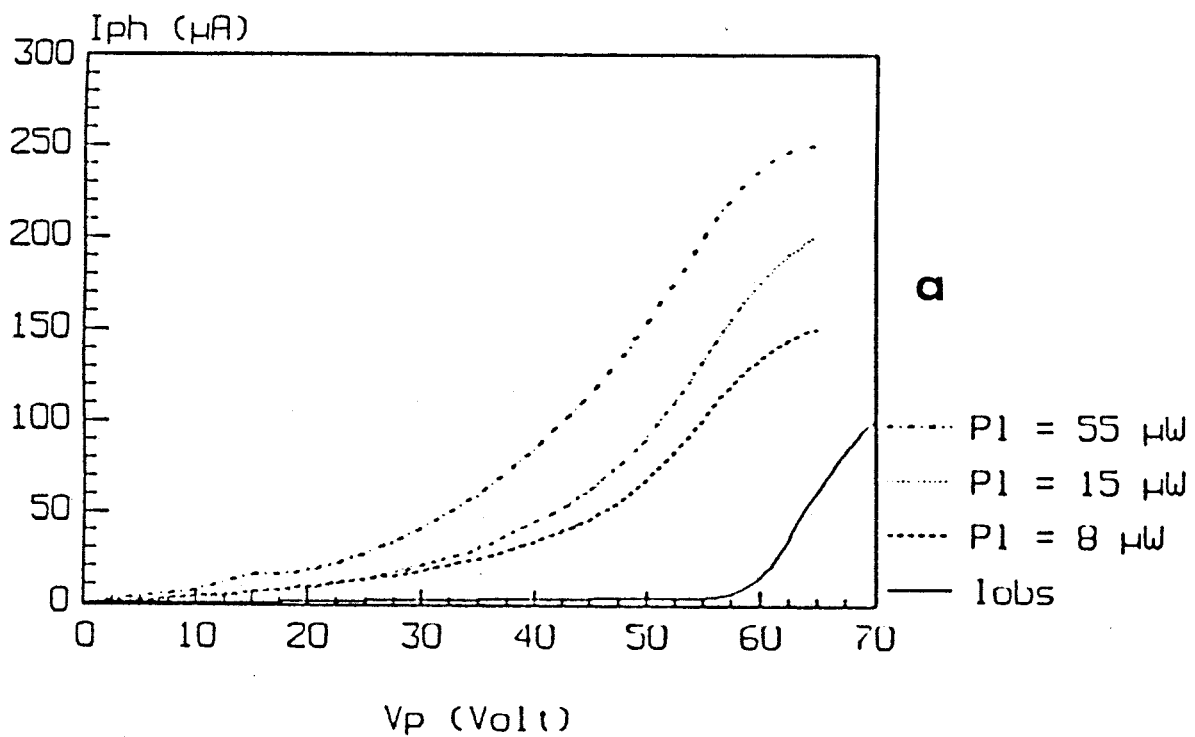


Figure 26
 Réponse statique du photodétecteur M.S.M GaAs.
 $\lambda = .8 \mu m$

a/ D = 10 μm .

b/ D = 20 μm .

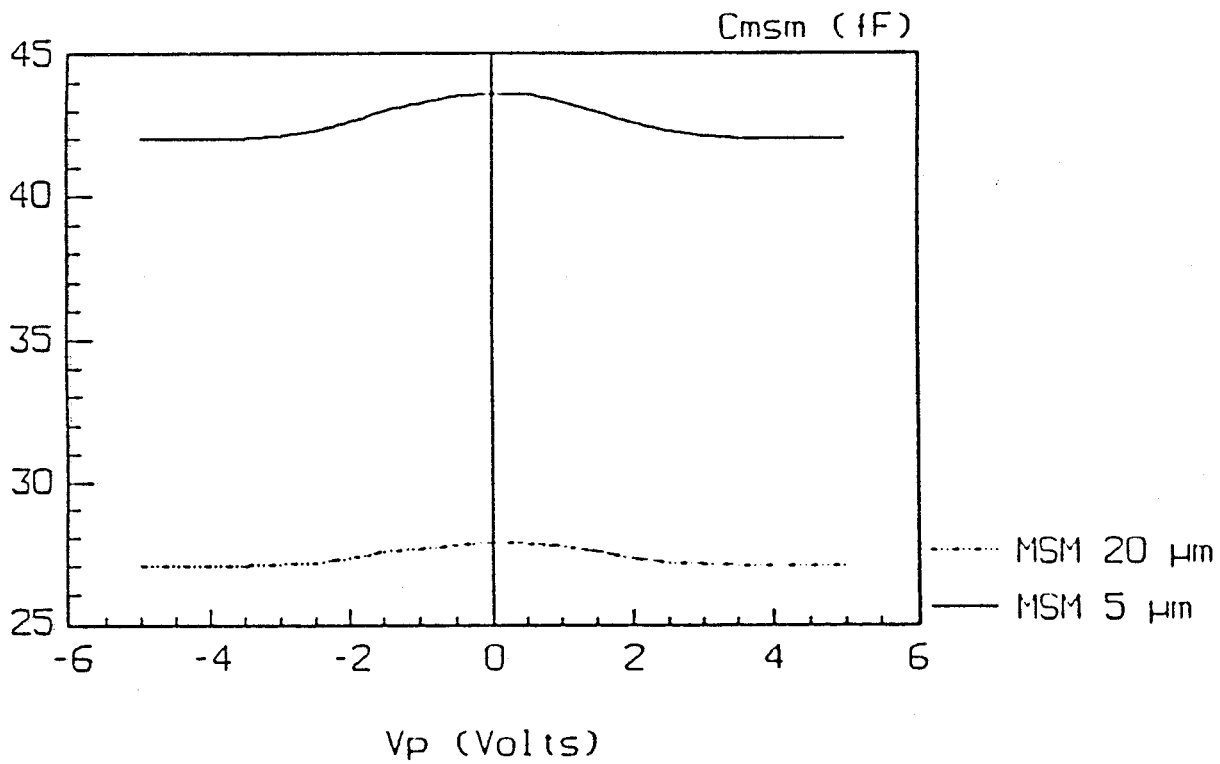


Figure 27

Evolution de la capacité du M.S.M GaAs en fonction de la tension de polarisation.

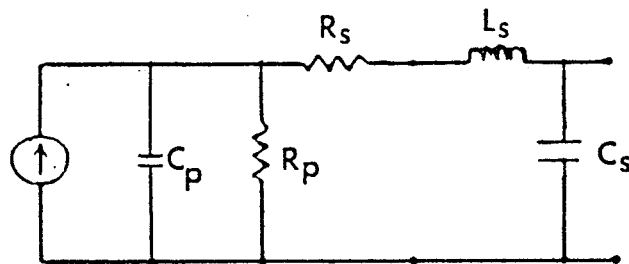


Figure 28

Schéma électrique équivalent d'un M.S.M GaAs .

$$\begin{aligned}
 C_p &= 42 \text{ fF} \\
 R_p &= 5 \cdot 10^5 \Omega \\
 R_s &= 2 \Omega \\
 L_s &= .3 \text{ nH} \\
 C_s &= .02 \text{ pF}
 \end{aligned}$$

B) CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES

Comme on l'a signalé au paragraphe III.C de ce chapitre, la fréquence de coupure du M.S.M est généralement déterminée par le transit des porteurs entre les deux électrodes suivant les lignes de champ électrique, puisque la capacité du M.S.M est très faible. Nous allons donc mesurer la capacité du M.S.M, sa réponse impulsionnelle, et son bruit micro-onde afin de déterminer sa fréquence de coupure.

B-1) Mesure de la capacité.

Nous avons réalisé des mesures de capacité en fonction de la tension de polarisation (C - V) à la fréquence de 500 MHz, pour des M.S.M de différentes distances interélectrodes (5 μm et 20 μm) montés sur des boîtiers hyperfréquences. On remarque que (figure 27), au-delà de 5 Volts, les capacités des deux M.S.M sont quasiment constantes, et de très faibles valeurs. En effet, pour le M.S.M de 5 μm de distance interélectrodes sa capacité est proche de 40 fF, et elle est de l'ordre 28 fF pour le M.S.M de 20 μm de distance interélectrodes.

Nous avons également mesuré le coefficient de réflexion de ces deux M.S.M sur un analyseur de réseau (HP 8510). Grâce à cette analyse, et à l'aide du logiciel de simulation TOUCHSTONE, nous avons déterminé un premier schéma électrique équivalent du M.S.M en obscurité, donné figure 28. Dans ce schéma, nous trouvons les éléments intrinsèques du M.S.M (capacité intrinsèque C_{MSM} et résistance parallèle R_{P} qui traduit le courant de fuite du composant), et les éléments extrinsèques (L_{S} , R_{S} , C_{S}) dus aux différents fils de connexion, et au boîtier hyperfréquences.

Si l'on ne tient compte que de ces éléments, nous obtenons des fréquences de coupures de l'ordre de 80 GHz si le composant est chargé directement sur 50 Ω . Ce résultat montre bien que le facteur important qui pénalise la rapidité du M.S.M est le temps de transit des porteurs dans la structure.

B-2) Réponse impulsionnelle.

Afin de mettre en évidence le rôle prépondérant du temps de transit des porteurs dans la détermination de la fréquence de coupure du M.S.M, nous avons dans premier lieu mesuré la réponse du M.S.M à une impulsion lumineuse très courte.

Nous avons tout d'abord étudié l'influence de la tension de polarisation sur la réponse impulsionnelle du M.S.M. Nous avons reporté figure 29 l'évolution du temps de descente, et l'amplitude de la réponse impulsionnelle du M.S.M en fonction de la

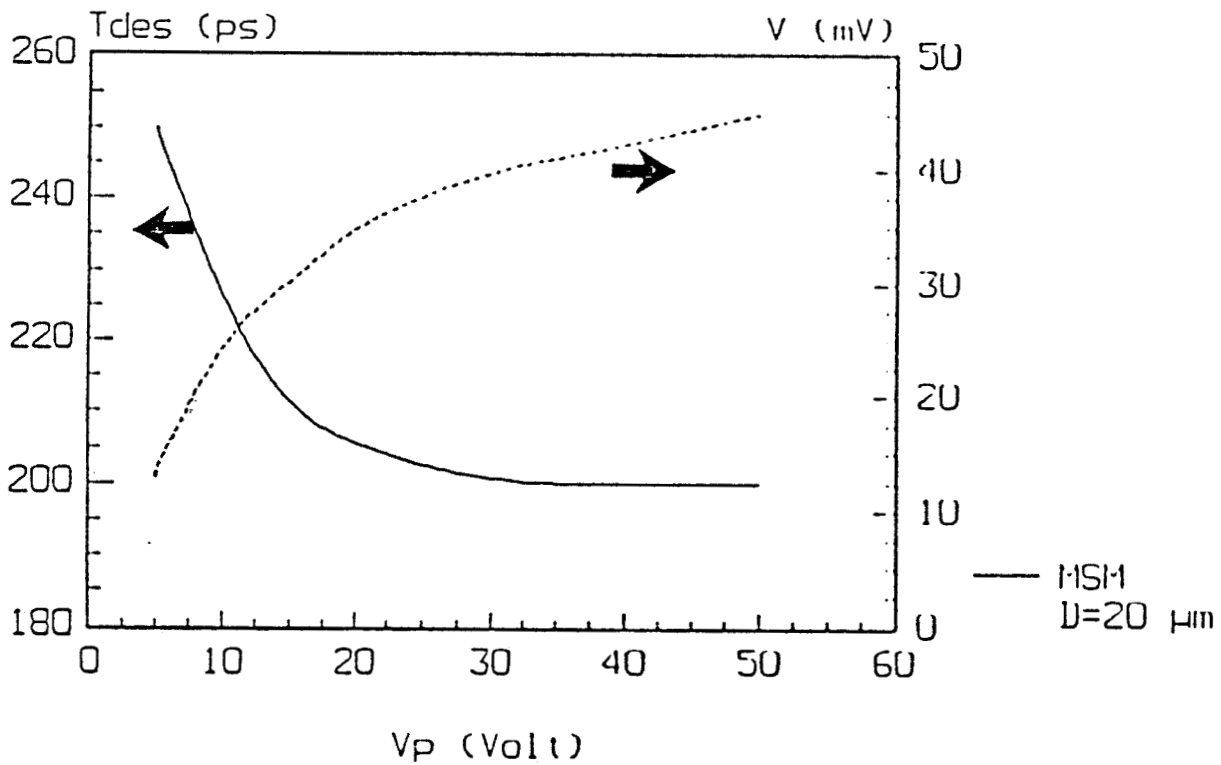
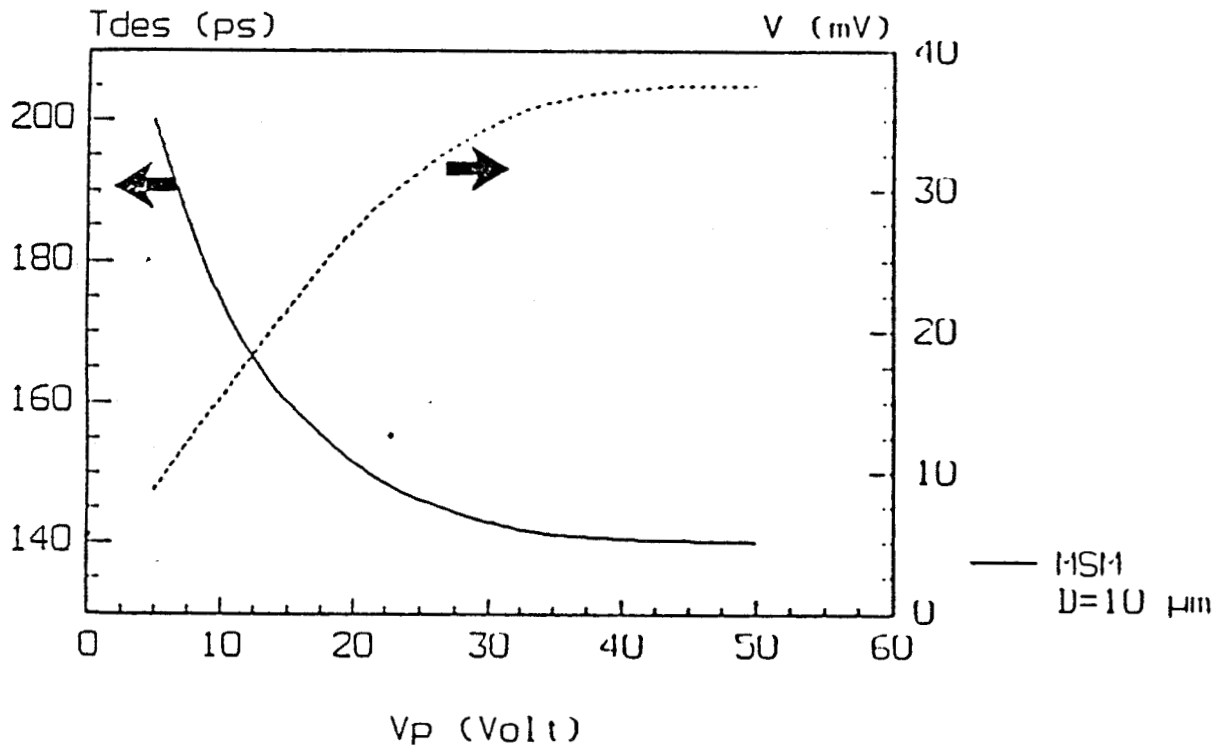
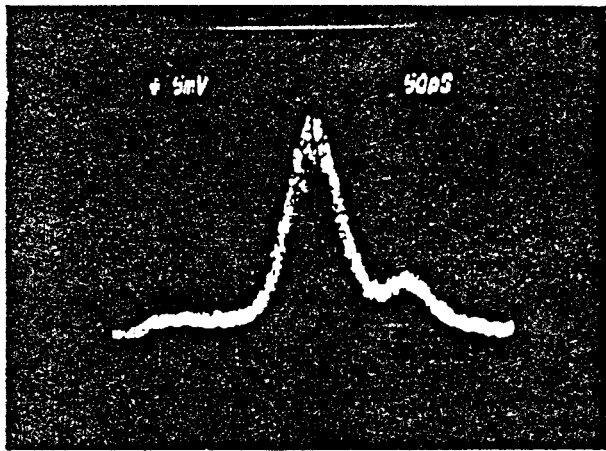


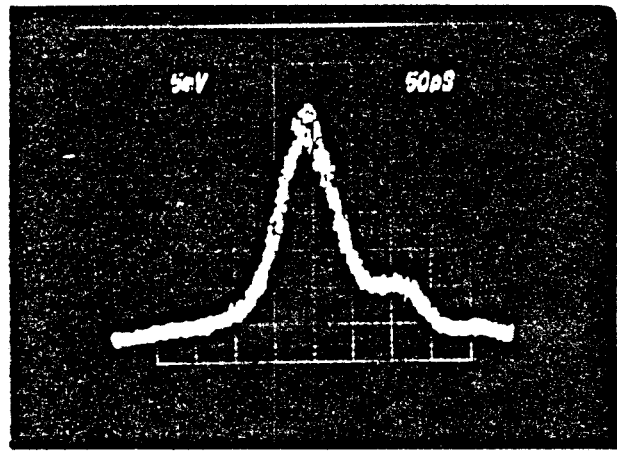
Figure 29

Influence de la tension de polarisation sur l'amplitude et le temps de descente de la réponse impulsionnelle du M.S.M GaAs.

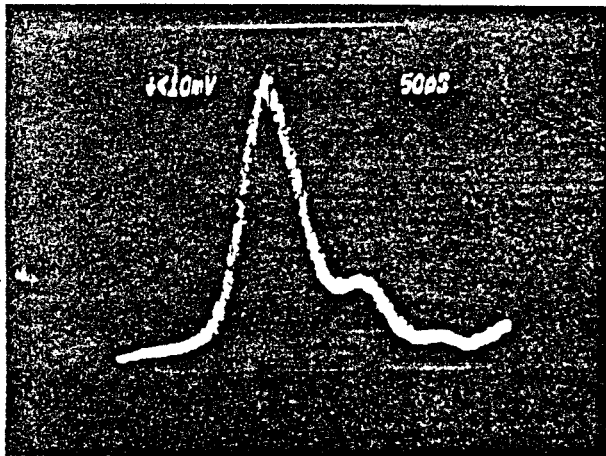
$\lambda = .8 \mu\text{m}$. Détecteur chargé sur 50 Ω .



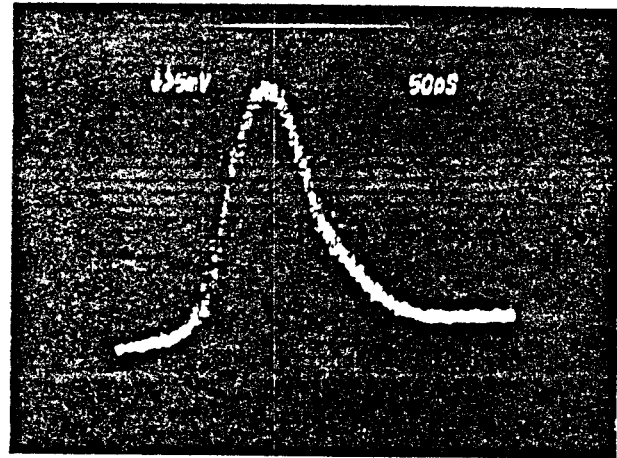
a



b



c



d

Figure 30

Réponse impulsionnelle du photodétecteur M.S.M GaAs

$\lambda = .8 \mu\text{m}$

a/ $D = 2 \mu\text{m}$

b/ $D = 5 \mu\text{m}$

c/ $D = 10 \mu\text{m}$

d/ $D = 20 \mu\text{m}$.

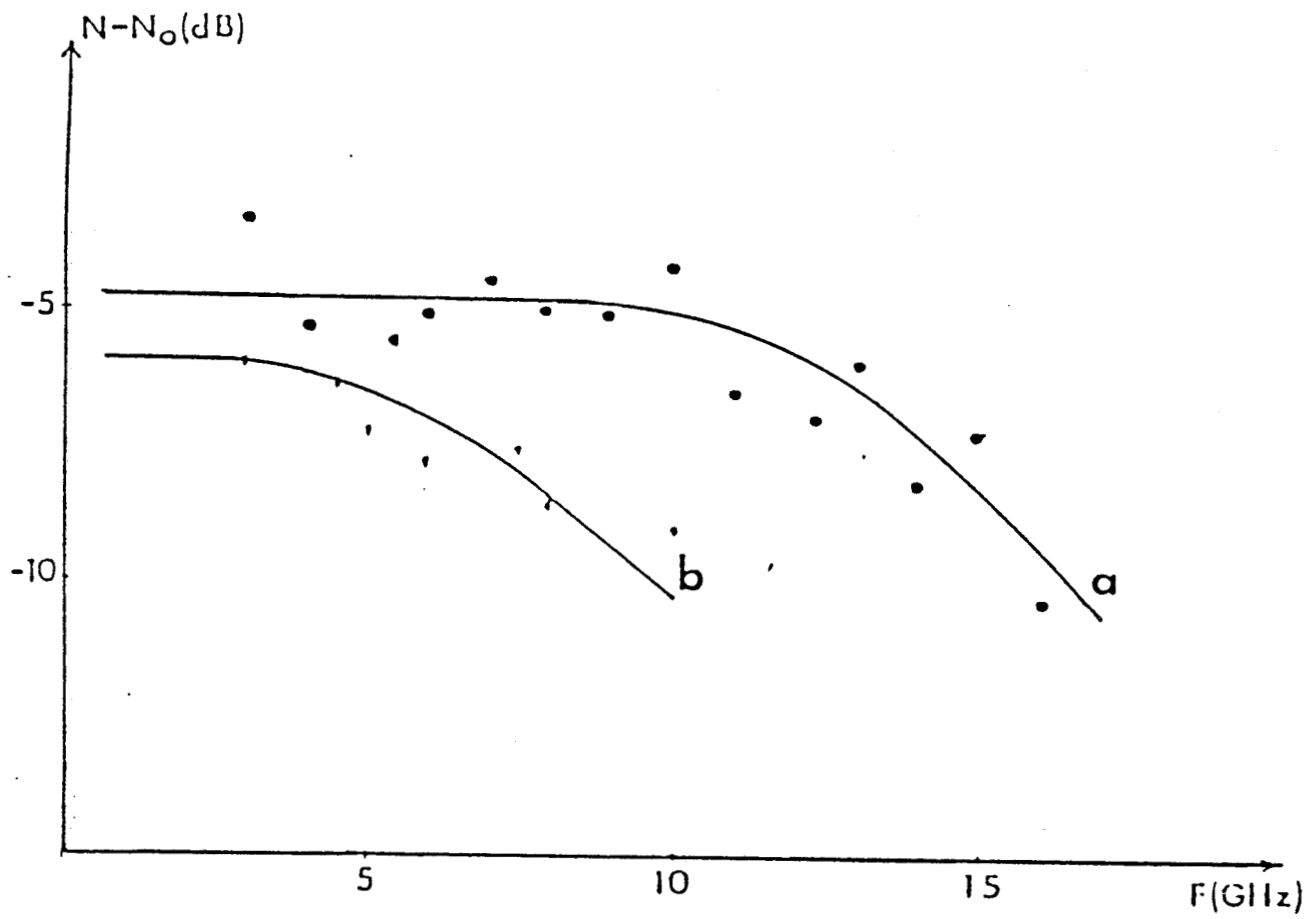


Figure 31

Bruit micro-onde du photodétecteur M.S.M GaAs

$\lambda = .6 \mu\text{m}$

a/ $D = 2 \mu\text{m}$ ($V_p = 10 \text{ V}$)

b/ $D = 5 \mu\text{m}$ ($V_p = 20 \text{ V}$)

On peut constater que le temps de descente de la photodiode décroît très rapidement pour atteindre une limite inférieure (de l'ordre de 150 ps pour $D = 10 \mu\text{m}$, et de 200 ps pour $D = 20 \mu\text{m}$), quand la tension de polarisation augmente. Cette décroissance est directement liée à la caractéristique Vitesse - Champ électrique. En effet plus la tension est grande, plus le champ électrique est élevé, et plus la vitesse des porteurs libres est proche de la vitesse de saturation; par conséquent, le temps de transit des porteurs devient constant. De la même manière, on observe une augmentation de l'amplitude du signal avant d'atteindre une limite supérieure.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la distance interélectrodes sur la réponse impulsionnelle du M.S.M. La figure 30 représente les différentes réponses que nous avons déterminées pour différentes distances interélectrodes (2, 5, 10, 20 μm) à l'aide du banc de mesure de réponse impulsionnelle (voir chapitre I). Les fréquences de coupures déduites de ces mesures [$F_c = 1/\pi.T_{dcs}$] sont :

Pour :	$D = 2 \mu\text{m}$	$F_c = 6 \text{ GHz.}$
	$D = 5 \mu\text{m}$	$F_c = 5 \text{ GHz.}$
	$D = 10 \mu\text{m}$	$F_c = 2 \text{ GHz.}$
	$D = 20 \mu\text{m}$	$F_c = 1.5 \text{ GHz.}$

Comme nous l'avons déjà remarqué, cette méthode n'est plus valable pour la mesure de la fréquence de coupure du photodétecteur M.S.M si celle ci est supérieure à 6 GHz, compte tenu des limites des divers éléments du banc de mesure.

Afin de mesurer la fréquence de coupure des M.S.M à faible distance interélectrodes, nous avons mesuré le bruit micro-onde en fonction de la fréquence.

B-3) Bruit micro-onde.

Nous avons réalisé des mesures de bruit d'éclairement dans la gamme 2 - 18 GHz, pour les photodétecteurs M.S.M de faible distance interélectrodes (2 et 5 μm), selon la technique présentée au chapitre I.

Les résultats que nous avons obtenus sont présentés figure 31. Nous constatons que le niveau de bruit décroît en fonction de la fréquence. Ainsi, il nous est possible de déterminer la fréquence de coupure de ces deux M.S.M : pour $D = 2 \mu\text{m}$ on obtient une fréquence de coupure F_c proche de 14 GHz , pour $D = 5 \mu\text{m}$, $F_c = 6.5 \text{ GHz.}$

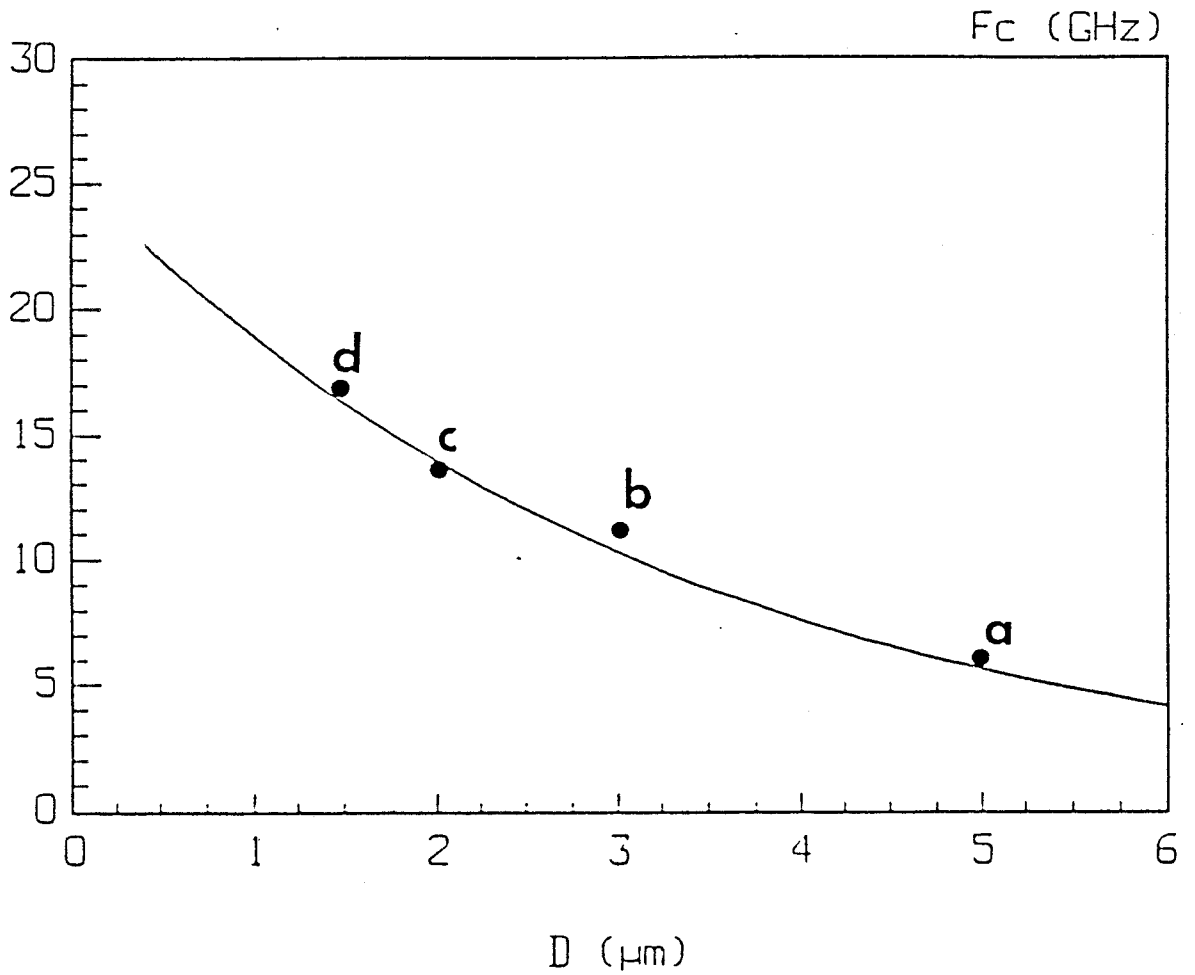


Figure 32
 Comparaison théorie - expérience

- courbe théorique.
 ● Résultats expérimentaux :
- a) CHS ($D = 5 \mu\text{m}$)
 - b/ [27]
 - c) CHS ($D = 2 \mu\text{m}$)
 - d) [7]

B-4) Comparaison théorie - expérience.

Sur la figure 32, nous avons reporté les points expérimentaux que nous avons obtenus par notre caractérisation, ainsi que des points expérimentaux issus de la littérature ([7], [27]) et la courbe calculée que nous avons obtenue à l'aide de notre modèle numérique. Nous constatons un très bon accord entre la théorie et l'expérience, ce qui permet de valider notre simulation numérique.

V) CONCLUSION.

Au cours de ce chapitre, nous avons développé une modélisation numérique du comportement statique et dynamique des photoconducteurs Métal - Semiconducteur - Métal (M.S.M). Etant donnée la structure planaire, le développement d'un calcul bidimensionnel a été nécessaire . Partant de la résolution bidimensionnelle de l'équation et des équations de courant et de continuité, nous avons calculé la réponse dynamique du M.S.M en fonction d'un grand nombre de paramètres géométriques ou électroniques de la structure, et ceci quelle que soit la façon dont on éclaire le M.S.M.. Ainsi nous avons démontré qu'à cause de la faible capacité de ces composants, le temps de réponse est surtout lié à des phénomènes de temps de transit des porteurs, et l'on peut prévoir des fréquences de coupures élevées permettant l'utilisation de ce type de photodétecteur dans un système de transmission analogique opto-hyperfréquence.

Enfin, nous avons comparé nos résultats numériques avec des résultats expérimentaux obtenus sur des M.S.M sur GaAs non dopé ainsi qu'avec des résultats donnés dans la littérature; nous avons pu constater un très bon accord entre théorie et expérience.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE II.

[1] *Bart and al.*

IEEE elec. Devices Letters, Vol 9, N° 10, 1988.

J. B. D Soole and al.

Appl, Phys, Lett, 55(8), pp 729-731 (1989).

J. C. Bischoff an al.

Internationnal Workshop on Physics of Semiconductor Devices, New Delhi, Dec 11-15, 1989.

[2] *SZE and al.*

Solid State Electron, N° 14 (1971).

[3] *Ito and al.*

IEEE, Journal quantum Electron. QE 22, 1986.

[4] *D. J. Jakson and al.*

Proc. of SPIE, High Frequency Optical Communication, pp 104-107 , 23-24 Sptembre, 1986, Cambridge.

[5] *W. Pyo and al.*

IEEE, Transactions Electron Devices , Vol 36, N°4, April, 1989.

[6] *D. Decoster and al.*

Presented at the Inter. Sympos. on GaAs and Related Compounds, Greece, 1987.

[7] *Wada and al.*

IEEE. J. Q. E, Vol 22, N°11, 1986.

[8] *H. Beneking and al.*

Trans. on Electron Devices Vol ED 29 N° 9 Sptembre, 1982.

[9] *O. Fukunobu and al.*

IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE 22, N°3, March 1986.

[10] *Vilcot and al.*

Elctr. Lett 20(7), pp 274-275 , 1984.

[11] *J. C. Gammel and al.*

Trans. on elctr. Devices, Vol ED 28 N° 7, July 1981.

[12] *A. Cappy.*

Thèse de doctorat d'état, Lille, 1986.

J. L. Thobel

Thèse de docteur de l'univésité, Lille, 1988.

[13] *M. Pernisek.*

Thèse de doctorat d'état, Lille, 1990.

[14] *R. W. Hokney and al.*

J. Assoc. Comput, Vol 12, pp 95, March, 1965.

[15] *R. L. Peterson and al.*

IEEE, Journal, Quantum Electrnics, Vol QE 23, N°7, July, 1987.

[16] *H. Beneking and al.*

IEEE. Transactions on elctron Devices, Vol ED 29, N° 9, Spetembre 1982.

[17] *P. Bourel.*

Thèse à paraître, Lille.

[18] *H. Mathieu.*

" Physique des semiconducteurs et des composants électroniques " Masson, 1987.

[19] *J. P. Nougier.*

" Methodes de calcul numérique " Masson, 1987.

[20] *D. L. Schaffeter and al.*

IEEE. Trans. Electr. Devices, Vol ED 16, pp 64-77, 1969.

[21] *D. L Rogers.*

Research Repport. IBM TJ Watson Research Center. RC 11917, 6/2/86.

[22] *Y. C. Lim and al.*

IEEE trans. Electr. Devices. Vol ED 15, pp 173-180, March, 1968.

[23] *J. P. Gouy.*

Thèse de docteur d'université, Lille 1989.

[24] *H. Schumacher and al*

IEEE. Appl. Phys. Lett, 55(8), pp 1989.

Communication privée.

[25] *A. Aboudou.*

Thèse à paraître, Lille.

[26] *C. J. Wu and al.*

Elect. Lett, Vol 17, pp 688-690, Sep 81.

[27] *W. Roth and al*

IEEE trans. on Elect. Devices, Vol ED 32, N° 6, Jun 1985.

CHAPITRE III

ETUDE DE PHOTORECEPTEUR HYPERFREQUENCES RESONANTS.

CHAPITRE III

ETUDE DE PHOTORECEPTEUR

HYPERFREQUENCES RESONANTS.

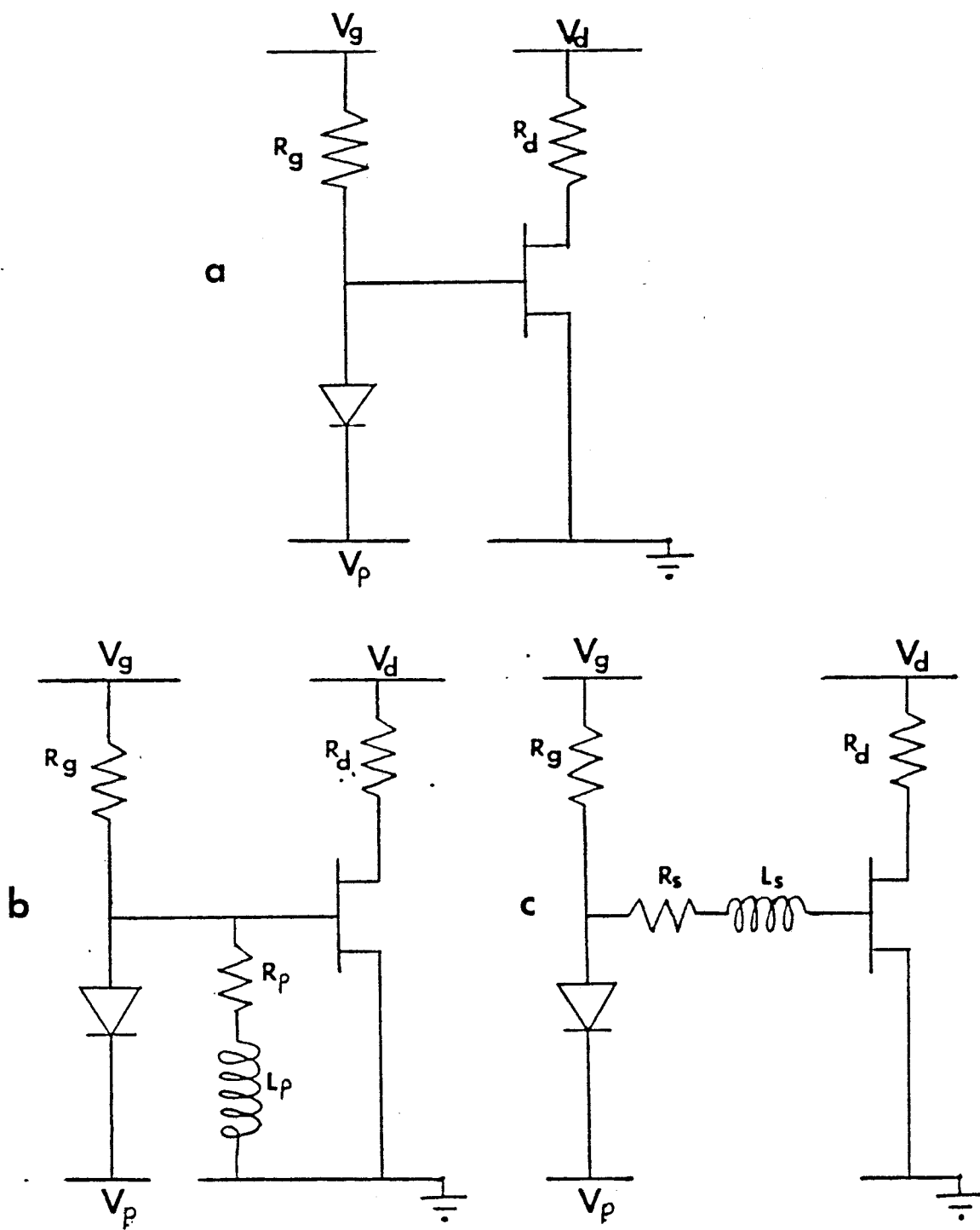


Figure 1
Représentation schématique des configurations
typiques de photorécepteurs.

- a) Photorécepteur à liaison directe.
- b) Photorécepteur résonant parallèle.
- c) Photorécepteur résonant série.

CHAPITRE III.

ETUDE DE PHOTORECEPTEURS HYPERFREQUENCES RESONANTS.

INTRODUCTION.

En général, la puissance du signal électrique disponible à la sortie des photodétecteurs est de très faible valeur (quelques dizaines de μW) . L'association des photodétecteurs en circuits hybrides ou intégrés avec un amplificateur , ou avec des quadripôles d'adaptation [1] peut rendre possible l'exploitation de ce signal. D'énormes progrès ont été réalisés dans ce domaine [2], et notre équipe y a participé activement, en proposant des circuits intégrés optoélectroniques très variés et originaux adaptés à différentes longueurs d'ondes [3], associant photodétecteur et transistor à effet de champ. De tels photorécepteurs sont surtout adaptés pour la détection de signaux digitaux. Cependant, pour des applications micro-ondes et pour la transmission de signaux analogiques dans une bande passante donnée, il est peut être souhaitable d'insérer entre le photodétecteur et le transistor à effet de champ du préamplificateur une inductance, afin d'exalter l'effet de surtension sur la grille du transistor à l'aide du circuit L - C équivalent à l'entrée du transistor.

Dans ce chapitre, nous allons étudier deux structures de photorécepteurs résonants (Photorécepteur Résonant Série P.R.S, Photorécepteur Résonant Parallèle P.R.P) destinés à un fonctionnement en bande X . Dans ce but nous avons tout d'abord mis au point un logiciel de simulation que nous présentons dans une première partie, et dans une seconde partie, nous présentons quelques résultats expérimentaux sur une structure hybride afin de vérifier sur un dispositif l'existence et l'intérêt d'un tel phénomène.

1) DESCRIPTION GENERALE.

Les différentes configurations de photorécepteurs que nous avons étudiées sont présentées figure 1.

La figure 1,a représente une structure conventionnelle d'un photorécepteur optique type haute impédance. La liaison entre le photodétecteur et le MESFET est directe. Le photocourant généré par la photodiode est converti en tension par l'impédance d'entrée de l'étage amplificateur, cette tension est ensuite amplifiée d'un

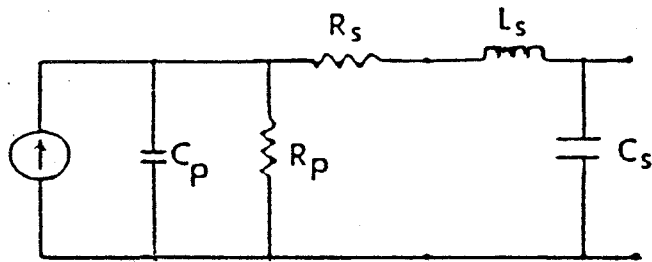


Figure 2

Schéma électrique équivalent du photodétecteur.

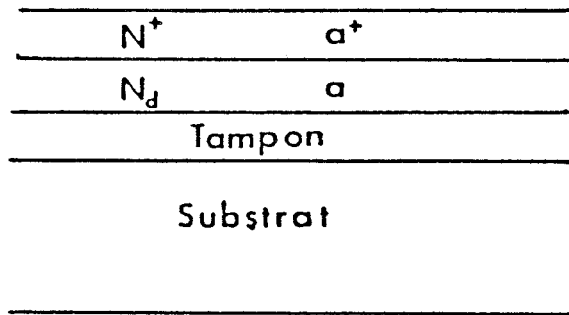


Figure 3

Epitaxie classique pour la réalisation d'un MESFET.

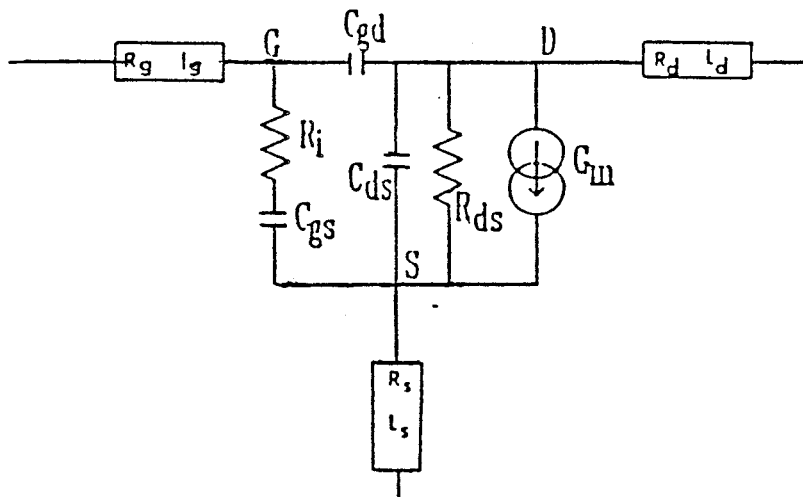


Figure 4

Schéma électrique équivalent petit signal d'un MESFET.

facteur A, gain de l'amplificateur. Malheureusement en hautes fréquences, la capacité interne du photodétecteur, la capacité C_{gs} du MESFET, et les diverses capacités parasites réduisent le signal à l'entrée de l'amplificateur, et par conséquent le rapport signal sur bruit (SNR) se dégrade [4].

Pour palier à cet inconvénient, une solution simple serait d'intercaler une inductance entre le photodétecteur et le MESFET. Deux types de configurations sont possibles :

1/ Le photorécepteur résonant parallèle P.R.P (figure 1,b) : dans ce cas, l'inductance représentée par son impédance équivalente (L_p, R_p) est placée en parallèle entre le photodétecteur et le MESFET.

2/ Le photorécepteur résonant série P.R.S (figure 1,c) : dans ce cas, la liaison entre le photodétecteur et le MESFET est réalisée par l'intermédiaire de l'inductance (L_s, R_s).

Ainsi, grâce au phénomène de résonance du circuit L-C à l'entrée de l'étage amplificateur, on peut espérer obtenir un maximum de tension à l'entrée de l'amplificateur à la fréquence de résonance, et donc, une amélioration du rapport signal sur bruit.

II) ETUDE SIMPLIFIEE A L'AIDE DU SCHEMA EQUIVALENT.

A) PHOTODETECTEUR.

Le schéma électrique équivalent petit signal d'un photodétecteur est donné par la figure 2. Il est constitué d'un générateur de courant équivalent I_{ph} , de la capacité et la résistance interne du photodétecteur (C_d, R_d), et des éléments parasites (L_s, R_s, C_s). La détermination des valeurs des différents éléments est obtenue par la mesure du coefficient de réflexion du photodétecteur, qu'on introduit dans le logiciel de simulation et d'optimisation en régime linéaire " TOUCHSTONE " afin d'ajuster les différentes valeurs du circuit électrique.

B) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP.

La structure générale d'une épitaxie pour la réalisation d'un MESFET sur Arséniure de Gallium est présentée figure 3 [5]. Elle comporte trois niveaux distincts :

- une couche surdopée N^+ , sur laquelle on réalise les contacts ohmiques drain - source.
- une couche active d'épaisseur " a " avec un dopage N_d , sur laquelle on réalise la grille du transistor.

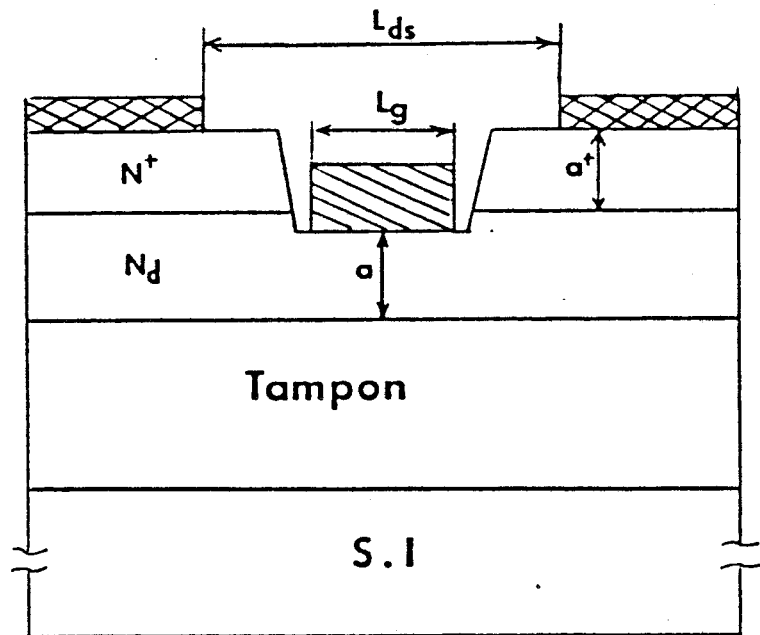


Figure 5
Structure classique d'un MESFET

$L_g = 5 \mu\text{m}$
 $L_{DS} = 3 \mu\text{m}$
 $W = 2 \times 150 \mu\text{m}$
 $a = 2 \mu\text{m}$
 $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ atm/cm}^3$
 $a^+ = 2 \mu\text{m}$
 $N^+ = 3 \cdot 10^{18} \text{ atm/cm}^3$

MODELE DU TRANSISTOR 2 doigts 2 x 150 μm $L_g = 5 \mu\text{m}$	Gm	43 mS
	Tau	3 pS
	Ri	3 Ω
	Rg	16 Ω
	Rs=Rd	3 Ω
	Gd	(1/200) S
	Cgs	0.24 pF
	Cgd	0.03 pF
	Cds	0.07 pF

Tab 1

- une couche tampon pour assurer l'isolation entre la couche active et le substrat.
Enfin un substrat semi-isolant sert de support lors de la croissance épitaxiale des couches précédentes.

Un programme réalisé au laboratoire [6], nous permet de déterminer le schéma électrique petit signal équivalent du MESFET à partir des paramètres géométriques et physiques de la structure utilisée. Le schéma électrique équivalent en régime petit signal d'un MESFET est présenté figure 4. Le tableau I, nous donne les résultats typiques obtenus grâce à ce logiciel pour un MESFET dont la structure est donnée figure 5.

C) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT D'UNE TETE OPTIQUE.

Les deux configurations de photorécepteurs (1,b) et (1,c) seront totalement caractérisées par la connaissance de l'évolution dynamique du rapport signal sur bruit SNR.

C-1) LE SIGNAL.

La tension du signal disponible à la sortie de chaque photorécepteur, chargé sur $R_o = 50$ Ohms, est déterminée par la relation suivante :

$$V_{\text{sor}} = I_{\text{ph}} \cdot Z_{21}$$

où Z_{21} est la fonction de transfert du photorécepteur, I_{ph} est le photocourant généré par le photodétecteur. Ce photocourant est directement lié à la puissance du rayonnement lumineux incident par la relation suivante :

$$I_{\text{ph}} = R_e \cdot P_L$$

où R_e est le coefficient de réponse du photodétecteur (A/W) , et P_L est la puissance lumineuse incidente.

Si on suppose que le rayonnement incident est modulé sinusoïdalement :

$$P_L(t) = P_o \cdot [1 + m \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)]$$

P_o : puissance lumineuse moyenne.

m : taux de modulation.

f : fréquence de modulation.

le photocourant généré moyen I_{gm} , et le photocourant généré efficace I_{ge} sont donnés par les relations suivantes :

$$I_{gm} = R_e.P_o \quad \text{et} \quad I_{ge} = R_e.P_o.m/\sqrt{2}$$

Ainsi, la puissance disponible en sortie du photorécepteur P_s , chargé sur $R_o = 50$ Ohms, est donnée par :

$$P_s = [Z_{21}.I_{ge}]^2 / R_o.$$

et en fonction de la puissance de la lumière incidente, cette relation s'écrit alors :

$$P_s = [m.R_e.P_o.Z_{21}]^2 / [2.R_o].$$

C-2) LE BRUIT.

Quelles sont les différentes sources de bruit qui interviennent dans chacun des composants de la tête optique ? . Il s'agit :

- du bruit thermique dû aux différentes résistances présentes dans le circuit (résistance de polarisation, résistance de grille du transistor, résistance interne du photodétecteur...); sa densité spectrale est donnée par la relation [7] :

$$S_r = [4.k.T.R] \quad [\text{Volt}^2/\text{Hz}].$$

k = constante de Boltzman.

T = température absolue.

R = résistance équivalente.

- du bruit thermique associé à l'impédance du canal du MESFET; sa densité spectrale est donnée par :

$$S_a = [4.k.T.\Gamma] / g_m \quad [\text{Volt}^2/\text{Hz}].$$

où g_m est la transconductance du transistor à effet de champ. Pour un MESFET GaAs Γ est un coefficient de l'ordre de 1.1 [8].

- du bruit de grenaille délivré par le photodétecteur; on calcule sa densité spectrale à partir de la relation [9] :

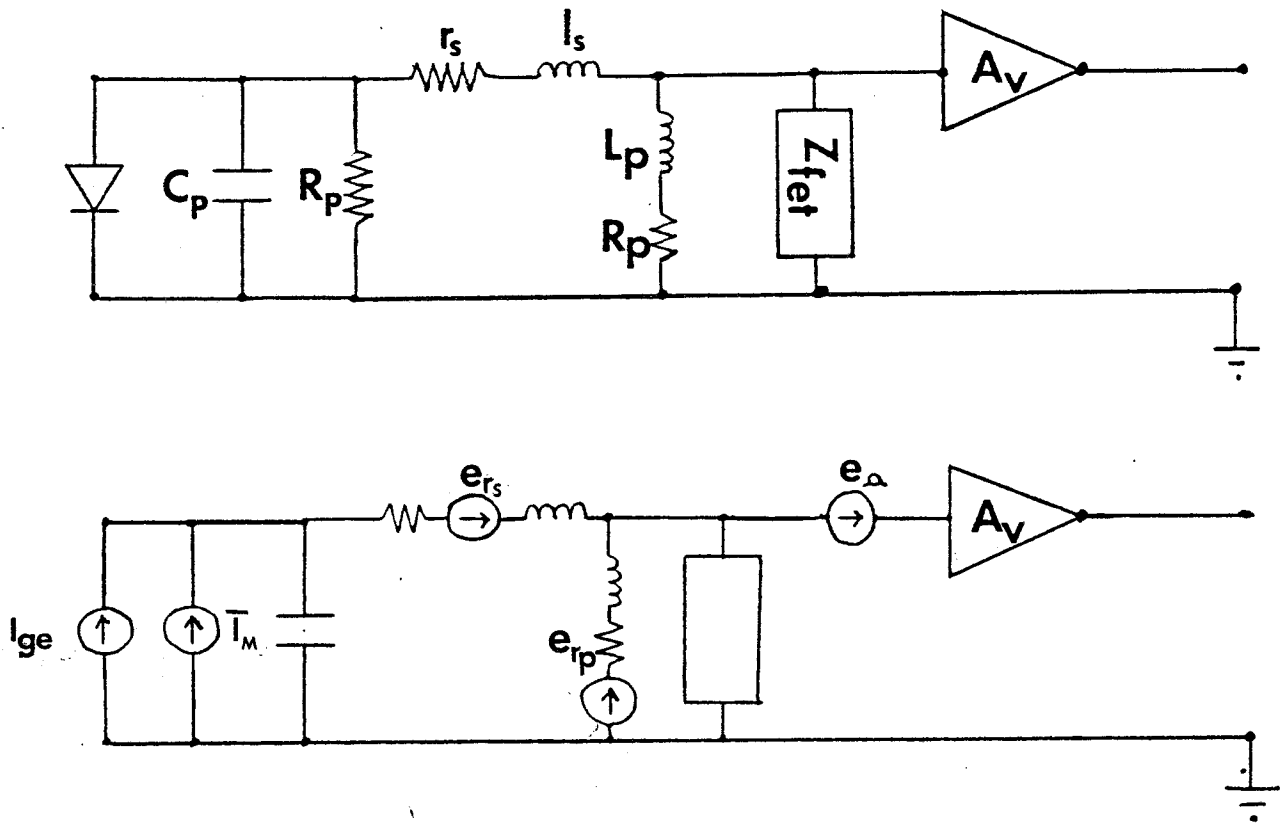


Figure 6

Schéma équivalent du PRP.

- a) Schéma électrique petit signal
- b) Schéma électrique incluant les diverses sources de bruit.

$$S_i = 2.q. [I_{obs} + I_{gm}] \quad [Amp^2/Hz].$$

où I_{obs} est le courant d'obscurité du photodétecteur, I_{gm} est le courant moyen photogénéré par le photodétecteur.

On considère que les différentes sources de bruit ne sont pas liées entre elles de sorte que chacune contribue de manière indépendante à la puissance de bruit totale.

La puissance de bruit totale en sortie du photorécepteur, chargé sur $R_o = 50$ Ohms, dans une bande de fréquence B, est déterminée par la relation :

$$P_b = [S_i.H_i(w)^2 + S_r.H_r(w)^2 + S_a.H_a(w)^2].B. R_o.$$

$H_i(w)$, $H_r(w)$, et $H_a(w)$ sont les fonctions de transfert pour chaque source de bruit, qui seront bien sûr fonction des éléments constituant la tête optique, et de leur disposition.

Le rapport signal sur bruit du photorécepteur sera donc égal à

$$S.N.R = \frac{[Z_{21}.I_{ph}]^2}{[S_i.H_i(w)^2 + S_r.H_r(w)^2 + S_a.H_a(w)^2].B}$$

III) PHOTORECEPTEUR RESONANT PARALLELE P.R.P.

Les figures 6,a et 6,b représentent respectivement le schéma électrique équivalent du circuit résonant parallèle et le circuit équivalent incluant les diverses sources de bruit. L'inductance de liaison est représentée par son impédance équivalente (R_p, L_p).

Le signal détecté ainsi que le bruit de grenaille sont représentés par leur courant respectif I_{ge} et $I_{gobs} + I_{gm}$. Le premier est le courant signal généré par la lumière incidente du photodétecteur, et le second, la contribution du courant d'obscurité du photodétecteur et du photocourant moyen.

Les bruits provenant des résistances R_{ph} , r_g , et R_p sont représentés par leurs sources de bruit respectives e_{Rph} , e_{rg} , et e_{Rp} . La résistance interne du photodétecteur est suffisamment grande pour que sa contribution au bruit total soit négligeable. Par simplification nous omettons la contribution au bruit de la résistance de grille r_g et de la résistance équivalente R_p de l'élément inductif.

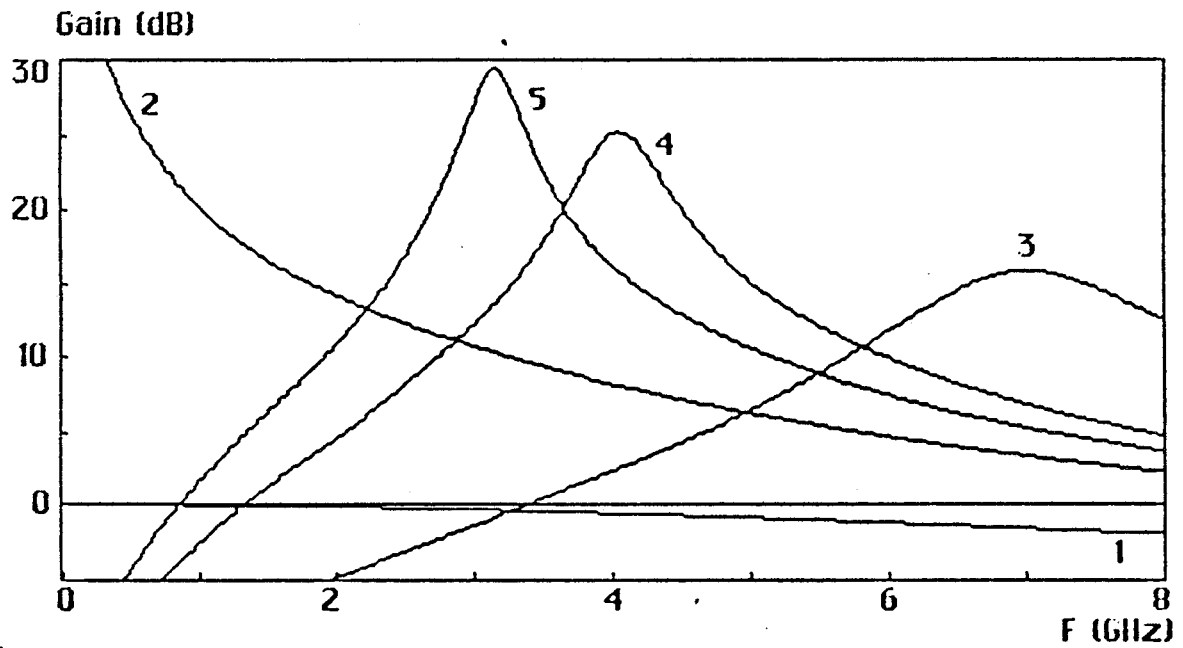


Figure 7

Evolution du gain du PRP en fonction de la fréquence

(voir page III-6 pour les autres paramètres caractéristiques)

1/ Photodétecteur seul

2/ Liaison directe ($L_p = \infty$).

3/ $L_p = 1$ nH

4/ $L_p = 3$ nH

5/ $L_p = 5$ nH

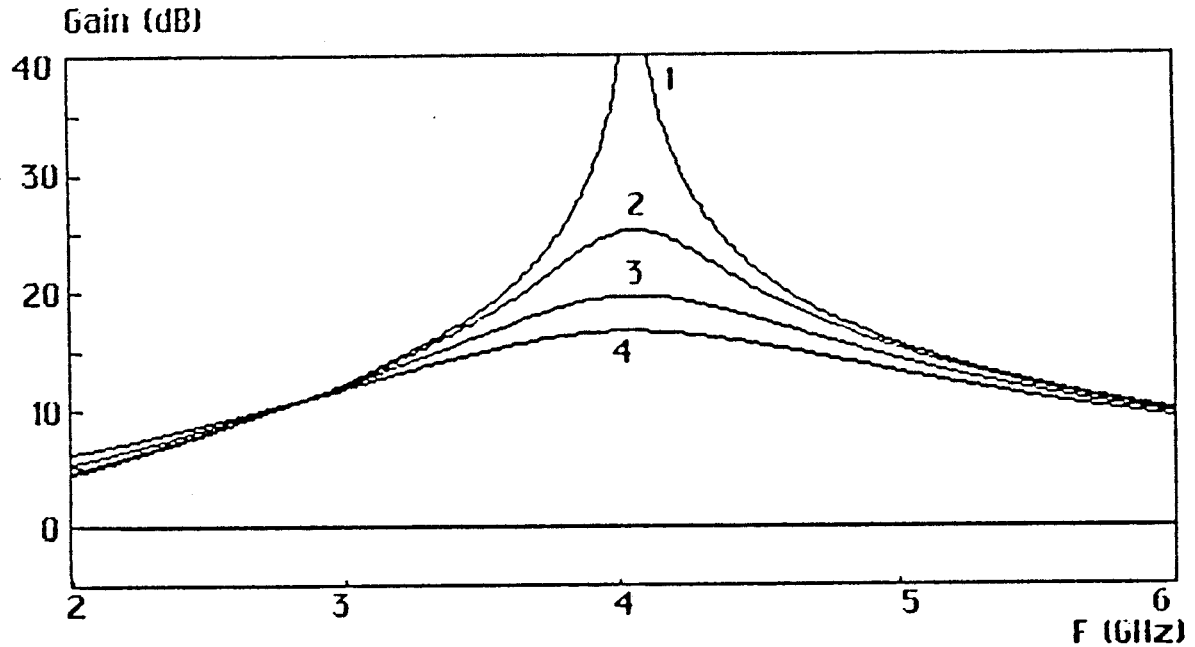


Figure 8

Influence de la résistance R_p sur le gain du photorécepteur pour $L_p = 3$ nH.

1/ $R_p = 0 \Omega$

2/ $R_p = 10 \Omega$

3/ $R_p = 20 \Omega$

4/ $R_p = 30 \Omega$

A) GAIN DU PHOTORECEPTEUR P.R.P

La fonction de transfert Z_{21} du photorécepteur résonant parallèle, définie par le rapport tension de sortie V_{sor} - courant d'entrée I_{ph} , chargé sur $R_o = 50$ Ohms est donnée par la relation suivante :

$$Z_{21p} = [V_{sor}/I_{ph}] = A_v/[Y_{eq}]$$

où A_v est le gain en tension du transistor exprimé en fonction des paramètres caractéristiques du MESFET [9] (transconductance g_m , capacité C_{gs} ...voir annexe II) , et Y_{eq} est l'admittance équivalente à l'entrée de l'amplificateur; sa valeur est déterminée par la relation :

$$Y_{eq} = j.C_{ph}.w + 1/R_{ph} + 1/[r_p + j.L_p.w] + Y_{infet}$$

Y_{infet} est l'admittance d'entrée du MESFET chargé sur 50 Ohms.

Le gain en courant $G_i(w)$ de la tête optique défini par le rapport du courant de sortie I_{sor} et du photocourant I_{ph} peut donc être donné par :

$$G_i(w) = I_{sor}/I_{ph} = Z_{21p} /R_o$$

En supposant que le photorécepteur soit adapté à 50 Ω , $G_i(w)$ pourrait représenter le gain en puissance comparé à un photodétecteur directement chargé sur 50 Ω .

L'expression détaillé de ce gain, ainsi que le calcul correspondant, partant des caractéristiques du transistor et des circuits électriques équivalents sont donnés dans l'annexe II.

La figure 7 représente l'évolution fréquentielle du gain en courant du photorécepteur P.R.P, pour différentes valeurs de l'inductance.

Les valeurs des éléments du circuit que nous avons utilisées pour le calcul du gain $G_i(w)$ sont :

- la transconductance $g_m = 35$ mS
- les capacités $C_{ph} = .3$ pF
 $C_{gs} = .22$ pF
- les résistances $R_{ph} = 10$ K Ω
 $R_d = 250$ Ω .
 $R_i = 2$ Ω

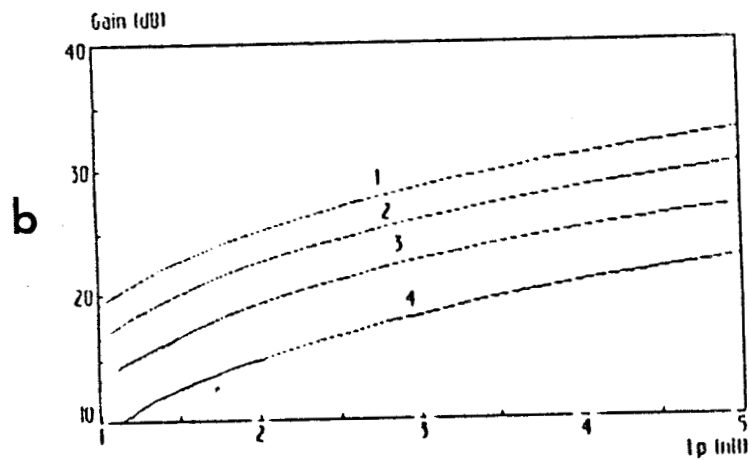
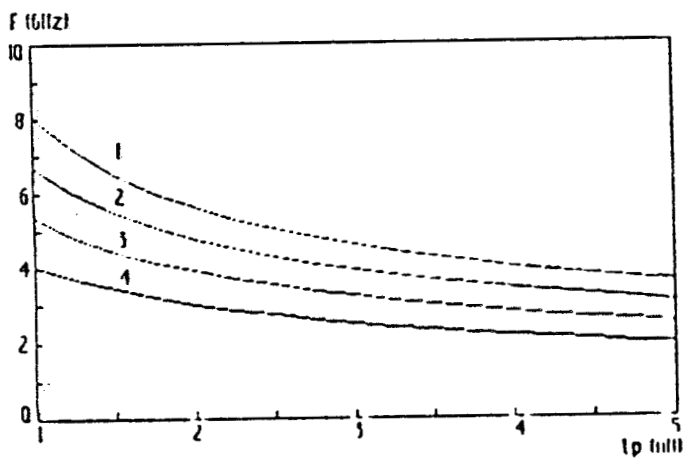
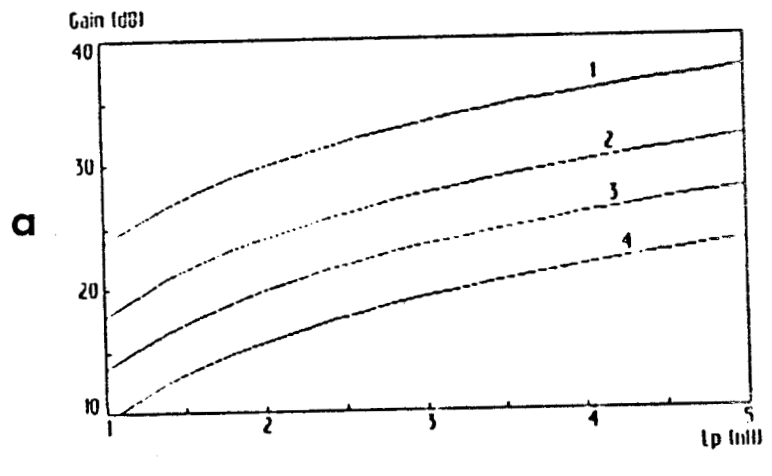
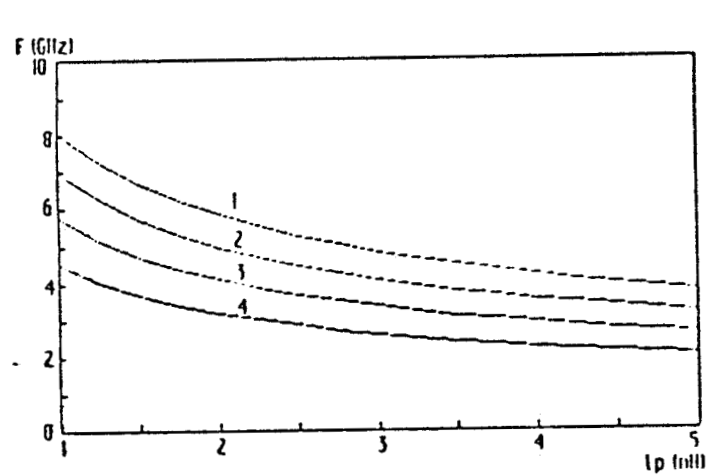


Figure 9
Evolution du gain et de la fréquence de résonance du PRP
en fonction de l'inductance de liaison L_p

a/ $C_{gs} = .22 \text{ pF}$

1/ $C_{ph} = .1 \text{ pF}$

2/ $C_{ph} = .25 \text{ pF}$

3/ $C_{ph} = .5 \text{ pF}$

4/ $C_{ph} = 1 \text{ pF}$

b/ $C_{ph} = .3 \text{ pF}$

1/ $C_{gs} = .1 \text{ pF}$

2/ $C_{gs} = .25 \text{ pF}$

3/ $C_{gs} = .5 \text{ pF}$

4/ $C_{gs} = 1 \text{ pF}$

$$\begin{aligned}
 r_g &= 1.5 \Omega \\
 r_s &= 2 \Omega \\
 R_p &= 15 \Omega \\
 l_s = l_g &= .5 \text{ nH}
 \end{aligned}$$

- les inductances

On constate, que pour chaque courbe, il existe un maximum qui correspond à un maximum de transfert énergie optique - énergie électrique dû au phénomène de résonance du circuit L-C.

La condition de résonance est obtenue lorsque la partie imaginaire de l'admittance totale équivalente du photorécepteur est nulle:

$$\text{Im}(Y_{eq}) = 0$$

Dans le cas du photorécepteur P.R.P , cette condition peut s'écrire approximativement sous la forme suivante :

$$j \cdot C_{ph} \cdot \omega + \text{Im}(1/Z_{infet}) + 1/j \cdot L_p \cdot \omega = 0$$

Ainsi, connaissant la fréquence de modulation de la lumière incidente, on pourrait déterminer l'inductance adéquate qui nous permet de réaliser le maximum de transfert énergie optique - énergie électrique à la fréquence de travail.

A titre d'exemple, si la lumière incidente est modulée à la fréquence $F = 4$ GHz, pour un photorécepteur à liaison directe, le transfert en courant est proche de 10 dB à la fréquence de travail (figure 7); ce transfert passerait à une valeur proche de 25 dB si entre le photodétecteur et le transistor on place en parallèle une inductance égale à $L_p = 3$ nH, soit un gain de 15 dB.

La courbe 8 représente l'influence de la résistance de l'inductance de liaison sur le gain du photorécepteur. On note que la fréquence de résonance du photorécepteur ne varie pas avec la valeur de cette résistance; en revanche son rôle est tout à fait néfaste sur le gain. En effet le gain du photorécepteur P.R.P est largement supérieur à 40 dB à 4 GHz et pour une inductance de 3 nH si on néglige la résistance de l'inductance, et pour une résistance de 10Ω , le gain du photorécepteur chute à 25 dB, soit une dégradation de 15 dB. Un tel résultat montre l'intérêt de minimiser la valeur de la résistance de l'inductance pour profiter au maximum de l'effet de résonance.

Les figures 9,a et 9,b représentent un réseau de caractéristiques donnant la fréquence de résonance , et le gain en courant à cette fréquence pour le photorécepteur P.R.P en fonction de la valeur de l'inductance, pour différentes capacités internes du

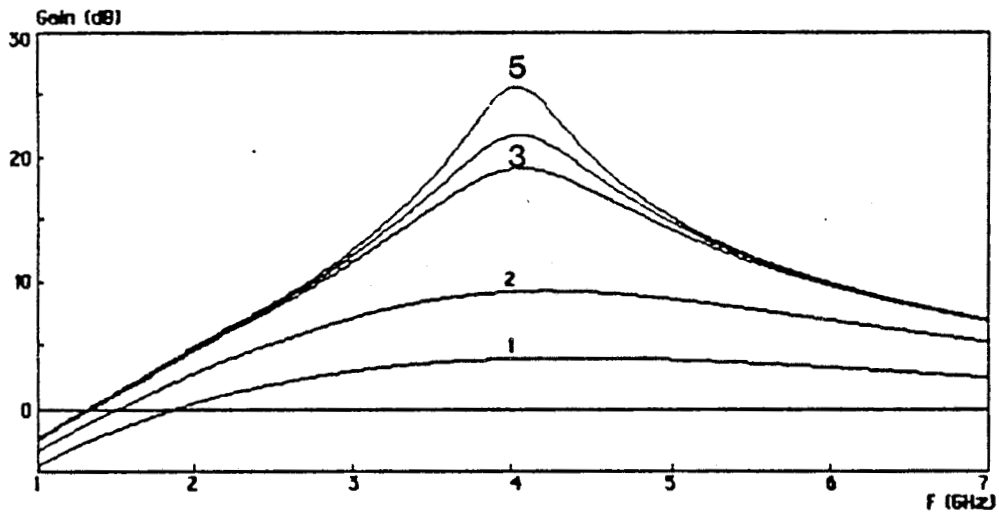


Figure 10

Influence de la résistance de polarisation R_G
 sur le gain du PRP pour $L_p = 3$ nH.

- 1/ $R_G = 50 \Omega$ 2/ $R_G = 100 \Omega$ 3/ $R_G = 1 \text{ K}\Omega$
 4/ $R_G = 5 \text{ K}\Omega$ 5/ $R_G = \infty$

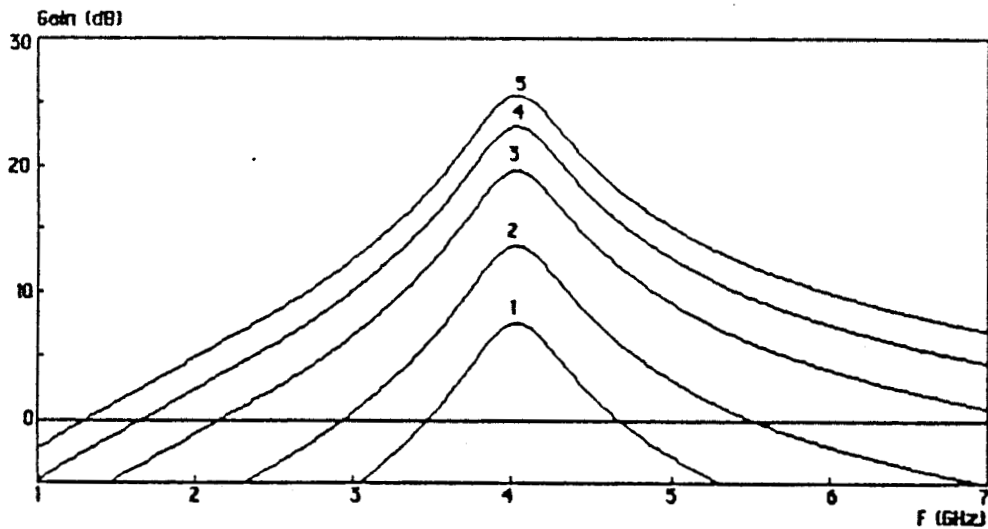


Figure 11

Influence de la transconductance g_m sur
 le gain du PRP pour $L_p = 3$ nH et $R_p = 15 \Omega$

- 1/ 5 mS 2/ 10 mS 3/ 20 mS 4/ 30 mS 5/ 40 mS

photodétecteur et de la capacité C_{gs} du transistor. En général, on constate que plus l'inductance est grande, plus la fréquence de résonance est faible, mais en revanche le gain du photorécepteur est de plus en plus élevé. On note qu'il est préférable que la valeur des capacités du photodétecteur C_{ph} et du transistor soient faibles pour éviter une dégradation des caractéristiques du photorécepteur.

On peut aussi se demander : quelle serait la valeur minimale que pourrait prendre la résistance de polarisation R_G de la grille du transistor sans qu'il y est dégradation du gain du photorécepteur ? Pour cela nous avons étudié l'évolution du gain de la tête optique résonante à 4 GHz ($L_p = 3$ nH), pour différentes résistances de polarisation R_G (figure 10). On constate qu' au dessous d'une résistance de 1 K Ω , le gain du photorécepteur se dégrade très rapidement. En effet la chute du gain du photorécepteur n'est que de 3 dB si la résistance R_G passe de l'infini à 5 K Ω , en revanche si la résistance passe de 1 K Ω à 100 Ω , la chute du gain du photorécepteur est proche de 12 dB. Pour éviter une telle dégradation du gain, il est donc important de choisir une résistance de polarisation R_G supérieure à quelques kilohms.

La figure 11 représente l'évolution du gain du photorécepteur P.R.P en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la transconductance du transistor. La valeur de l'inductance L_p est égale à 3 nH . La fréquence de résonance du photorécepteur P.R.P reste quasiment constante quelle que soit la valeur du g_m , mais par contre l'obtention d'un gain élevé nécessite des transconductances de grandes valeurs.

B) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT.

La valeur de la puissance de bruit totale en sortie du photorécepteur P.R.P dans la bande de fréquence B est donnée par la relation suivante :

$$P_b = [S_a \cdot H_a(w)^2 + S_i \cdot H_i(w)^2] \cdot B \cdot R_o$$

avec :

$$H_a(w) = A_v(w) \quad \text{et} \quad H_i(w) = Z_{21p}(w) = A_v(w) / Y_{eq}$$

d'où :

$$P_b = A_v(w)^2 \cdot [S_a + S_i / (Y_{eq})^2] \cdot B \cdot R_o$$

et le rapport du signal sur bruit SNR du photorécepteur sera donc déduit de la relation suivante :

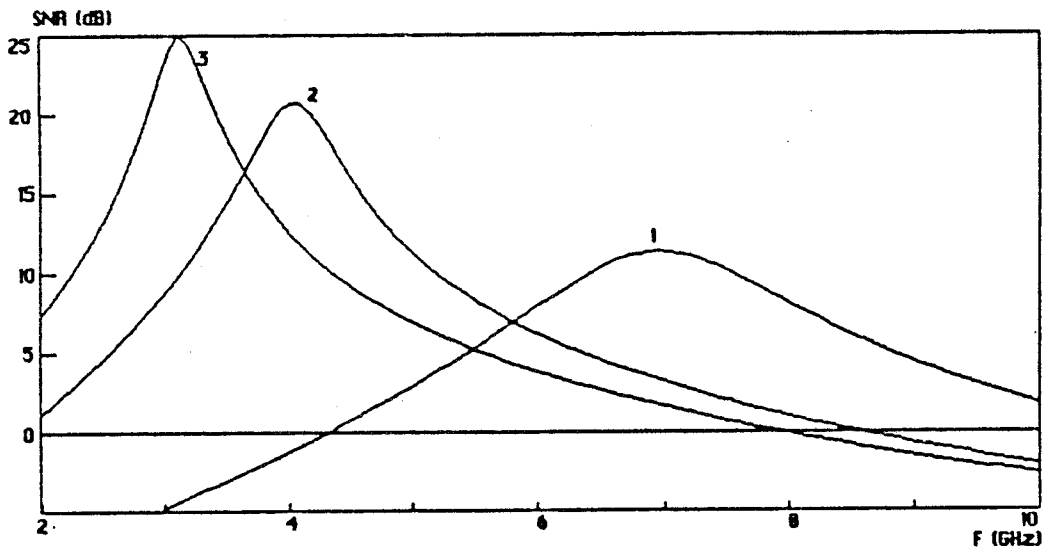


Figure 12

Evolution du rapport signal sur bruit SNR
du PRP en fonction de la fréquence.

$$(I_{ge} = 20 \mu A, I_{obs} + I_{gm} = 30 \mu A)$$

(Voir page III-6 pour les autres paramètres caractéristiques)

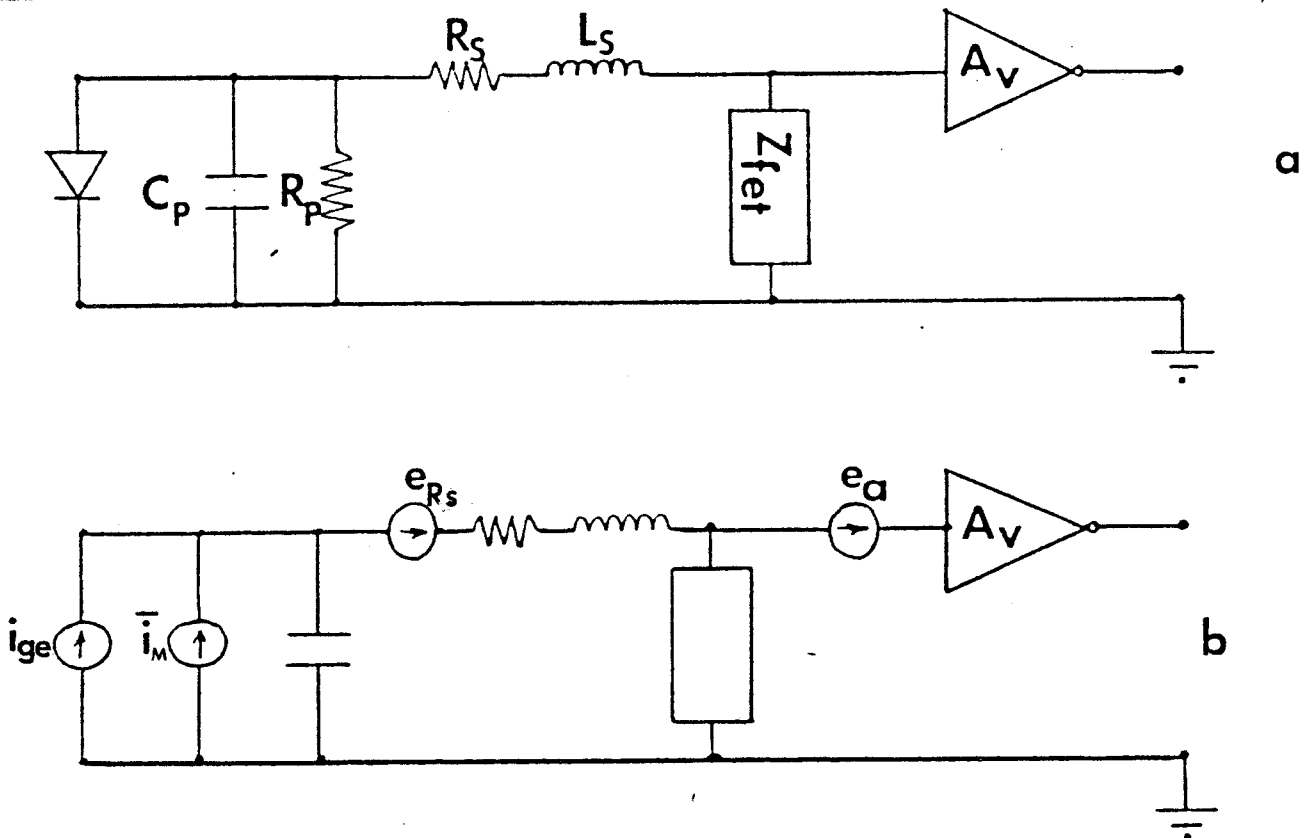


Figure 13

Schéma équivalent du PRS.

a) Schéma électrique petit signal.

b) Schéma électrique incluant les diverses sources de bruit.

$$\text{SNR} = \frac{I_{\text{ph}}^2}{B.[S_a.(Y_{\text{eq}})^2 + S_i]}$$

En fonction de la puissance lumineuse P_L , le SNR du photorécepteur P.R.P est donné par la relation :

$$\text{SNR} = \frac{(m.P_L.R_e)^2}{2.B.[S_a.Y_{\text{eq}}^2 + S_i]}$$



L'évolution dynamique du SNR du photorécepteur résonant parallèle est donnée figure 12, et pour différentes inductances parallèles L_p . Comme pour le gain, on retrouve le phénomène de résonance du circuit L - C, qui permet d'améliorer le rapport signal sur bruit de la tête optique.

IV) PHOTORECEPTEUR RESONANT SERIE (P.R.S).

Le schéma équivalent du photorécepteur, ainsi que le schéma incluant les diverses sources de bruit sont donnés figures 13,a et 13,b . On retrouve les mêmes éléments que pour le circuit résonant parallèle, mais dans ce cas l'inductance (R_s, L_s) est placée en série entre le photodétecteur et le transistor à effet de champ.

A) GAIN DU PHOTORECEPTEUR P.R.S

On démontre facilement que la fonction de transfert de ce photorécepteur peut se mettre sous la forme suivante :

$$Z_{21s} = [A_v.Z_{\text{infet}}.Z_{\text{ph}}]/[Z_{\text{total}}]$$

avec :

$$Z_{\text{total}} = Z_{\text{ph}} + Z_s + Z_{\text{infet}}$$

où Z_{ph} et Z_s sont respectivement l'impédance du photodétecteur et l'impédance équivalente de l'inductance. Leurs valeurs sont données par:

$$1/Z_{\text{ph}} = j.C_{\text{ph}}.w + 1/R_{\text{ph}} \quad \text{et} \quad Z_s = r_s + j.L_s.w$$

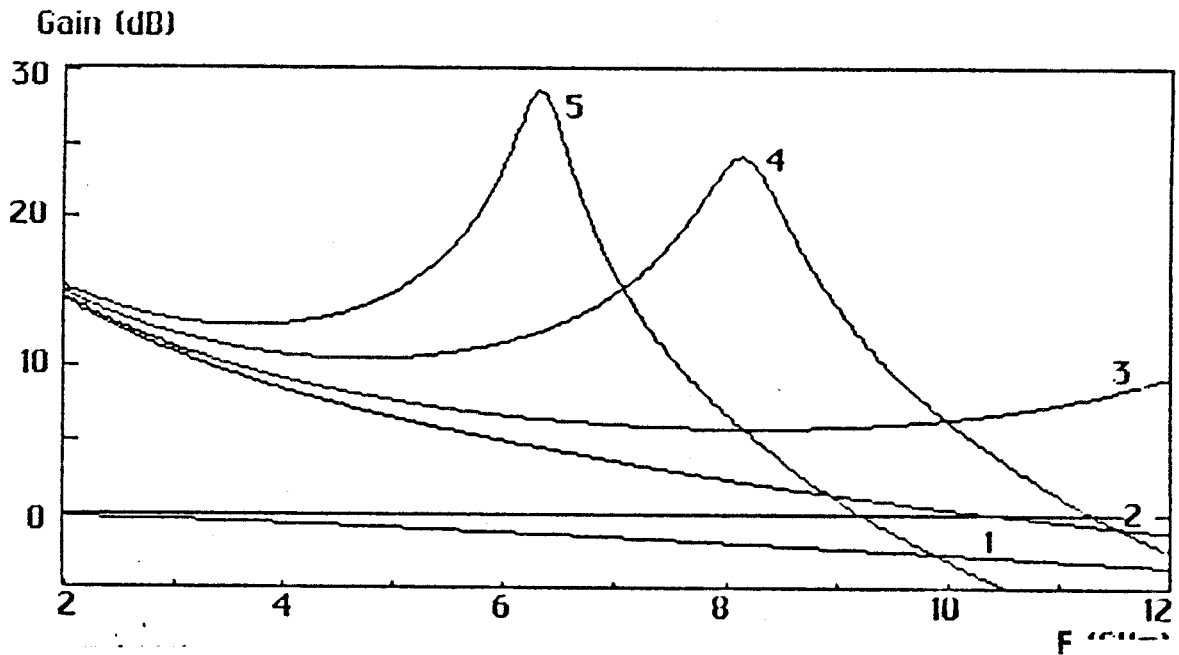


Figure 14

L'évolution du gain du PRS en fonction de la fréquence

(Voir page III-10 pour les autres paramètres caractéristiques)

1/ Photodétecteur seul

2/ Liaison directe ($L_s = 0$).

3/ $L_s = 1$ nH

4/ $L_s = 3$ nH

5/ $L_s = 5$ nH

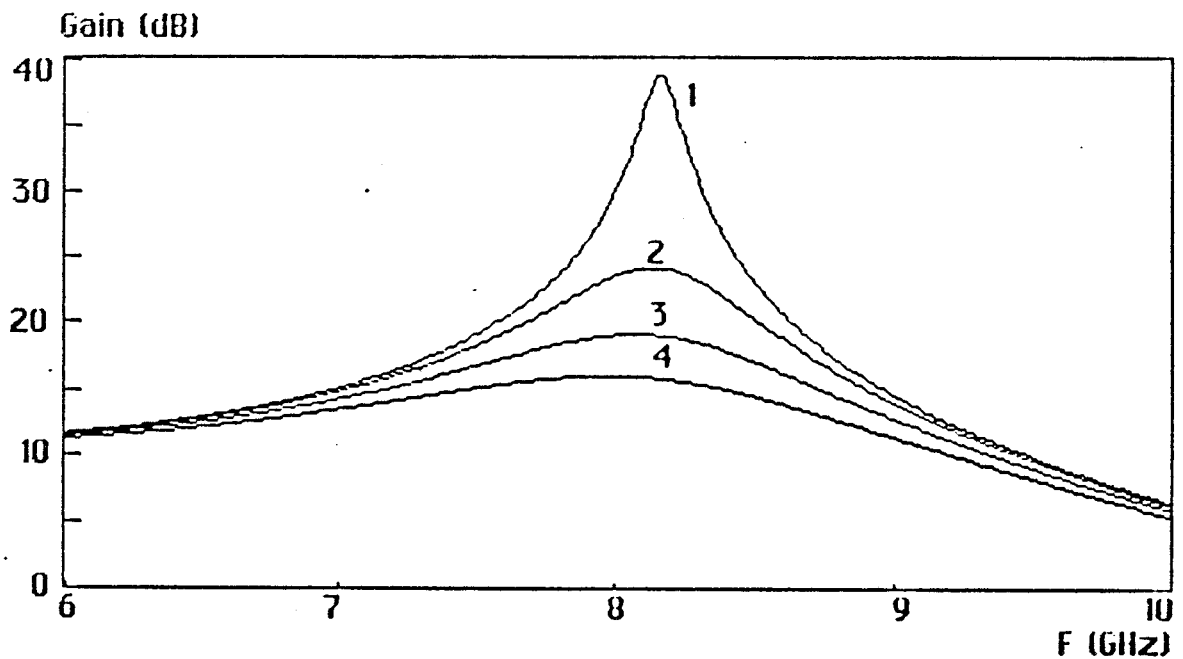


Figure 15

Influence de la résistance R_s sur le gain
du photorécepteur pour $L_s = 3$ nH.

1/ $R_s = 0 \Omega$

2/ $R_s = 10 \Omega$

3/ $R_s = 20 \Omega$

4/ $R_s = 30 \Omega$

A_v et Z_{infet} sont respectivement le gain en tension et l'impédance d'entrée du transistor chargé sur $R_o = 50$ Ohms. (Voir annexe II pour le détail du calcul prenant en compte les caractéristiques du transistor et du circuit électrique)

Le gain en courant du photorécepteur P.R.S est donné par la relation suivante :

$$G_i(w) = I_{sor}/I_{ph} = Z_{21s}/R_o$$

L'évolution dynamique du gain G_i du photorécepteur est donnée figure 14. On constate comme pour le P.R.P, qu'il existe une fréquence pour laquelle on obtient un maximum de transfert optique - électrique correspondant à la fréquence de résonance du filtre en π constitué par Z_{ph} , Z_s et Z_{infet} à l'entrée du transistor.

Les valeurs des éléments du circuit que nous avons utilisées pour le calcul du gain $G_i(w)$ de ce photorécepteur sont :

- la transconductance	$g_m = 35$ mS
- les capacités	$C_{ph} = .3$ pF
	$C_{gs} = .22$ pF
- les résistances	$R_{ph} = 10$ K Ω
	$R_d = 250$ Ω .
	$R_i = 2$ Ω
	$r_g = 1.5$ Ω
	$r_s = 2$ Ω
	$R_s = 15$ Ω
- les inductances	$l_s = l_g = .3$ nH

Ainsi, grâce à ce phénomène, on peut améliorer le transfert optique - électrique de 20 dB à la fréquence 8 GHz en plaçant une inductance série L_s de 3 nH entre le photodétecteur et l'élément amplificateur.

La résonance pour ce photorécepteur est obtenue quand la partie imaginaire de l'impédance Z_{total} est nulle :

$$\text{Im}(Z_{total}) = 0$$

En fonction des éléments du photorécepteur cette condition peut s'écrire approximativement sous la forme suivante :

$$j.L_s.w + 1/j.C_{ph}.w + \text{Im}(Z_{infet}) = 0$$

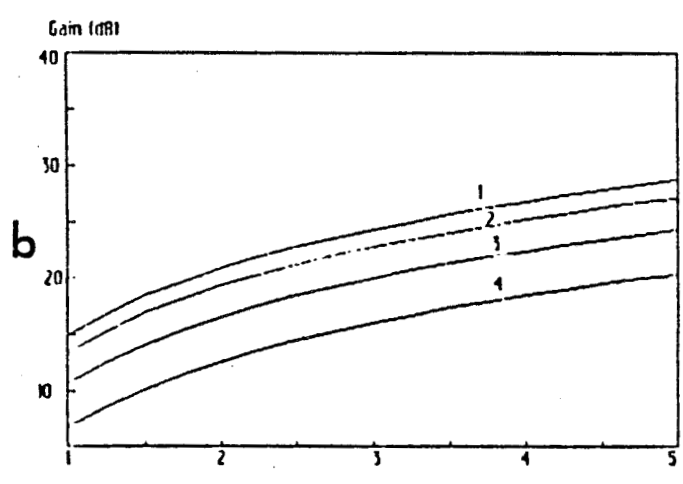
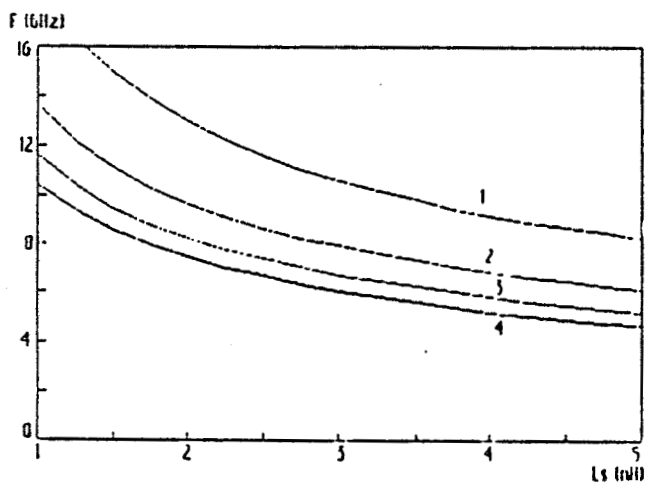
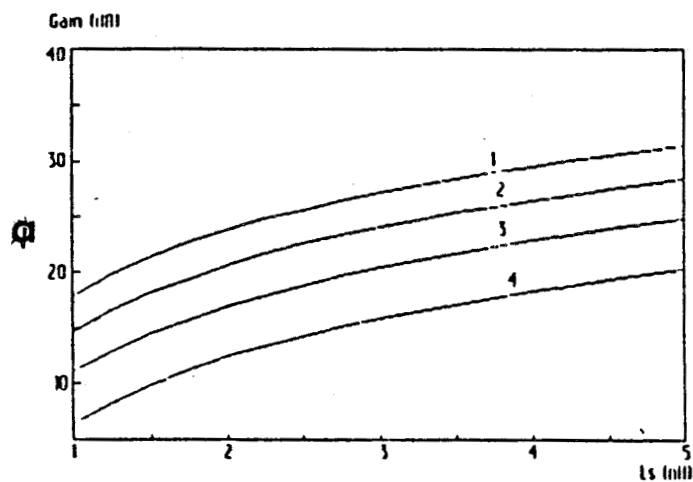
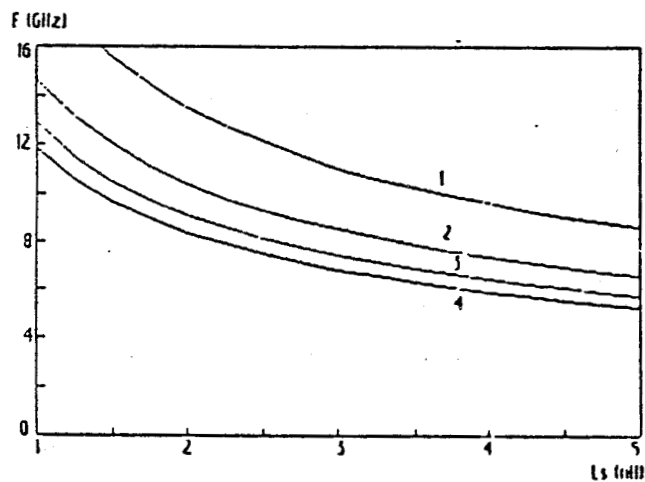


Figure 16

Evolution du gain et de la fréquence de résonance du PRS
en fonction de l'inductance de liaison L_S

a/ $C_{gs} = .22 \text{ pF}$

b/ $C_{ph} = .3 \text{ pF}$

1/ $C_{ph} = .1 \text{ pF}$

1/ $C_{gs} = .1 \text{ pF}$

2/ $C_{ph} = .25 \text{ pF}$

2/ $C_{gs} = .25 \text{ pF}$

3/ $C_{ph} = .5 \text{ pF}$

3/ $C_{gs} = .5 \text{ pF}$

4/ $C_{ph} = 1 \text{ pF}$

4/ $C_{gs} = 1 \text{ pF}$

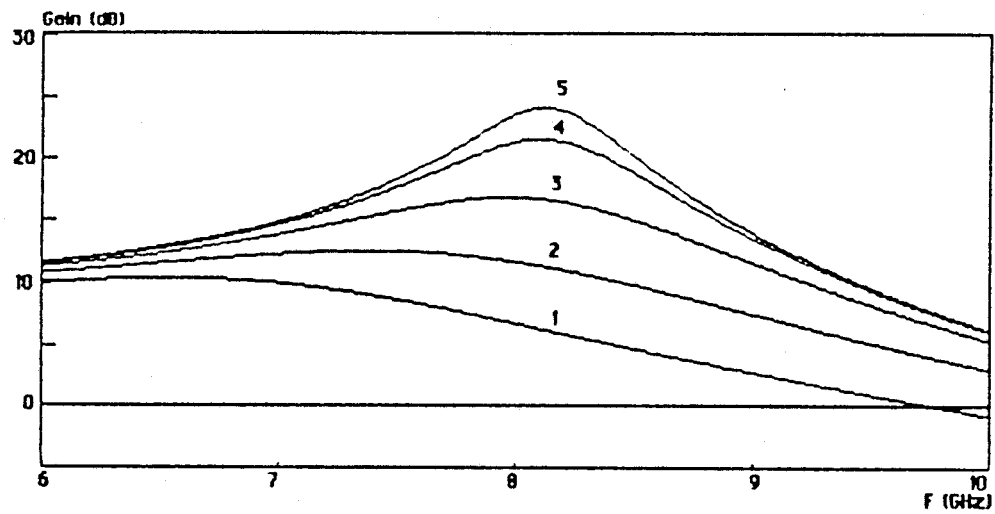


Figure 17
Influence de la résistance de polarisation R_G
sur le gain du PRS pour $L_s = 3$ nH.

- 1/ 50Ω 2/ 100Ω 3/ $1 \text{ K}\Omega$ 4/ $5 \text{ K}\Omega$ 5/ ∞

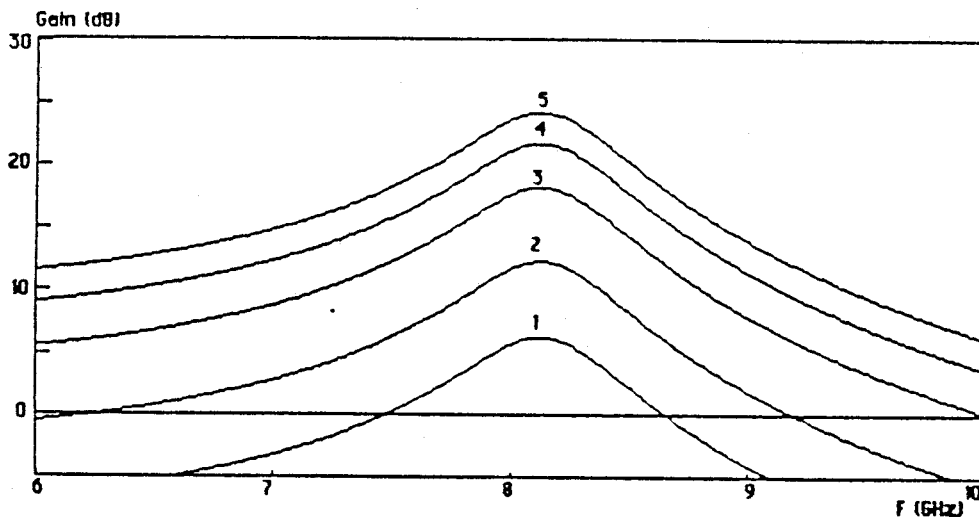


Figure 18
Influence de la transconductance g_m sur
le gain du PRS pour $L_s = 3$ nH et $R_s = 15 \Omega$

- 1/ 5 mS 2/ 10 mS 3/ 20 mS 4/ 30 mS 5/ 40 mS

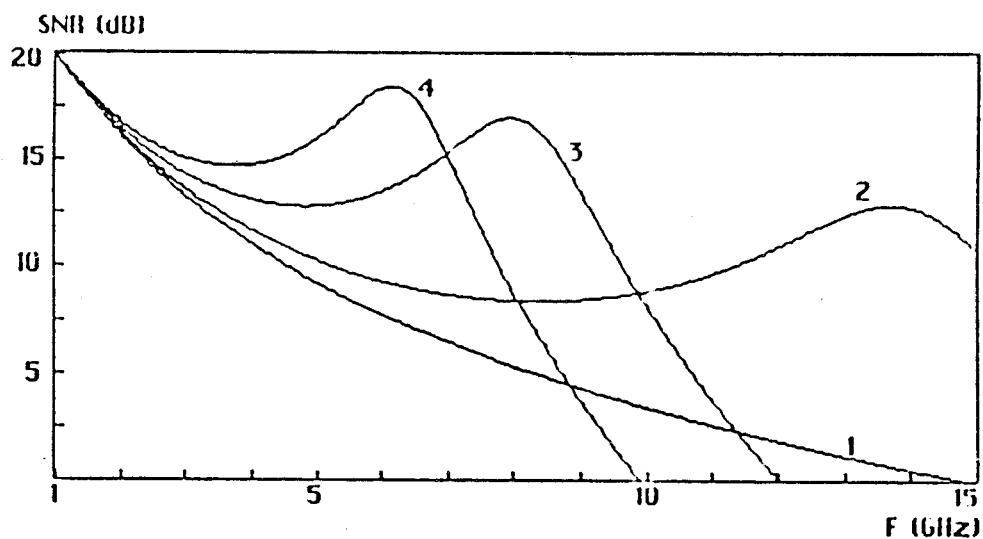


Figure 19

Evolution du rapport signal sur bruit SNR
du PRS en fonction de la fréquence.

$$(I_{ge} = 20 \mu A \quad I_{obs} + I_{gm} = 30 \mu A)$$

(Voir page III-10 pour les autres paramètres caractéristiques)

1/ $L_s = 0 \text{ nH}$

2/ $L_s = 1 \text{ nH}$

3/ $L_s = 3 \text{ nH}$

4/ $L_s = 5 \text{ nH}$

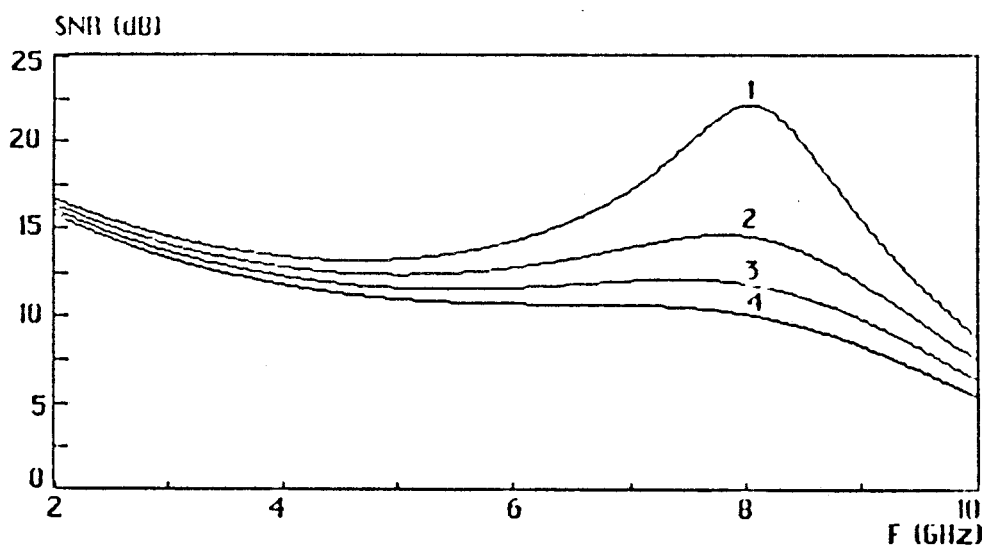


Figure 20

Influence de la résistance R_s sur le SNR du PRS.

$$I_{ge} = 20 \mu A \text{ pour } L_s = 3 \text{ nH}$$

1/ 0Ω

2/ 10Ω

3/ 20Ω

4/ 30Ω

$\text{Im}(Z_{\text{infet}})$ représente la partie imaginaire de l'impédance d'entrée du transistor chargé sur 50 Ohms.

La figure 15 représente l'évolution du gain du photorécepteur en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la résistance de l'inductance ($L_s = 3 \text{ nH}$). Comme pour le P.R.P, plus cette résistance est faible plus le gain du photorécepteur est élevé.

Les évolutions du gain et de la fréquence de résonance du photorécepteur P.R.S en fonction de la valeur de l'inductance sont données figure 16,a et 16,b , pour différentes capacités C_{ph} du photodétecteur , et C_{gs} du transistor. On constate, comme pour le photorécepteur P.R.P, que l'obtention d'une fréquence de résonance élevée nécessite une inductance de faible valeur, par contre le gain du photorécepteur diminue lorsque la valeur de l'inductance augmente . On remarque également que plus les capacités sont élevées, plus le gain du photorécepteur diminue. On a intérêt donc , ici aussi, à réaliser le circuit avec des éléments présentant de faibles valeurs de capacité pour ne pas dégrader les caractéristiques dynamiques du photorécepteur.

Notons que, pour des valeurs de l'inductance et de capacités données, la fréquence de résonance obtenue par un photorécepteur résonant série est plus élevée que celle obtenue par le P.R.P.

Les courbes 17 et 18 nous permettent de voir l'influence de la résistance de polarisation R_G et de la transconductance g_m sur le gain du photorécepteur P.R.S. Comme pour le P.R.P , l'obtention d'un gain élevé nécessite d'une part une grande résistance de polarisation , et d'autre part une transconductance élevée.

B) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT.

Le rapport signal sur bruit d'un tel photorécepteur est donné par la relation suivante :

$$\text{SNR} = \frac{[m.P_L.R_e.G_i(w)]^2}{2.B.[S_i.H_s(w)^2 + S_a.H_a(w)^2 + S_r.H_r(w)^2]}$$

Avec :

$$H_s(w) = G_i(w).R_o$$

$$H_a(w) = A_v$$

$$H_r(w) = G_i(w).R_o/Z_{\text{ph}}$$

où $G_i(w)$ et A_v sont respectivement le gain en tension du photorécepteur et le gain du transistor, R_o est l'impédance de charge ($R_o = 50 \Omega$), Z_{ph} est l'impédance

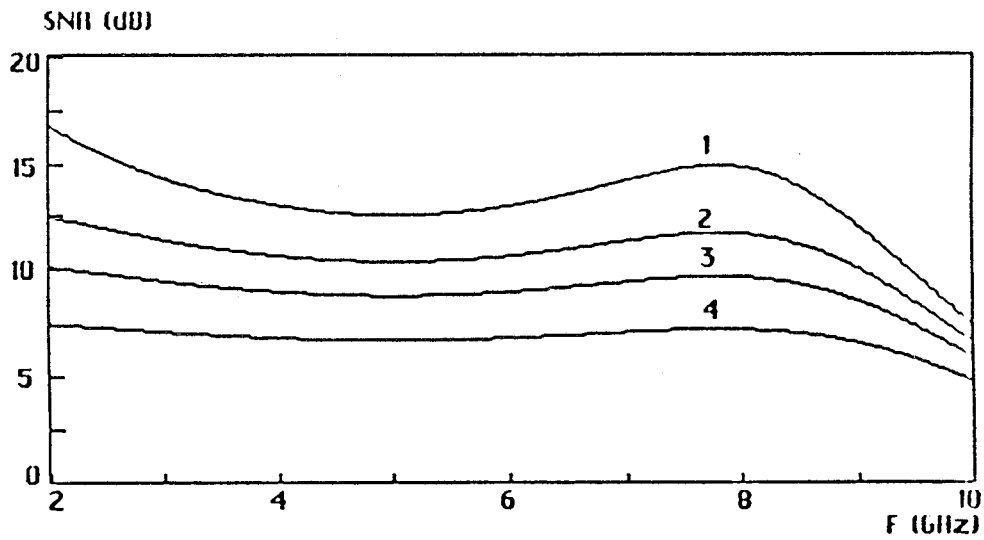


Figure 21

Influence du courant d'obscurité du photodétecteur sur le SNR du PRS pour $L_s = 3 \text{ nH}$. $I_{gc} = 20 \text{ A}$

$$N = I_{obs}/I_{gc}$$

1/ $N = 0$

2/ $N = 10$

3/ $N = 20 \Omega$

4/ 30Ω

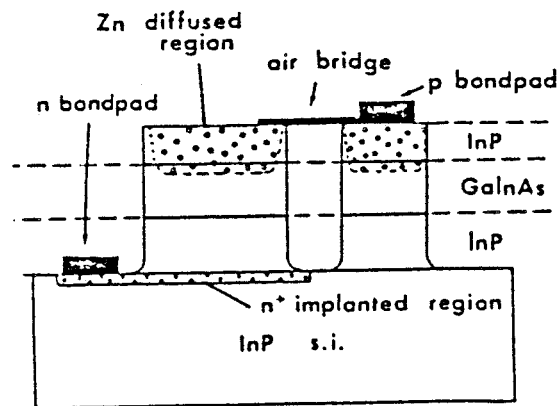


Figure 22

Structure de la photodiode P.I.N.

équivalente du photodétecteur, P_o est la puissance lumineuse moyenne, R_e est le coefficient de réponse du photodétecteur, et m est le taux de modulation de l'onde lumineuse.

La figure 19 nous donne l'évolution fréquentielle du rapport signal sur bruit pour différentes inductances L_s . Dans ce cas aussi on rencontre le même phénomène de résonance du circuit L - C présent à l'entrée du préamplificateur, et qui permet d'améliorer le S.N.R de cette configuration.

Grâce à l'expression donnée ci-dessus, nous pouvons étudier l'influence des pertes résistives (R_s) de l'inductance de liaison sur le SNR du photorécepteur résonant série; l'inductance L_s est égale à 3 nH pour obtenir une résonance à 8 GHz. On constate (figure 20) que plus cette résistance est grande plus le rapport signal sur bruit de la structure est faible. Il est donc important de réduire cette résistance.

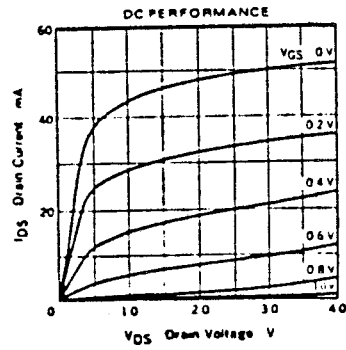
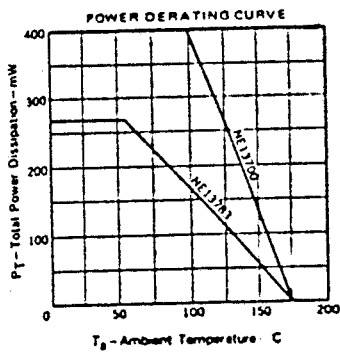
Autre facteur important qui peut influencer sur le SNR c'est le courant d'obscurité du photodétecteur. Nous avons calculé pour différents courants d'obscurité le rapport signal sur bruit du photorécepteur. On constate (figure 21) que pour un courant d'obscurité nul, le rapport signal sur bruit du photorécepteur est proche de 16 dB, tandis que pour un courant d'obscurité de 200 μ A le SNR chute à 10 dB. Afin d'obtenir un rapport signal sur bruit le plus élevé possible, il est donc important de choisir un photodétecteur présentant un courant d'obscurité inférieur 100 μ A pour le photorécepteur dont les caractéristiques sont définies page III-10.

V) PHOTORECEPTEUR RESONANT EN TECHNOLOGIE HYBRIDE.

Le photorécepteur résonant parallèle (P.R.P) présente une bonne réponse en hautes fréquences; en revanche on constate une très nette dégradation de ses caractéristiques en basses fréquences, ce qui impose des restrictions sur la flexibilité du système conçu de cette manière (difficulté d'alignement, polarisation du photodétecteur...). Le P.R.S permet de réduire cette restriction tout en présentant des performances similaires à celle du P.R.P. Dans ce paragraphe nous allons présenter un premier photorécepteur résonant série conçu en technologie hybride pour un fonctionnement hyperfréquences.

A) PRESENTATION DU PHOTORECEPTEUR.

Le photodétecteur que nous avons utilisé est une photodiode PIN dont la structure est présentée figure 22. Il s'agit d'une PIN GaInAs/InP fabriquée au LEP, adaptée pour la détection aux grandes longueurs d'onde (1.3-1.55 μ m).



TYPICAL CHARACTERISTICS ($T_a = 25^\circ\text{C}$)

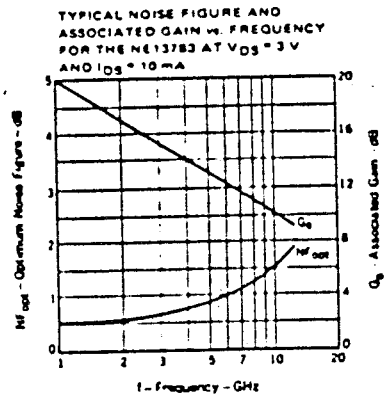
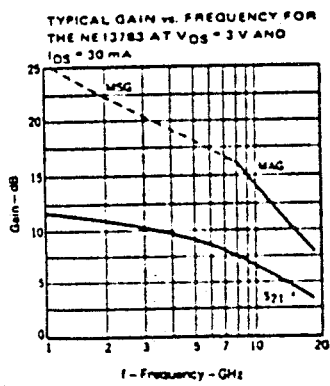


Figure 23

Caractéristiques statiques et hyperfréquences du transistor NE 137.

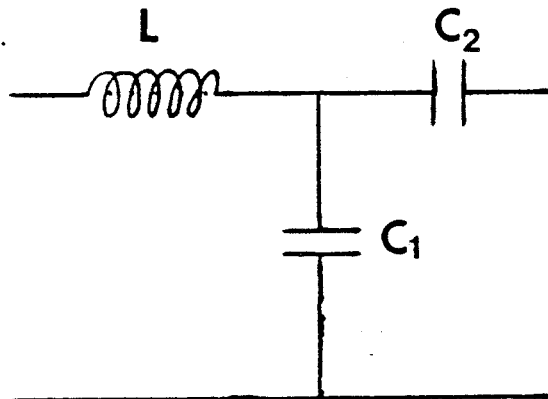


Figure 24

Schéma électrique du filtre d'adaptation.

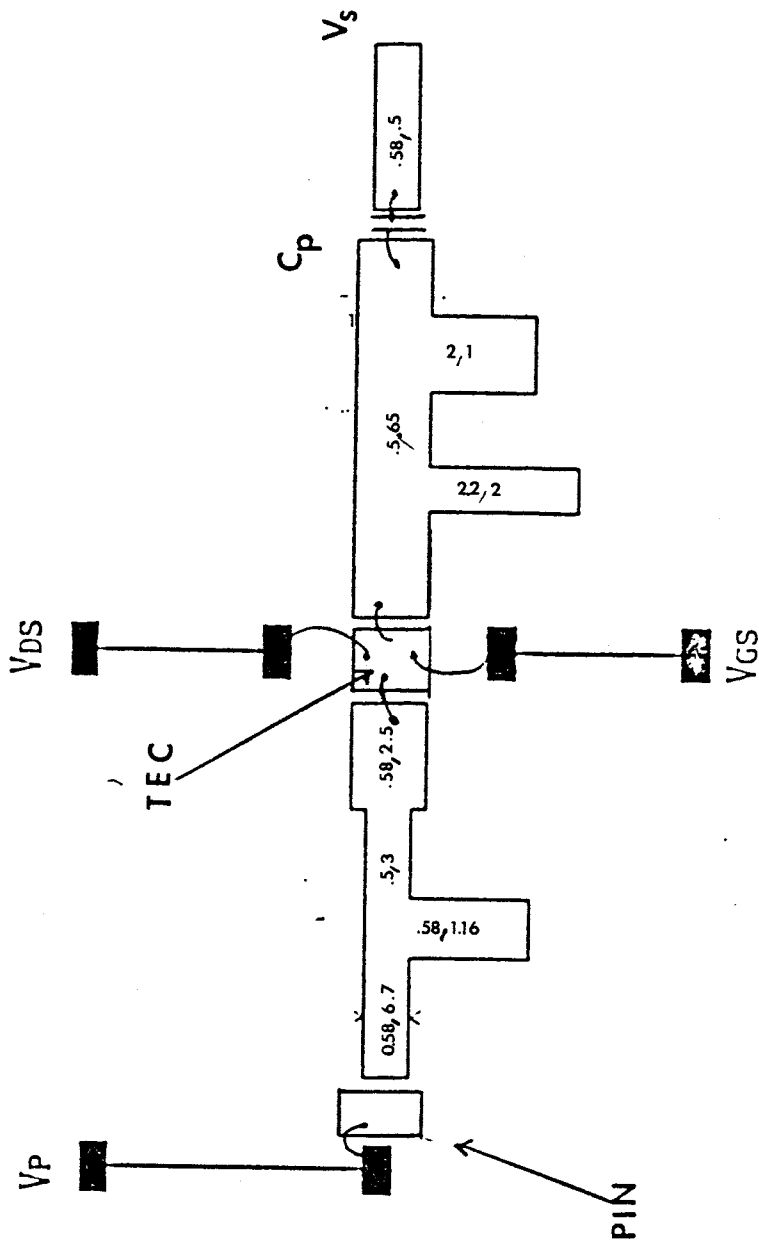


Figure 25
Circuit microbande utilisé pour la réalisation du photorécepteur hybride.

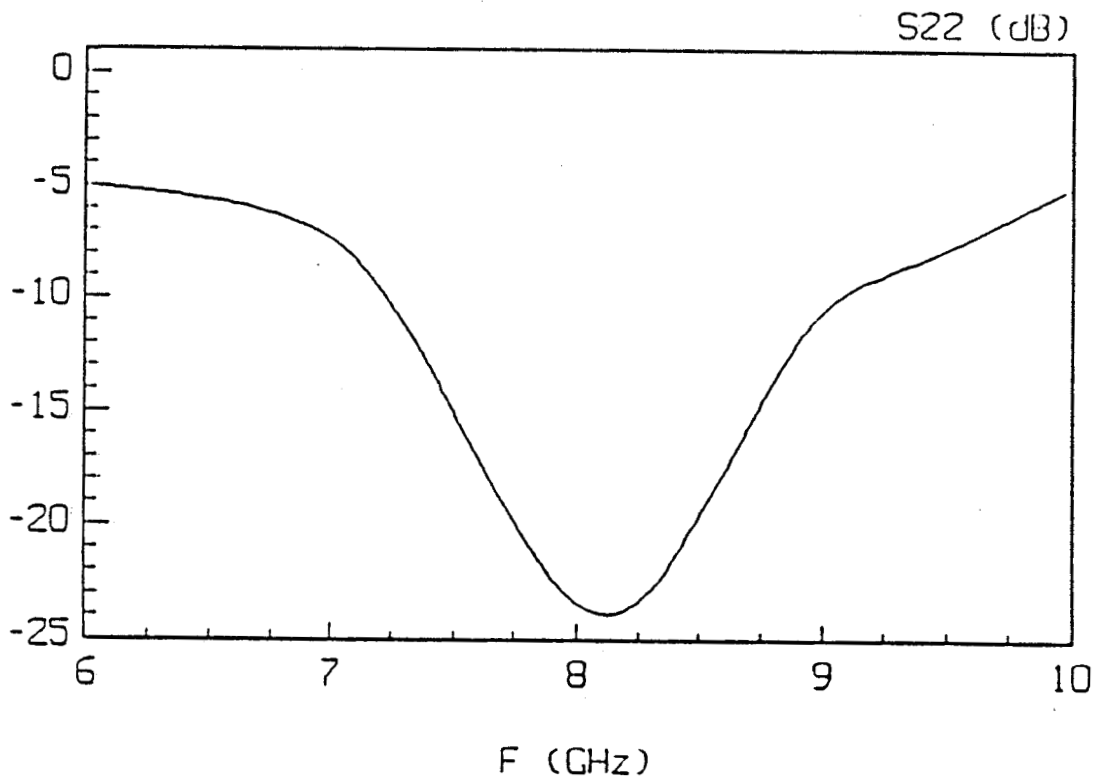
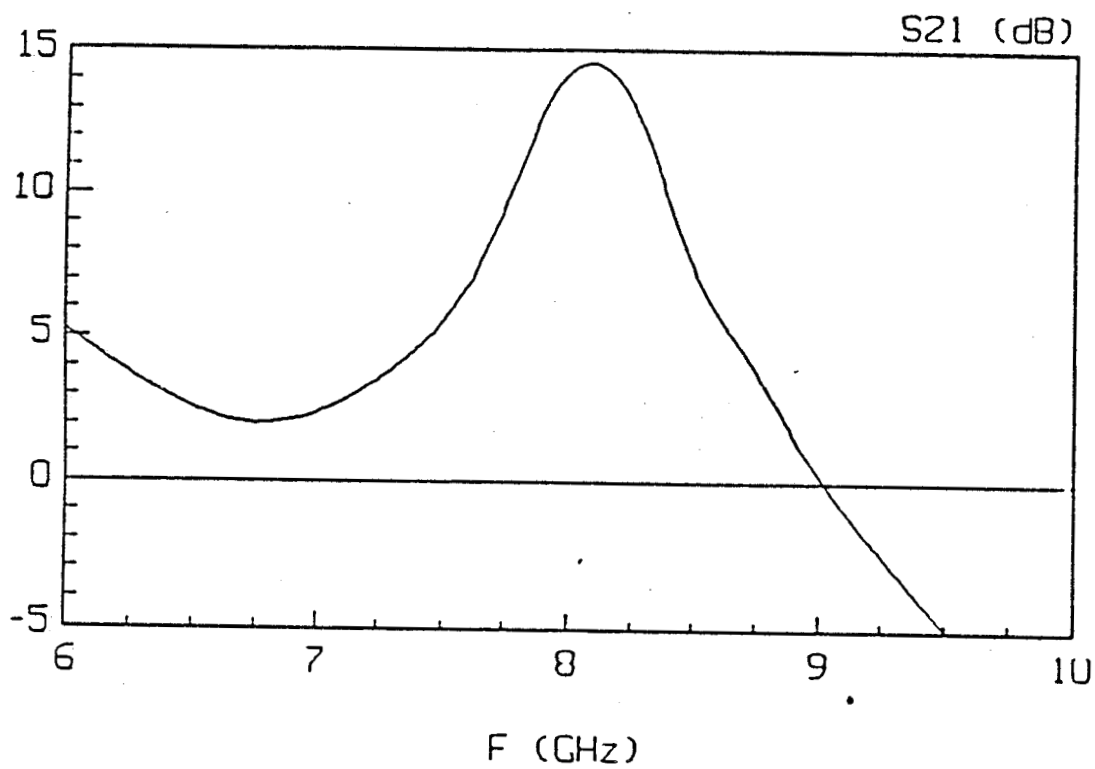


Figure 26

Evolution du paramètre S_{21} (a) et S_{22} (b) en fonction de la fréquence à partir du logiciel de simulation TOUCHSTONE.

Les caractéristiques de cette photodiode PIN ont été mesurées (voir chapitre I). Elle a pour principales caractéristiques :

- un coefficient de réponse R_e de l'ordre de .7 A/W.
- une capacité interne C_p de l'ordre de .1 pF.
- une fréquence de coupure de l'ordre de 16 GHz. Cette fréquence a été déterminée par la mesure du bruit micro-onde.

L'élément amplificateur est constitué d'un transistor à effet de champ du commerce (NE 137) dont les caractéristiques statiques et hyperfréquences sont rappelées figure 23.

L'inductance série est réalisée à l'aide d'une structure microbande. Un filtre passe-bande, dont le schéma électrique équivalent est donné figure 24 a été aussi prévu pour réaliser l'adaptation en sortie du transistor. Les différents plots et lignes de polarisation (pour la P.I.N et le transistor) sont aussi prévus pour réaliser le découplage. Le filtre d'adaptation et les plots de polarisation sont aussi réalisés en ligne microbande.

B) OPTIMISATION DU CIRCUIT.

Le premier problème est d'évaluer les largeurs et longueurs physiques des lignes microbandes entre la photodiode PIN et le transistor, et qui vont servir à la réalisation de l'inductance , ainsi que les dimensions des lignes pour la réalisation du filtre de sortie. Pour cela, nous avons introduit les paramètres S_{ij} du transistor (NE 720), ceux de la photodiode , et enfin les caractéristiques du substrat utilisé (permittivité, épaisseur du diélectrique et de la métallisation...) dans le logiciel de simulation en régime linéaire TOUCHSTONE qui permet, à partir d'un cahier de charge déterminé (fréquence de résonance, gain, adaptation entrée - sortie...) d'optimiser les dimensions des différentes lignes, et d'obtenir un circuit microbande répondant au mieux aux exigences demandées . Dans notre cas, les dimensions des lignes ont été calculées de façon à obtenir un maximum de gain à la fréquence de résonance 8 GHz.

Par une série d'optimisations, nous avons enfin opté pour le circuit microbande présenté figure 25, ainsi que les dimensions des différentes lignes microbandes. Les résultats de simulation obtenus par TOUCHSTONE sont donnés figure 26. Les dimensions des différentes lignes sont données figure 25.

Nous voyons en effet, la remontée centrée sur 8 GHz du paramètre S_{21} du circuit (de l'ordre de 15 dB) , s'étalant sur une largeur de bande voisine de 1 GHz.

La dernière étape consiste à réaliser ce circuit microbande sur substrat duroïd (6010), et le montage des différents composants (photodiode P.I.N, transistor, et capacité de découplage en sortie).

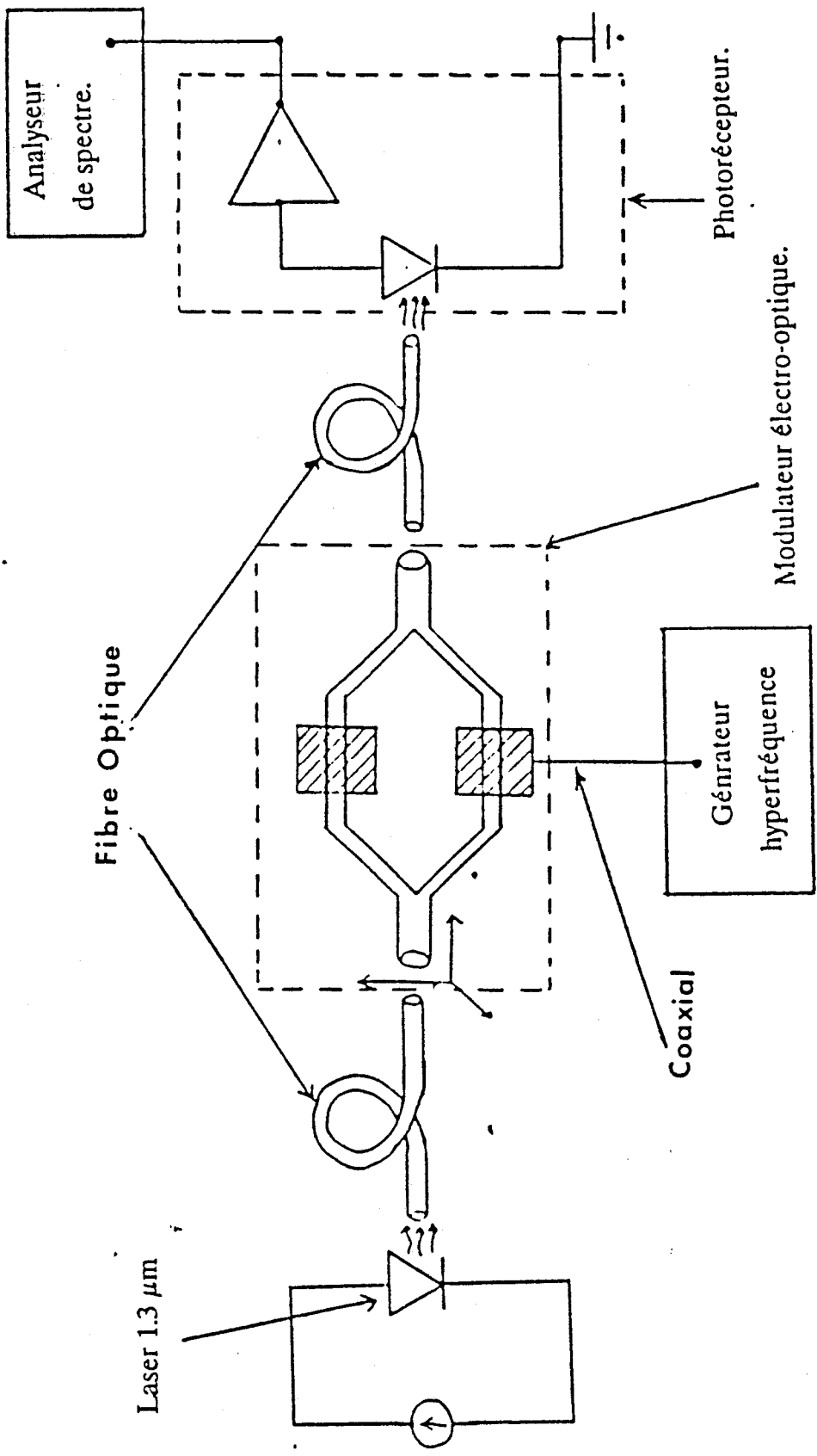


Figure 27

Banc de caractérisation opto-hyperfréquence.

C) CARACTERISATION DU PHOTORECEPTEUR.

C-1) banc de caractérisation

Le banc de caractérisation opto-hyperfréquences est donné figure 27. La pièce maîtresse de ce banc de mesure est le modulateur électro-optique [10] qui permet moduler la lumière émise par un laser semiconducteur à la longueur d'ondes $1.3 \mu\text{m}$. Dans ce cas, il s'agit d'un modulateur THOMSON MO H901-N° 001 . Les caractéristiques du modulateur sont données annexe III. Il possède une bande passante qui s'étend du continu à 10 GHz; sa tension d'extinction est de 5 volts, et les pertes d'insertion sont de 7 dB.

Le principe de fonctionnement est le suivant : le laser polarisé en continu émet un rayonnement lumineux à la longueur d'onde $1.3 \mu\text{m}$. Une fibre optique monomode à maintien de polarisation véhicule la lumière à l'entrée du modulateur, une bague permet l'orientation de la polarisation à l'entrée du modulateur . Par l'intermédiaire d'un générateur hyperfréquence WILTRON 6656 relié au modulateur électro-optique par un câble coaxial, on module la lumière émise par le laser. Ainsi, à la sortie du modulateur on dispose d'une onde lumineuse modulée à la fréquence de l'onde hyperfréquence émise par le générateur .

C-2) Résultats expérimentaux.

Nous avons relevé la puissance hyperfréquence en sortie du photodétecteur à l'aide d'un analyseur de spectre TEKTRONIX 494 en fonction de la fréquence, dans la gamme 2 - 10 GHz, pour une tension de polarisation de la photodiode P.I.N égale à 10 Volts et pour des tensions de polarisation de grille et de drain du transistor respectivement égales à -1 volts et 3 Volts; les résultats sont présentés figure 28, où nous avons également tracé le niveau de puissance obtenue avec la photodiode P.I.N identique chargée sur 50Ω . On peut constater l'existence d'un phénomène de résonance du gain assez marqué à une fréquence légèrement inférieure à 8 GHz pour le photodétecteur; pour la fréquence du maximum on observe un gain d'environ 15 dB par rapport à la photodiode P.I.N seule. L'écart par rapport au résultat prévue par la modélisation (25 dB à 8 GHz) doit pouvoir s'expliquer par la présence d'éléments parasites supplémentaires (résistances, effet de boîtier ...); de même la fréquence de résonance relevée, plus faible que celle prévue, s'explique probablement par des capacités et inductances supplémentaires.

Ce résultat est cependant très encourageants, car il permet de démontrer expérimentalement l'intérêt d'un tel photorécepteur résonant pour des applications micro- ondes.

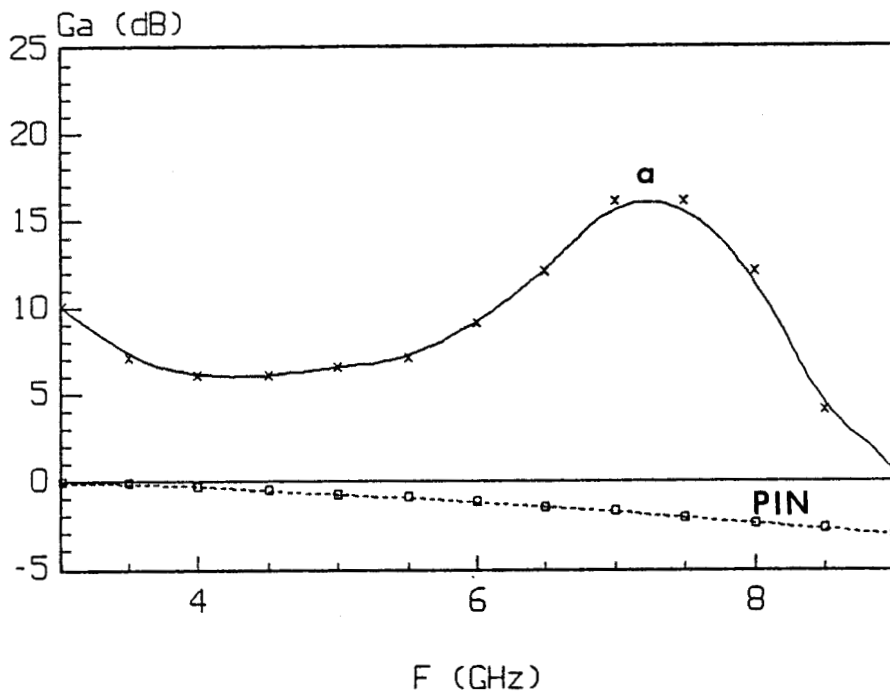


Figure 28

Evolution de la puissance hyperfréquence en sortie .
 photorécepteur Hybride en fonction de la fréquence (a).

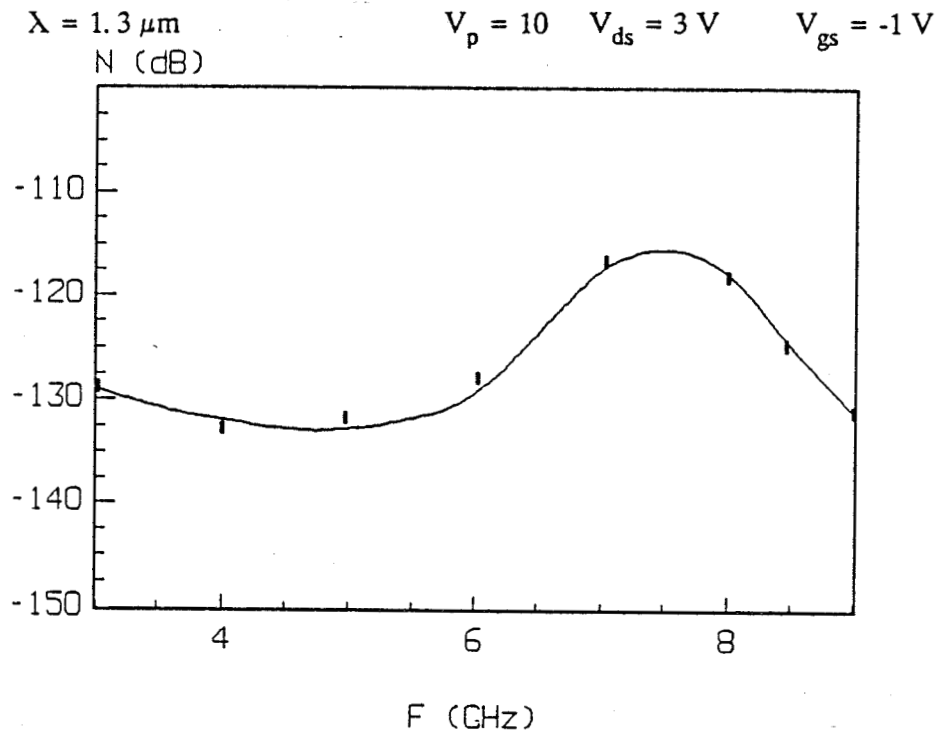


Figure 29

Evolution de la puissance de bruit
 photorécepteur Hybride en fonction de la fréquence .

$\lambda = .6 \mu\text{m}$ $V_p = 10 \text{ V}, V_{ds} = 3 \text{ V}$ $V_{gs} = -1 \text{ V}$

Pour compléter cette étude nous avons également relevé le niveau de bruit du photorécepteur en fonction de la fréquence à l'aide du banc présenté au chapitre I paragraphe III. Les résultats sont donnés figure 29, où nous avons conservé les mêmes conditions de polarisation que précédemment. Ici encore, nous constatons un phénomène de résonance du niveau de bruit du photorécepteur dans le même domaine de fréquence, qui confirme l'effet déjà mis en évidence. Il est cependant difficile de pouvoir déduire une évaluation du rapport signal sur bruit, puisque les conditions d'éclairage, dans les deux expériences, sont différentes.

VI) CONCLUSION.

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux types de photorécepteurs utilisant l'effet de résonance : le photorécepteur résonant série et parallèle, destinés à une application micro-ondes pour le transport d'un signal analogique. On constate que grâce à la résonance du circuit L - C présent à l'entrée du préamplificateur, ces deux configurations permettent une amélioration sensible de la conversion énergie optique - énergie électrique .

Dans la dernière partie, et afin de valider l'étude théorique, nous avons réalisé un photorécepteur résonant série en technologie hybride associant une photodiode P.I.N et un transistor à effet de champ . La caractérisation de ce photorécepteur résonant nous a permis de bien mettre en évidence l'intérêt du phénomène de résonance pour augmenter le transfert optique électrique à la fréquence de travail.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

[1] *M. de la chappelle et al.*

Microwave Journal, septembre, 1989, pp 179-186

J. L. Hullett et al.

IEEE transactions on Communications, Decembre, 1975, pp 1518-1521.

G. Jacobsen et al.

Elect. Lett., Vol. 23, N° 15, July, 1987, pp 787-788.

G. P. Vella-Coleira.

IEEE Elect. Device lett, Vol. 9, N°6, June,1988, pp 269-271.

[2] *Sung. J. KIM et al*

IEEE Elect. Device lett, Vol. 9, N° 9, Sptembre, 1988, pp 447-449.

O. Wada et al.

Elect. Lett, April, 1986, Vol. 22, N°9, pp 501-502

J. C. Renaud et al.

Elect. Lett. 23, 1987, pp 1055-1056.

D. Rogers.

IEEE. Elect. dev. Lett. EDL-7(11), 1986, pp 600-602.

[3] *H. Verrielle et al.*

Elec. Lett. 21, 1985, pp 878

J. Ramdani et al

IEE. Proc. Vol 136, Part J

D. Decoster et al.

Elect. Lett. 22(4), 1986, 193-195.

J. P. Gouy et al.

Thin Solid. Lett. 22, 1986, 391-393.

H. Teherani et al.

Jour. Appl. Phys. 64, 1988, 2215-2218.

M. Razeghi

Appl. phys. lett. 49, 1986, pp 215-217.

[4] *C. A. Burrus et al.*

Jour. of Lightwave tech., Vol. 6, N° 4, April 1988, pp 582-589.

[5] *A. Cappy.*

Thèse de doctorat d'état, Lille, 1986.

[6] *P. Gods et al.*

Elec. Lett, 24(13), 1988.

[7] *R. Stephen et al.*

Jour. of Lightwave Tech, Vol.LT-3, N°2, April, 1985. pp 347-360.

[8] *S. D. Personick.*

The Bell System Technical Journal, Vol.52, N°6, July-August, 1973.

[9] *A. Yariv*

" Optical Electronics ", Chap 10, 1985.

[10] *G. R. Walker*

Jour. of Light. Tech. Vol. LT-5, N° 10, October 1987.

CHAPITRE IV

PHOTORECEPTEUR RESONANT INTEGRE

MONOLITHIQUEMENT

CHAPITRE IV.

PHOTORECEPTEUR RESONANT INTEGRE MONOLITHIQUEMENT.

INTRODUCTION.

Dans les chapitres précédents, nous avons modélisé numériquement, et étudié expérimentalement la photodiode P.I.N et le photodétecteur M.S.M qui sont capables de fonctionner en hyperfréquences, et nous avons également montré que leur association avec un transistor à effet de champ par l'intermédiaire d'une inductance permet d'améliorer sensiblement la conversion énergie optique - énergie électrique, pour un fonctionnement analogique micro-ondes dans une bande passante choisie. C'est le photorécepteur résonant.

L'objectif de ce chapitre est de démontrer la possibilité de réaliser un premier prototype de photorécepteur résonant série intégré, pour un fonctionnement en bande X, adapté pour la détection aux grandes longueurs d'onde 1.3 et 1.55 μm , associant un photodétecteur M.S.M, un transistor à effet de champ, et une inductance série.

Dans la première partie, nous présentons le type de photodétecteur choisi; nous décrivons ensuite la méthode envisagée pour son intégration monolithique avec un transistor à effet de champ, et dans la dernière partie, nous présentons la réalisation technologique du photorécepteur et sa caractérisation optique et hyperfréquences.

1) CRITERES DE CHOIX DU DETECTEUR OPTIQUE.

L'élément de base d'une tête de réception optique est le photodétecteur. Au chapitre I, nous avons vu qu'il existe plusieurs types de photodétecteurs (photoconducteur, photodiode Schottky, photodiode à avalanche, P.I.N, M.S.M...). Les critères de choix d'un photodétecteur parmi cet ensemble sont multiples, et dépendent essentiellement du type d'application, ou de la fonction que l'on désire réaliser. Dans notre étude, les principaux critères que nous nous sommes fixés pour le choix du photodétecteur sont :

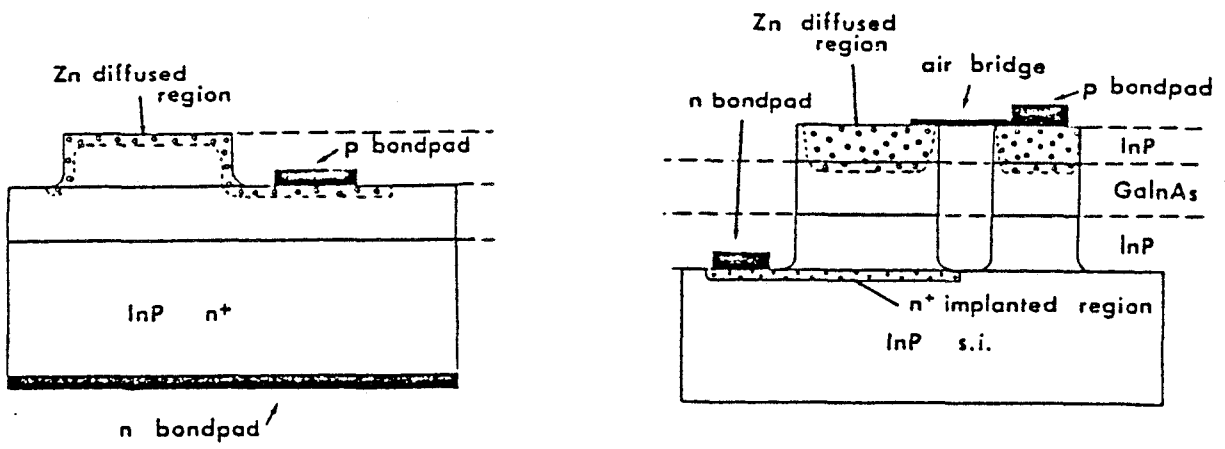


Figure 1
 Structure classique d'une photodiode
 P.I.N.

- La possibilité de fonctionner en hautes fréquences; cette condition se traduit par une fréquence de coupure du photodétecteur supérieure à la fréquence de modulation de l'onde lumineuse (dans notre cas, bande X).

- Un rendement quantique élevé pour améliorer la conversion énergie optique - énergie électrique.

- Une facilité de réalisation technologique, et la possibilité d'intégration monolithique avec des éléments électroniques du type MESFET.

Au chapitre I, les études théoriques et expérimentales que nous avons menées ont montré que la photodiode P.I.N présente des propriétés dynamiques très intéressantes, et offre de nouvelles perspectives dans le domaine micro-ondes.

En effet, par un choix judicieux des divers paramètres technologiques de la structure, la fréquence de coupure d'une P.I.N est typiquement supérieure à la dizaine de gigahertz, et son rendement quantique proche de 60 %. Par contre, si on considère la structure d'une P.I.N (figure 1), on constate que sa réalisation technologique nécessite au moins trois niveaux de masque, ce qui augmente les difficultés d'intégration monolithique du détecteur avec un transistor à effet de champ.

Par contre, le photodétecteur Métal - Semiconducteur - Métal possède une structure très simple, qui consiste à un dépôt métallique de type Schottky sur un matériau semiconducteur, une technologie complètement compatible avec celle d'un transistor à effet de champ , et donc une très grande facilité d'intégration monolithique avec un MESFET [1] . En plus de la simplicité de la structure et de la facilité de réalisation, les caractéristiques dynamiques du M.S.M sont tout à fait comparables à celles d'une P.I.N (voir chapitre II) .

En conclusion, la simplicité de réalisation technologique conjuguée à des performances hyperfréquences remarquables font du photodétecteur M.S.M un élément de choix pour la fabrication d'une tête de réception opto-hyperfréquences. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi ce type de détecteur pour la fabrication d'un photorécepteur résonant en structure intégrée.

II) PHOTODETECTEUR M.S.M 1.3 - 1.55 μm .

La filière Arséniure de Gallium (GaAs) est tout à fait bien adaptée pour réaliser des photodétecteurs M.S.M pour la détection à la longueur d'onde .8 μm [2].

Par contre, pour les télécommunications aux grandes longueurs d'onde - 1.3 et 1.55 μm - le ternaire GaInAs est un matériau bien adapté puisque son seuil de détection se situe à la longueur d'onde 1.65 μm . Cependant il est bien connu qu'à cause de sa faible énergie de bande interdite - $E_g = .75 \text{ eV}$ - il est difficile d'obtenir de bons contacts Schottky sur ce type de matériau. Pour palier à ce problème plusieurs solutions ont été proposées, comme par exemple :

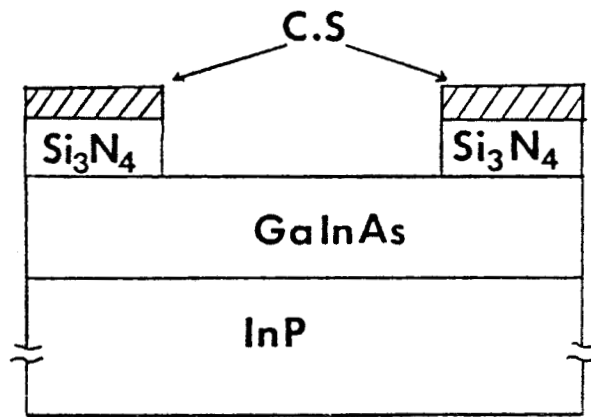


Figure 2
 Vue schématique du photodétecteur
 M.I.S.I.M.

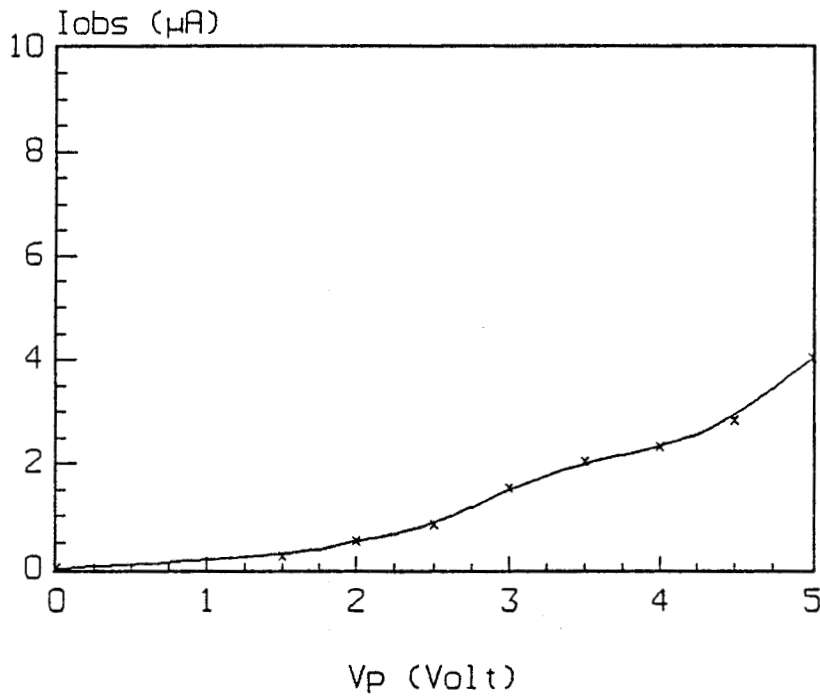


Figure 3
 Caractéristique I - V en obscurité du
 M.I.S.I.M. $D = 2 \mu m$

- Le traitement de la surface par oxydation [3].
- La croissance sur GaInAs d'un matériau sur lequel il est à priori possible d'obtenir un bon contact Schottky, tel que l'AlInAs, le GaAs, le GaAlAs, ou le GaInP [4].

Au cours de notre travail, nous avons essayé de nouvelles technologies pour réaliser de tels photodétecteurs M.S.M adaptés aux grandes longueurs d'ondes 1.3 - 1.55 μm .

A) LE PHOTODETECTEUR M.I.S.I.M.

A-1) Réalisation technologique.

Le premier essai de réalisation, a consisté à fabriquer un M.I.S.I.M (Métal - Isolant - Semiconducteur - Isolant - Métal). L'idée de base, est de déposer entre le métal et la couche de GaInAs une fine couche de diélectrique pour constituer un contact bloquant. Les étapes technologiques nécessaires pour la réalisation du M.I.S.I.M sont les suivantes :

- 1) L'épitaxie que nous avons utilisée a été réalisée à THOMSON L.C.R par la méthode des organométalliques à basse pression (LP - MOCVD); elle est constituée d'un substrat d' InP sur lequel on a déposé une couche de GaInAs de 1 μm d'épaisseur à 47 % d'Indium.
- 2) Dépôt d'une fine couche de matériau diélectrique (500 Å de Nitrure Si_3N_4).
- 3) Dépôt du contact Schottky - Ti.Pt.Au - épaisseur 3000 Å .
- 4) Lift-Off.
- 5) Recuit à 300 °C pendant 20 mn.
- 6) Gravure du Nitrure dans un plasma CF_4 .

La figure 2 représente une vue schématique du M.I.S.I.M que nous avons réalisé.

A-2) Caractéristiques statiques

La figure 3 représente la caractéristique statique courant - tension en obscurité du M.I.S.I.M pour une distance interélectrodes de 2 μm . On constate, en comparaison avec un M.S.M sur GaAs, que le courant d'obscurité du M.I.S.I.M est très faible.

En utilisant le programme de simulation développé au chapitre III, cette réduction du courant d'obscurité devrait conduire à une amélioration de 2 dB sur le

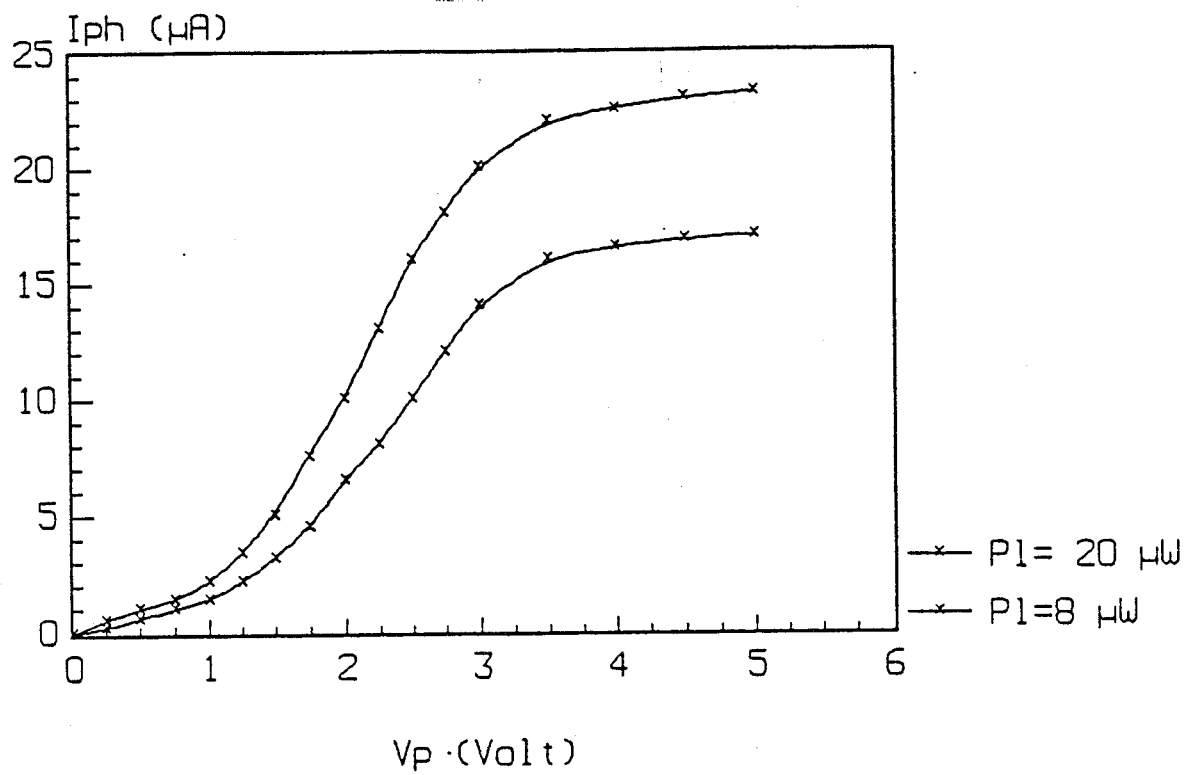


Figure 4
 Evolution Statique du photocourant I_{ph}
 en fonction de la tension de polarisation V_p .
 $\lambda = 1.3 \mu m$, $D = 2 \mu m$

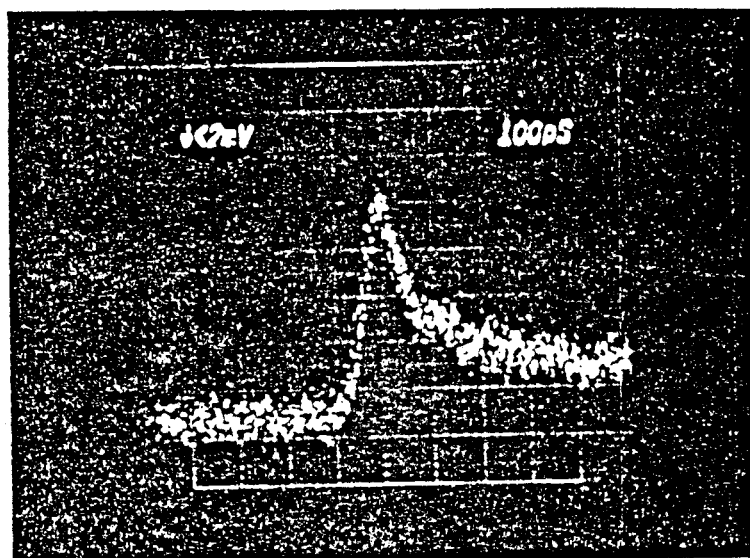


Figure 5
 Réponse impulsionnelle du M.I.S.I.M.
 chargé sur 50 Ω .
 $\lambda = 1.3 \mu m$, $V_{pol} = 5 V$

SNR du photorécepteur . On suppose pour effectuer cette comparaison, que les caractéristiques du transistor et de l'inductance sont les mêmes, et sont données tableau I. Il faut cependant vérifier que le comportement dynamique du M.I.S.I.M est identique à celui du M.S.M. C'est pourquoi, nous avons mesuré sa réponse impulsionnelle.

La figure 4 représente l'évolution de photocourant en fonction de la tension de polarisation sous éclairage continu, pour plusieurs puissance lumineuse. La longueur d'onde du rayonnement est $1.3 \mu\text{m}$, et pour plusieurs puissance lumineuse. On constate comme pour un M.S.M classique, l'existence d'un gain statique.

A-3) Caractéristiques dynamiques.

A-3-1) Réponse impulsionnelle.

La réponse impulsionnelle du M.I.S.I.M à la longueur d'onde $1.3 \mu\text{m}$ est donnée figure 5. La distance interélectrodes est $D = 2 \mu\text{m}$.

On peut remarquer que le temps de descente de la réponse comprend deux temps caractéristiques :

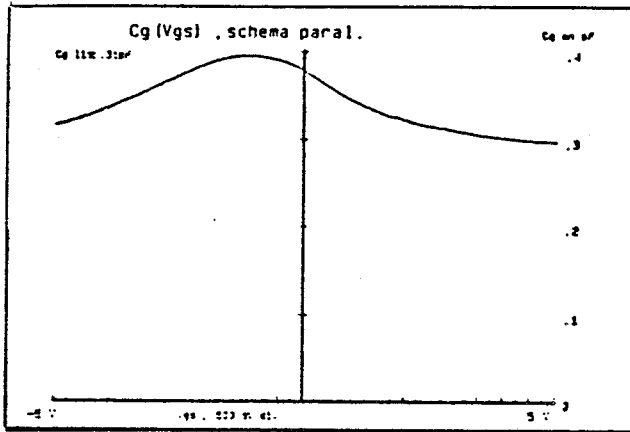
- Le premier , très court, est voisin de 25 ps, et pourrait correspondre au temps de transit des porteurs dans la structure.

- Par contre le second temps possède une décroissance beaucoup plus lente proche de 200 ps. Cette lente décroissance est certainement due au temps de décharge des capacités parasites de la structure. En effet le dépôt d'une fine couche de diélectrique entre le métal et le semiconducteur est équivalent à une capacité supplémentaire, qui pourrait dégrader le comportement dynamique de la structure.

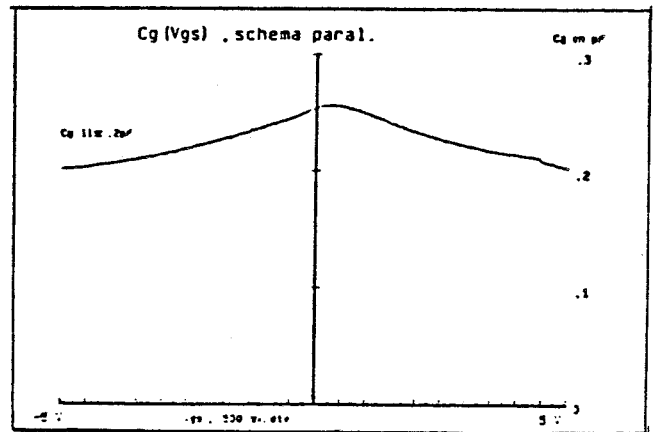
En outre, un phénomène de piégeage ou dépiégeage à l'interface Métal - Isolant ou Isolant - Semiconducteur pourrait également contribuer à augmenter le temps de réponse du photodétecteur M.I.S.I.M.

A-3-2) Mesure de la capacité .

En dernier lieu, nous avons réalisé des mesures de capacité du M.I.S.I.M de différentes distances interélectrodes (5 et $10 \mu\text{m}$) en fonction de la tension de polarisation (C - V) à la fréquence de 500 MHz. On constate (figure 6) que pour les deux distances interélectrodes la capacité présente un maximum à 0 volts , et qu'elle décroît avec la tension de polarisation pour atteindre un minimum (.31 pF pour $D = 5 \mu\text{m}$ et .2 pF pour $D = 10 \mu\text{m}$). En comparaison avec un M.S.M classique, la capacité du M.I.S.I.M est plus élevée, ce qui pourrait expliquer l'étalement de la réponse impulsionnelle du M.I.S.I.M, et donc une réduction de sa fréquence de coupure.



a



b

Figure 6
Evolution de la capacité du M.I.S.I.M en fonction de la tension de polarisation.

- a) $D = 5 \mu\text{m}$
- b) $D = 10 \mu\text{m}$

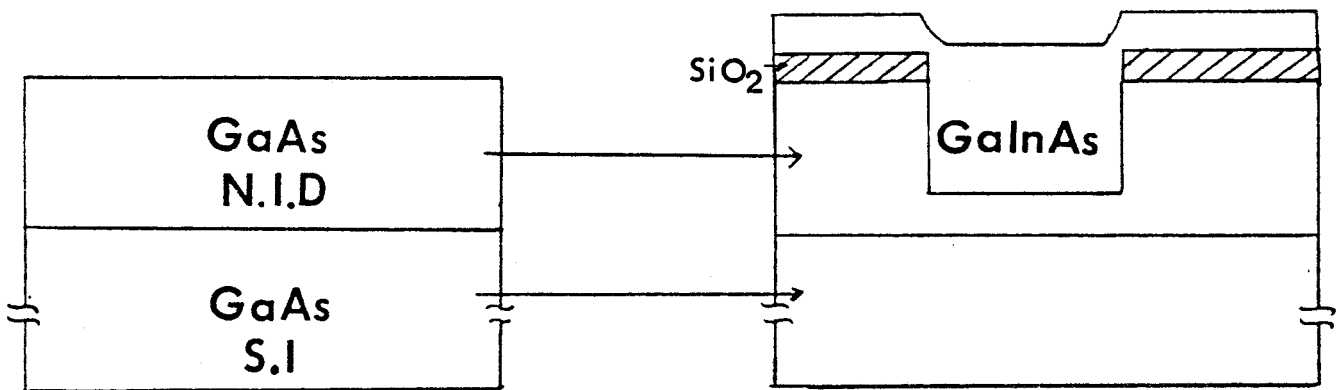


Figure 7

Epitaxie de départ
GaAs (N.I.D)/ GaAs (S.I)

Figure 8.

Reprise d'épitaxie
Dépôt du GaInAs.

Etape technologique nécessaire pour la réalisation du M.S.M à épitaxie localisée.

Ces premiers résultats sont très encourageants, et une suite à ce travail serait d'optimiser l'épaisseur de la couche diélectrique, ainsi que la nature du diélectrique. Ainsi il a été montré récemment [5] que le dépôt d'une fine couche de " Cadmium Stéarate " entre le contact métallique et la couche de GaInAs permet d'atteindre une fréquence de coupure proche de 13 GHz pour une distance interélectrodes de $D = 2 \mu\text{m}$ et un coefficient de réponse de .9 A/W avec un courant d'obscurité de $7 \mu\text{A}$ à 5 Volts, ce qui légèrement plus élevé qu'un MSM classique.

B) MSM 1.3 - 1.55 μm PAR EPITAXIE LOCALISEE (MSM-EL).

L'idée de base est la suivante : entre deux plots de contact Schottky déposés sur du GaAs, on dépose du GaInAs à l'aide de la technique LP - MOCVD par épitaxie sélective.

B-1) Etape technologique.

Une vue schématique de l'épitaxie de départ est donnée figure 7. Il s'agit d'une couche de GaAs de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur déposée sur une couche semi-isolante de GaAs. Les étapes technologiques qui ont été nécessaires pour la réalisation de ce M.S.M sont les suivantes :

B-1-1) Dépôt et gravure de SiO_2 :

On dépose une fine couche de diélectrique de 2000 \AA d'épaisseur. Le diélectrique choisi est le SiO_2 qui présente deux avantages : une bonne tenue en température, et notamment aux températures de la reprise d'épitaxie , et une facilité d'élimination par attaque chimique.

Après ce dépôt, on grave le SiO_2 pour réaliser des ouvertures de différentes largeurs. La gravure du SiO_2 est réalisée sous un plasma de CF_4 . Ce plasma n'attaque que la couche diélectrique.

B-1-2) Gravure du GaAs.

En utilisant la couche SiO_2 comme masque de protection, on grave la couche GaAs tampon par attaque chimique . La profondeur de l'attaque est de $1 \mu\text{m}$.

B-1-3) Reprise d'épitaxie.

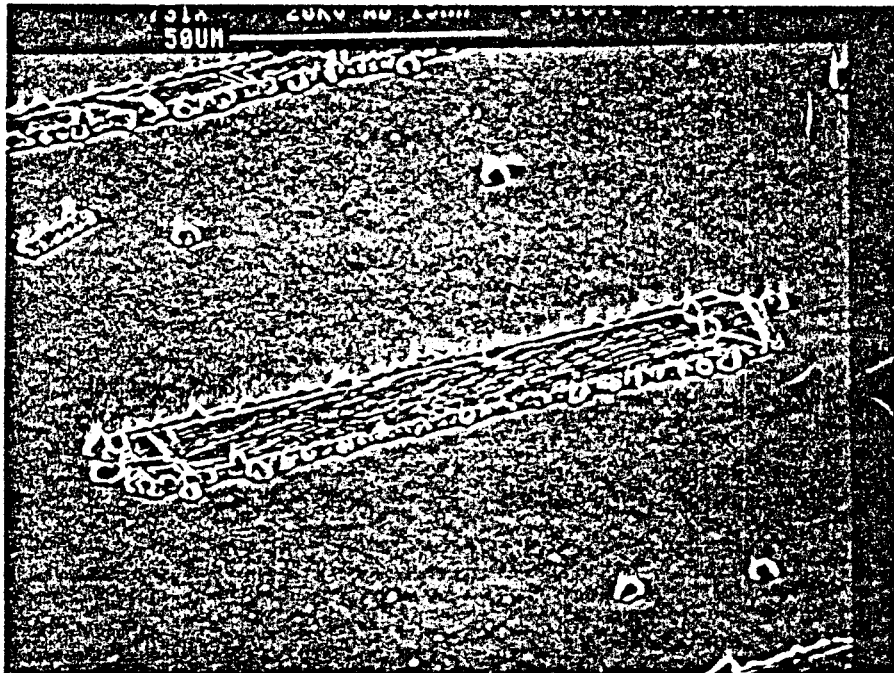
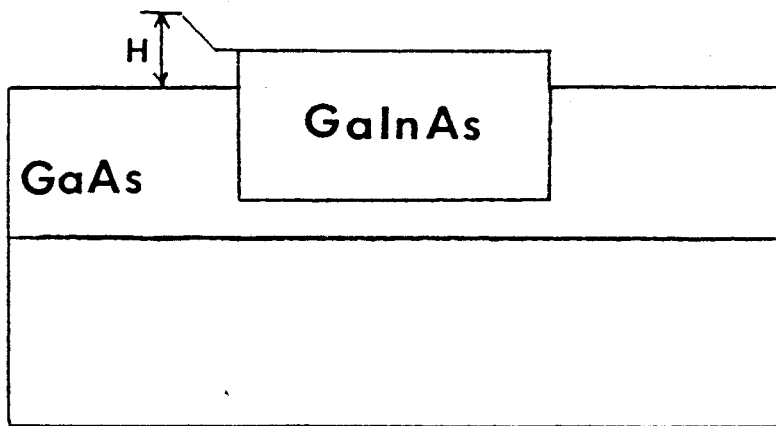


Figure 9

- a) Elimination du SiO₂
- b) Photographie prise en cours d'attaque du SiO₂

La troisième étape consiste à déposer sur toute la plaquette une couche de GaInAs. Une vue schématique est donnée figure 8. Le contrôle de l'épaisseur du GaInAs pendant la croissance est réalisé sur une couche témoin GaInAs/InP.

A la fin de la reprise d'épitaxie, l'épaisseur du GaInAs sur la couche témoin est de $.5 \mu\text{m}$.

La reprise d'épitaxie a été réalisée par la méthode des organométalliques à basse pression (LP - MOCVD) à THOMSON L.C.R.

B-1-4) Elimination du SiO_2 .

Ce " Lift-Off " est obtenu par une attaque chimique. La solution chimique que nous avons utilisée est : BOE + H_2O (BOE = Hydrofluorure d'Ammonium + Acide Fluorhydrique). Grâce à ce Lift-Off, le GaInAs n'est présent que dans les ouvertures gravées dans le GaAs. On obtient ainsi une épitaxie localisée (figure 9).

Les graphiques 10,a , 10,b , 10,c correspondent à différents contrôles que nous avons effectués à chaque étape technologique. On peut constater deux importants phénomènes :

a) Après la reprise d'épitaxie, l'état général de la surface de la structure est de mauvaise qualité (figure 10,b) et correspond à la nature polycristalline du matériaux déposé sur le SiO_2 . En revanche, on constate que le matériau épitaxié (GaInAs) dans les ouvertures est bien monocristallin.

b) Après l'élimination du SiO_2 , on peut remarquer une surcroissance du GaInAs dans les ouvertures, et que la hauteur de cette surcroissance dépend de la largeur de l'ouverture réalisée dans le GaAs (figure 10,c). Ainsi, pour une largeur de l'ouverture de $50 \mu\text{m}$ l'épaisseur de la surcroissance de GaInAs est de $.8 \mu\text{m}$ (le niveau $0 \mu\text{m}$ correspond à la surface du GaAs); en fait une épaisseur de $[1 + .8] \mu\text{m}$ de GaInAs est réellement déposée au lieu de $.5 \mu\text{m}$ (épaisseur mesurée sur la couche témoin). De même, pour une largeur d'ouverture de $5 \mu\text{m}$, l'épaisseur de GaInAs réellement déposée devient $[1 + 1.8] \mu\text{m}$.

A partir de ces mesures, nous avons tracé une courbe d'étalonnage de croissance du GaInAs dans les caissons (figure 11) . Elle nous donne l'épaisseur de GaInAs réellement déposée en fonction de la largeur des ouvertures dans le GaAs . Nous constatons bien la décroissance de l'épaisseur réelle du GaInAs en fonction de la largeur de l'ouverture. Ce phénomène de surcroissance correspond à une différence de vitesse de croissance du GaInAs .

Pour fabriquer des photodétecteurs M.S.M, il est nécessaire de niveler la structure. Une étape technologique supplémentaire a été nécessaire. Pour cela, nous

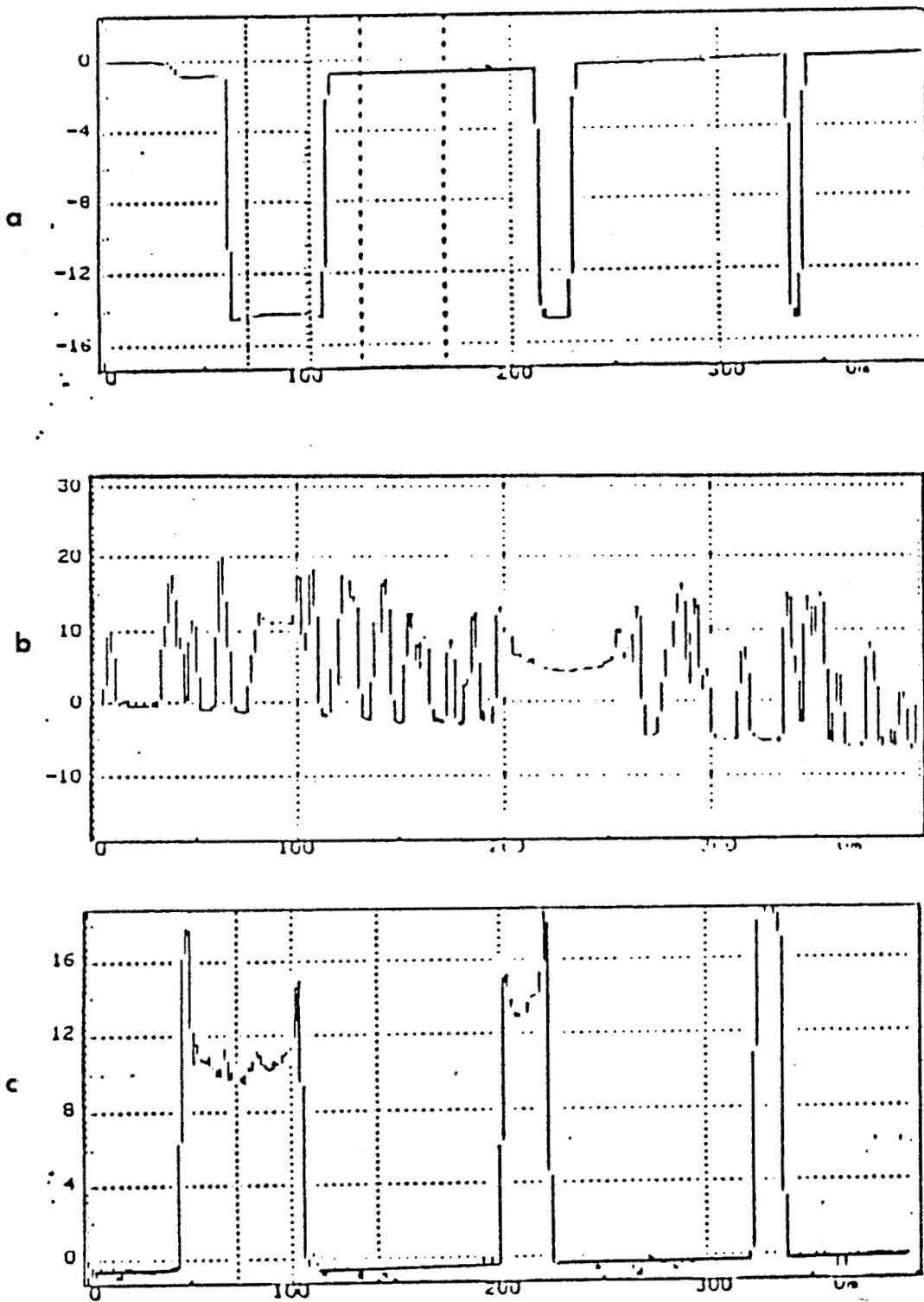


Figure 10
Contrôle de l'état de surface

- a) Avant le dépôt du GaInAs.
- b) Après la reprise d'épitaxie.
- c) Après l'élimination du SiO_2

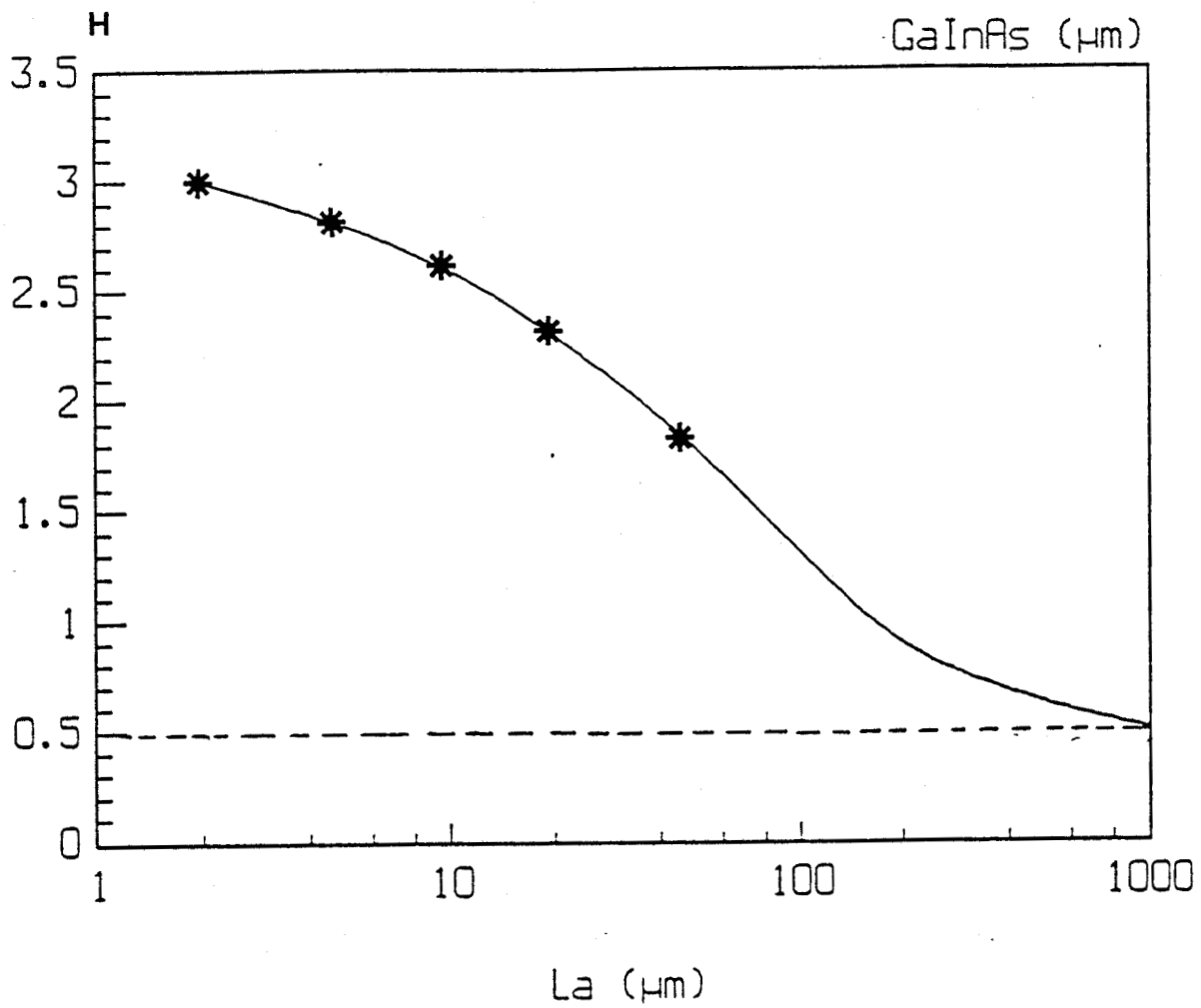


Figure 11
Evolution de l'épaisseur du GaInAs réellement déposée
en fonction de la largeur des ouvertures.

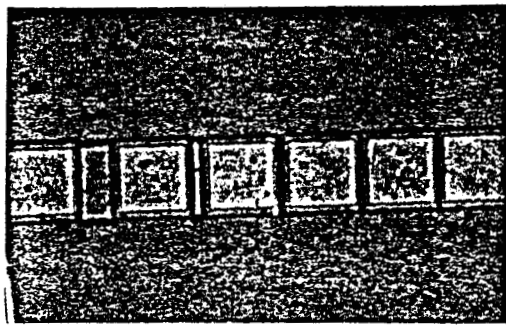
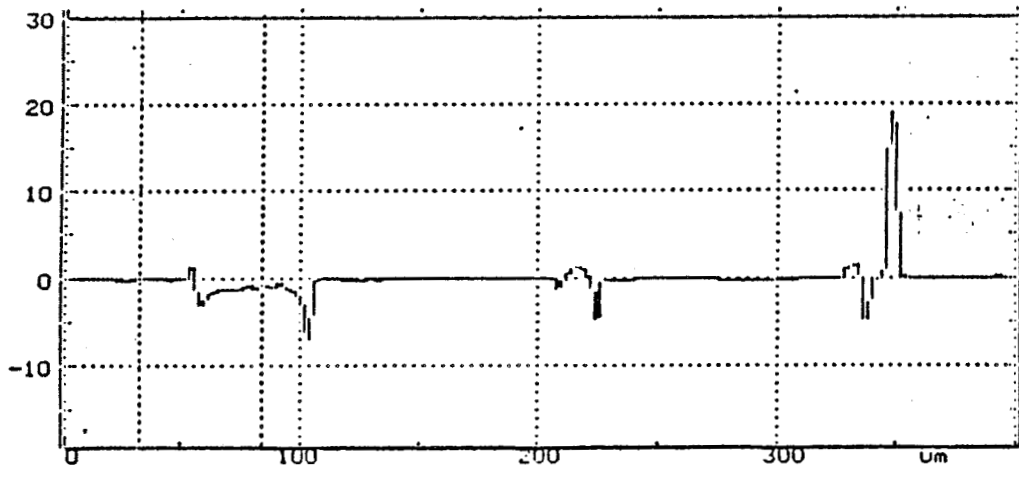


Figure 12

- a) L'état de surface de la structure après l'attaque du GaInAs.
- b) Photographie du dispositif.

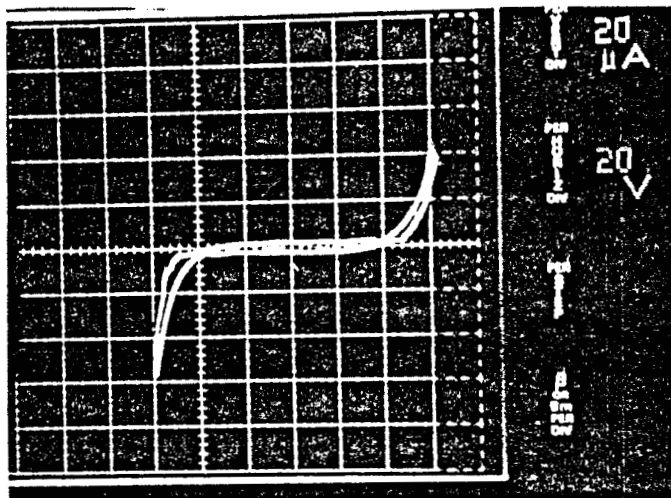


Figure 13

Caractéristique I - V en obscurité du M.S.M - EL.

avons utilisé une solution chimique ($\text{H}_3\text{PO}_4 + \text{HCl} + \text{H}_2\text{O}$) pour attaquer la surcroissance du GaInAs.

Le graphique 12 représente l'état de surface de la structure après cette étape technologique.

La dernière étape de réalisation est le dépôt du contact Schottky - Titane , Platine, Or - sur le GaAs. La figure 12,b donne une photographie du dispositif terminé.

B-2) Caractéristique statique.

La figure 13 représente la caractéristique statique courant-tension en obscurité du M.S.M à épitaxie localisée. On remarque que le courant d'obscurité du M.S.M est très faible , même pour des tensions de polarisation élevées - $5 \mu\text{A}$ pour une tension de polarisation du M.S.M de 40 V -. En outre la tension de claquage du M.S.M.(E.L) est largement supérieure à 85 Volts . Ce résultat pourrait s'expliquer par la chute du pic du champ électrique que l'on devrait rencontrer habituellement à la sortie de l'électrode du M.S.M [6], à cause de l'interface GaInAs / GaAs qui est justement présente dans cette région.

Les figures 14,a , 14,b représentent l'évolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation du M.S.M sous éclairage continu , pour plusieurs puissances lumineuses, aux deux longueurs d'onde $.8 \mu\text{m}$ (figure 14,a) , et $1.3 \mu\text{m}$ (figure 14,b). Nous observons une évolution classique du photocourant en fonction de la tension de polarisation, tout à fait analogue à celle des M.S.M sur GaAs.

B-3) Caractéristiques dynamiques.

La figure 15,a représente la réponse impulsionnelle du M.S.M à épitaxie localisée de $5 \mu\text{m}$ de distance interélectrodes, obtenue en utilisant un laser semiconducteur émettant à la longueur d'onde $.8 \mu\text{m}$. La tension de polarisation du M.S.M est de 40 V , et la fréquence des impulsions est de 250 MHz . La réponse impulsionnelle de ce M.S.M est tout à fait comparable à celle d'un M.S.M sur GaAs (figure 15,b).

Par contre , à cause de l'étape technologique supplémentaire qui consistait à " *replanariser* " la surface de la structure, l'état à l'interface GaInAs - GaAs est certainement très fortement dégradé , et à la longueur d'onde $1.3 \mu\text{m}$ le M.S.M à épitaxie localisée ne fonctionne qu'en basses fréquences ; il ne nous a donc pas été possible d'obtenir la réponse impulsionnelle de ce M.S.M à la longueur d'onde $1.3 \mu\text{m}$.

L'étude de ce type de photodétecteur nous a donné plusieurs renseignements utiles. D'abord, elle nous a familiarisé avec le procédé d'épitaxie localisée utilisant des

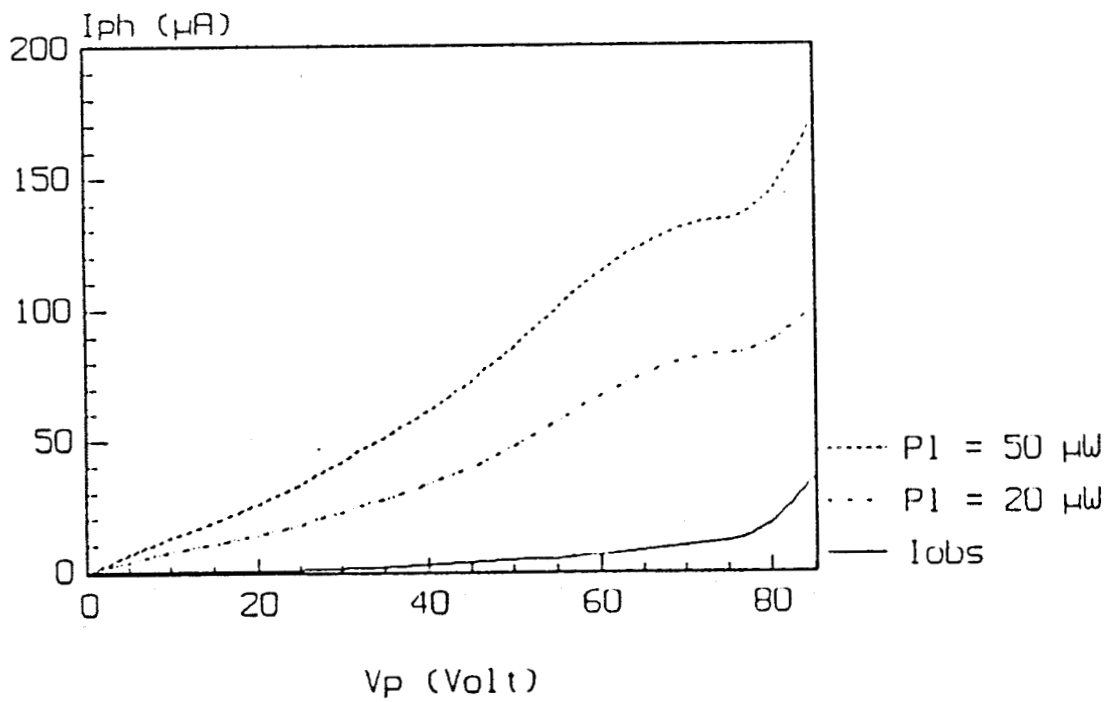
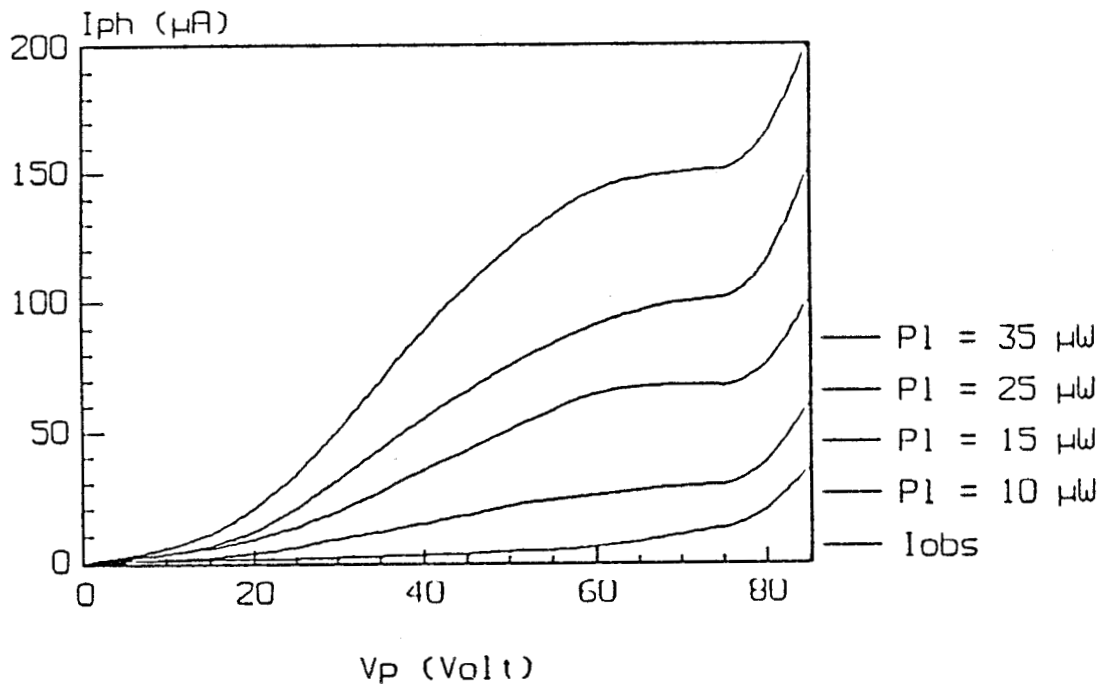


Figure 14

Evolution du photocourant I_{ph} en fonction de la tension de polarisation pour le MSM-EL. $D = 5 \mu m$

- a) $\lambda = 0.8 \mu m$
- b) $\lambda = 1.3 \mu m$.

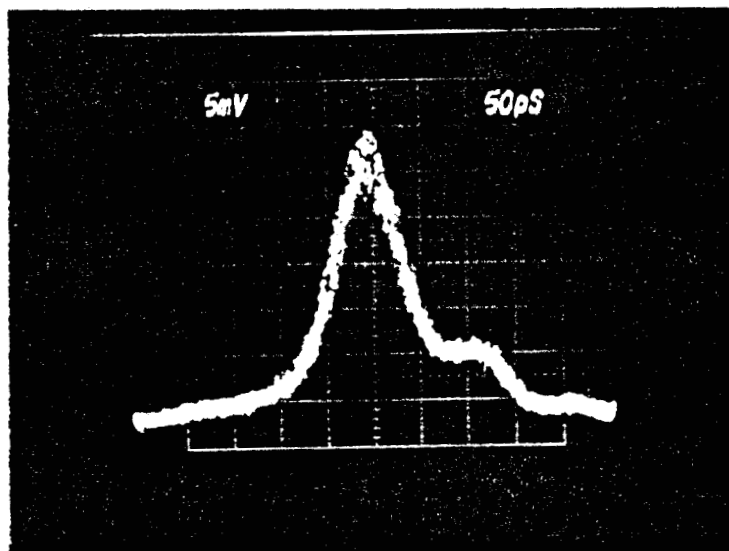
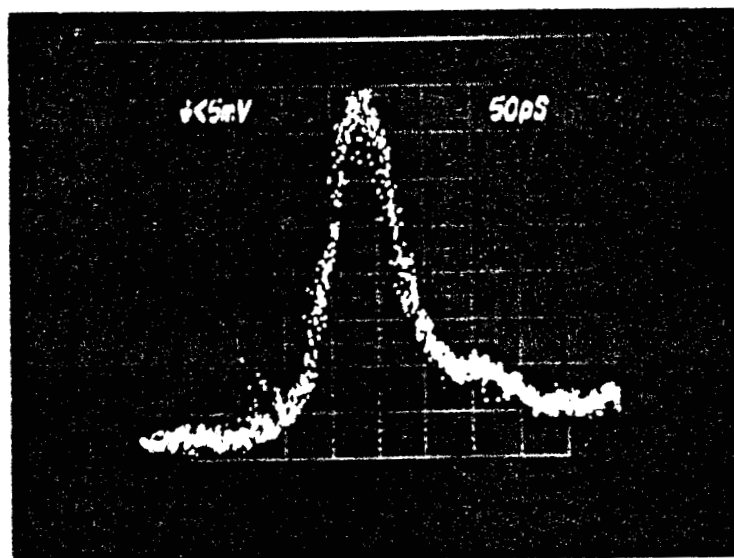


Figure 15

Réponse impulsionnelle.

- a) MSM - EL : $D = 5 \mu\text{m}$, $\lambda = .8 \mu\text{m}$, $V_p = 40 \text{ V}$.
- b) MSM GaAs : $D = 5 \text{ m}$, $\lambda = .8 \mu\text{m}$

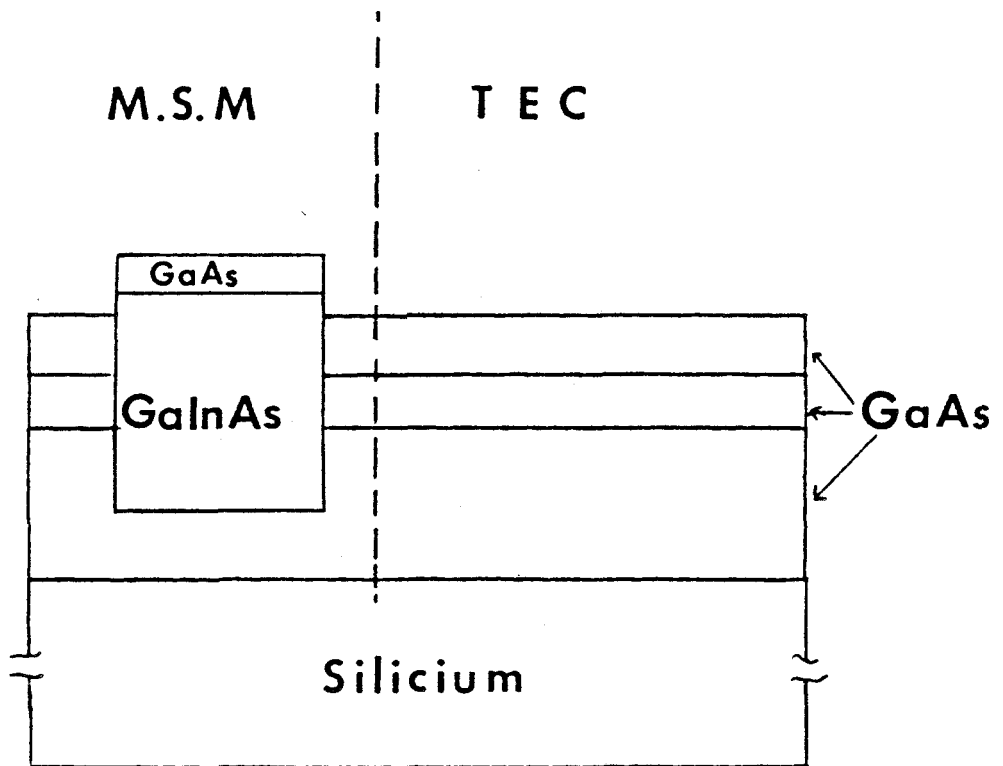


Figure 16.

Matériau utilisé pour la réalisation du photorécepteur.

masques diélectriques, ce qui nous a permis de tracer une courbe d'étalonnage de la vitesse de dépôt du GaInAs en fonction des dimensions de l'ouverture des caissons. Ensuite, nous avons aussi mis en évidence l'accroissement de façon importante de la tension de claquage du photodétecteur du type M.S.M grâce probablement à une modification du profil du champ électrique en sortie de l'électrode par la présence du caisson. Ce deuxième résultat pourrait être un atout pour augmenter les conversions photoniques - électroniques dans le cas d'une transmissions hyperfréquences par voie optique sans avoir à faire intervenir l'association du photodétecteur de type M.S.M avec un transistor à effet de champ [7].

III) REALISATION DU PHOTORECEPTEUR RESONANT INTEGRE.

L'objet de ce paragraphe est de présenter une tête de réception qui associe , en intégration monolithique , un transistor à effet de champ sur GaAs à grille submicronique, un photodétecteur M.S.M de structure interdigitée, et une inductance.

A) MATERIAU.

L'épitaxie que nous avons utilisée repose sur les progrès les plus récents réalisés dans le domaine de la croissance des hétéroépitaxies, en accord ou en désaccord de maille. Toutes les croissances épitaxiales servant de base à la fabrication du dispositif ont été réalisées au Laboratoire Central de Recherche de THOMSON C.S.F par M^{me} M.Razeghi, par la méthode des organométalliques à basse pression (LP - MOCVD).

L'idée de base consiste, partant d'une épitaxie adaptée pour la fabrication d'un transistor à effet de champ (MESFET) de faire croître par épitaxie localisée les couches nécessaires pour la fabrication du photodétecteur M.S.M pour une utilisation aux grandes longueurs d'ondes (1.3 - 1.55 μm).

Etant donnés les progrès récents dans la croissance de matériaux III-V sur un substrat Silicium , et l'intérêt que peut susciter l'usage d'un tel substrat (possibilité d'intégration sur la même puce des composants rapides tel que le MESFET, des composants optoélectroniques, et des systèmes de traitement du signal sur Silicium) il nous a paru opportun d'utiliser le Silicium comme substrat .

L'épitaxie prévue pour la fabrication du photodétecteur est donnée figure 16, elle est constituée par :

- un substrat Silicium, servant de support épitaxial.
- une couche tampon de GaAs, de 3 μm d'épaisseur. Son rôle est d'isoler électriquement la couche active du transistor du substrat Silicium.
- une couche de GaAs, de 2000 Å d'épaisseur dopée à 3.10^{17} atomes/cm³; servant de couche active pour le MESFET.

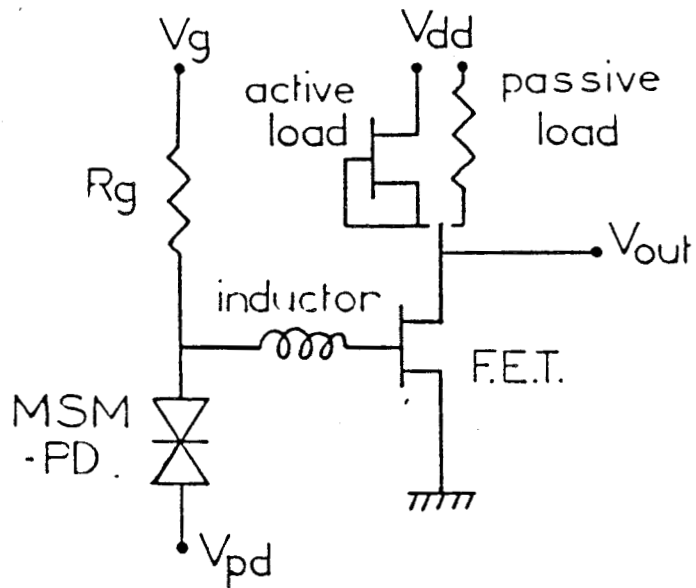


Figure 17
Schéma de principe du photorécepteur.

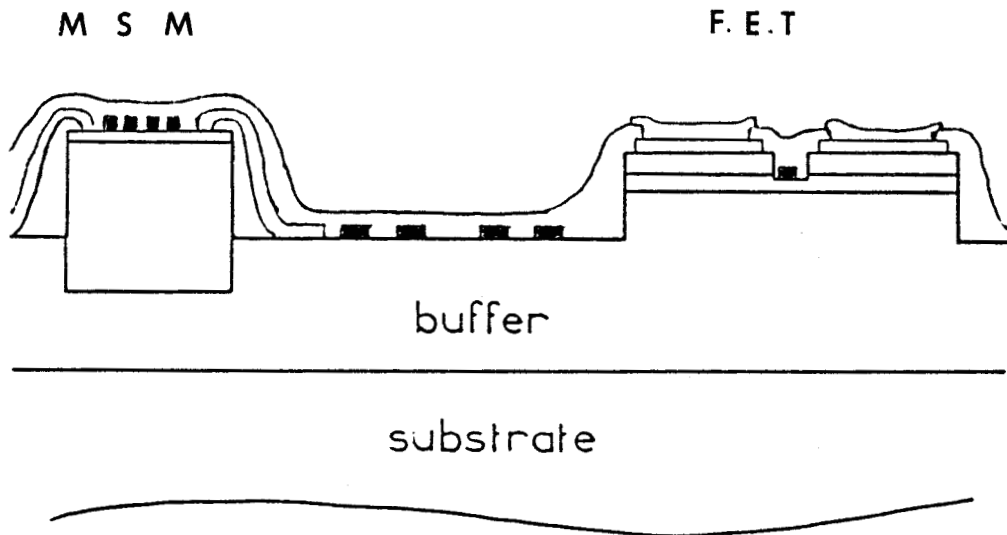


Figure 18
Vue schématique de la tête optique.

- une couche fortement dopée ($N_d = 10^{18}$ atomes/cm³), de 2000 Å d'épaisseur. Elle sera utilisée pour la réalisation des contacts ohmiques (drain et source) du MESFET.

L'épitaxie concernant le photodétecteur M.S.M est constituée d'une couche non intentionnellement dopée (NID) de GaInAs de 1 μm d'épaisseur, permettant la détection aux grandes longueurs d'ondes , sur laquelle on dépose une fine couche de GaAs (100 Å) non dopé, qui servira pour la réalisation des contacts Schottky du M.S.M. Cette dernière méthode a été utilisée avec succès par ailleurs [8], et nous l'avons retenue ici.

B) PRESENTATION DU DISPOSITIF.

Le schéma de principe du photorécepteur est présenté figure 17. Ainsi que nous l'avons déjà mentionné auparavant, le photodétecteur est constitué d'un M.S.M de structure interdigitée, d'une inductance, et d'un transistor à effet de champ. La figure 18 nous donne une vue schématique d'ensemble de la structure générale . Sa conception permet d'envisager des tensions de polarisation différentes pour le M.S.M et la grille du transistor . Les résistances de polarisation de grille et du drain sont prévues sur la même puce. Nous avons aussi prévu la possibilité de polariser le drain du transistor par une polarisation active grâce à un transistor à effet de champ; un transistor à effet de champ fait également partie des différents motifs de test sur la puce.

B-1) Photodétecteur M.S.M.

Deux structures de photodétecteurs M.S.M ont été prévues.

1/ Un photodétecteur M.S.M réalisé sur la couche tampon GaAs , pour la détection à .8 μm. La surface du M.S.M est de (80 μm)², avec .6 μm de largeur de doigt , et 1.5 μm de distance interélectrodes. A l'aide du logiciel que nous avons développé (chapitre II), nous avons calculé les caractéristiques prévisibles de ce M.S.M :

- rendement quantique de 60 %
- capacité inhérente à la structure de .3 pF.
- fréquence de coupure de 16 GHz (effet du temps de transit), pour une tension de polarisation de 4 Volts.

2) Un photodétecteur M.S.M pour la détection aux grandes longueurs d'ondes (1.3 - 1.55 μm). Sa surface équivalente de (80 μm)², avec 1 μm de distance interélectrodes , et 1 μm de largeur d'électrode. La simulation de cette structure nous donne les caractéristiques suivantes :

- rendement quantique de 45 %

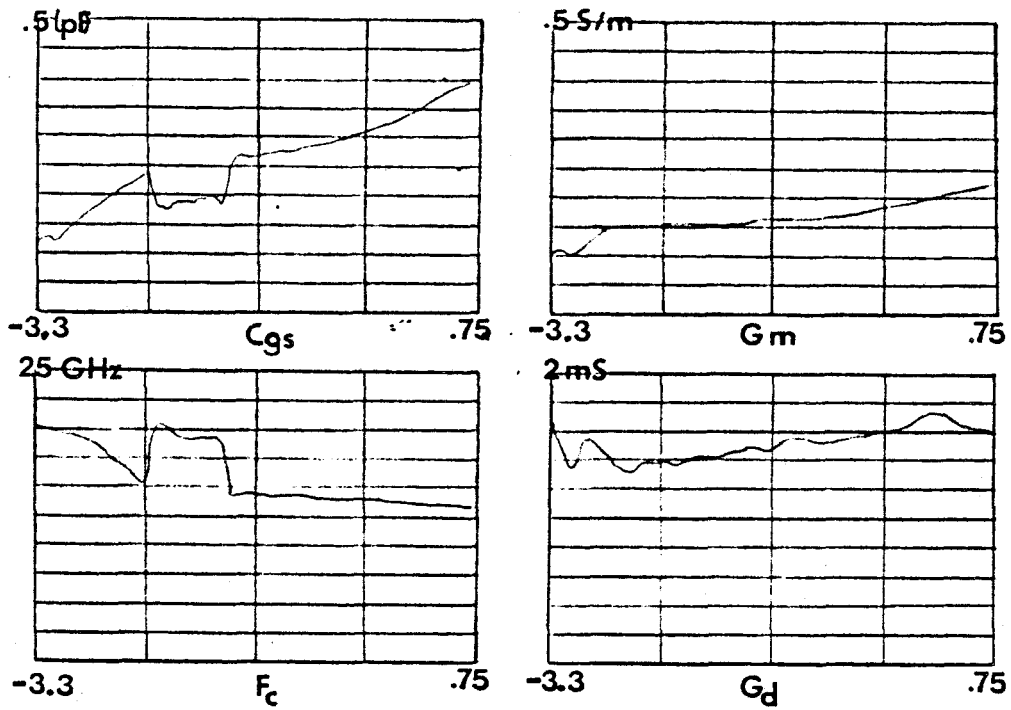
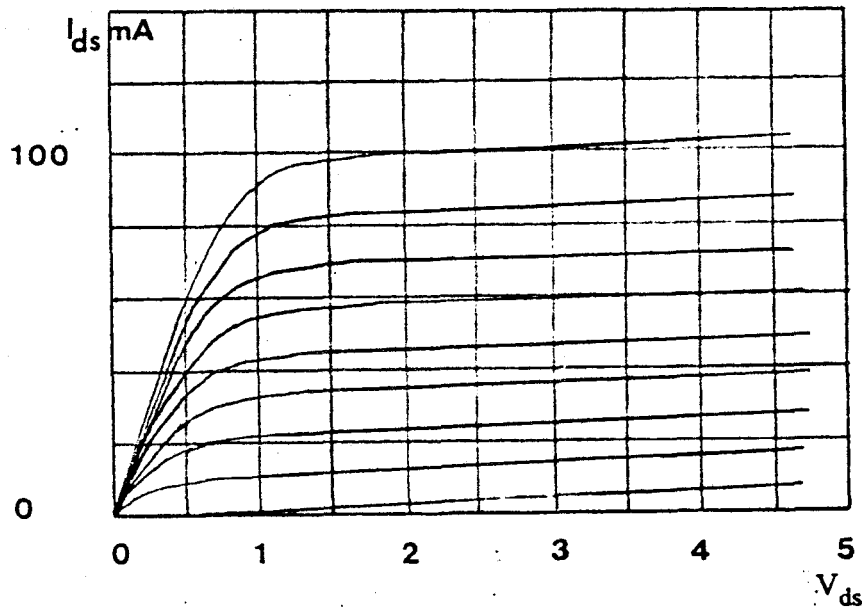


Figure 19
Caractéristiques du transistor GaAs [8].

- capacité de .2 pF.
- fréquence de coupure de 12 GHz (effet de temps de transit).

B-2) Transistor à effet de champ.

Pour les MESFET servant à l'amplification, nous avons choisi une structure de doigt de grilles interdigitée, afin de diminuer les valeurs des résistances d'accès du transistor. La longueur des doigts est de .5 μm , sa largeur est de 300 μm (2 x 150 μm), et la distance drain - source est de 3 μm .

Les caractéristiques statiques et dynamiques de ce MESFET ont été calculées à l'aide d'une méthode de simulation développée au laboratoire [8]. Les performances prévues pour le MESFET sont données figure 19; la transconductance g_m est de 45 mS pour $V_{ds} = 3$ Volts et $V_{gs} = -1$ Volt; pour les mêmes points de polarisation, la capacité C_{gs} de grille vaut .25 pF, et la fréquence de transition f_t vaut 14 GHz.

B-3) Inductance.

L'inductance de liaison est de forme spirale, la valeur de l'inductance dépend essentiellement de la largeur de la piste W , de la distance interpistes d , du diamètre de la spire, et du nombre de tours N . Sa valeur peut être approchée par la formule suivante [9] :

$$L(\text{nH}) = 14,1.(D + \delta).N^{5/3}.\text{Log}_{10}[4.(D + \delta)/(D - \delta)]$$

avec $N = [D + \delta]/[2.(W + d)]$

où les dimensions sont exprimées en cm.

Les pertes dans l'inductance sont de deux types : les pertes résistives et les pertes capacitives.

Les pertes résistives se produisent dans le conducteur . La résistance de perte se déduit de la formule :

$$R = l / [\sigma.S]$$

où S est la section du ruban, l est la longueur du ruban, σ est la conductivité du matériau.

En augmentant la section, il est possible de réduire cette résistance parasite qui détermine le coefficient de qualité Q de l'inductance. Cependant à fréquence élevée le phénomène d'effet de peau peut apparaître . Toute augmentation au delà d'une

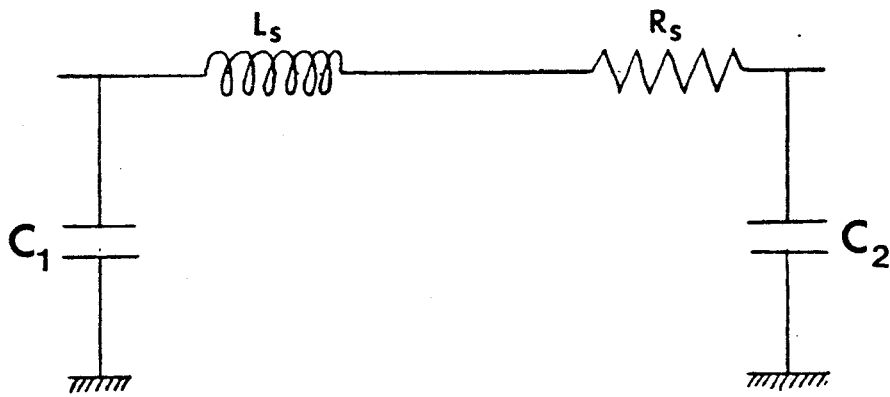


Figure 20

Schéma électrique équivalent de l'inductance.

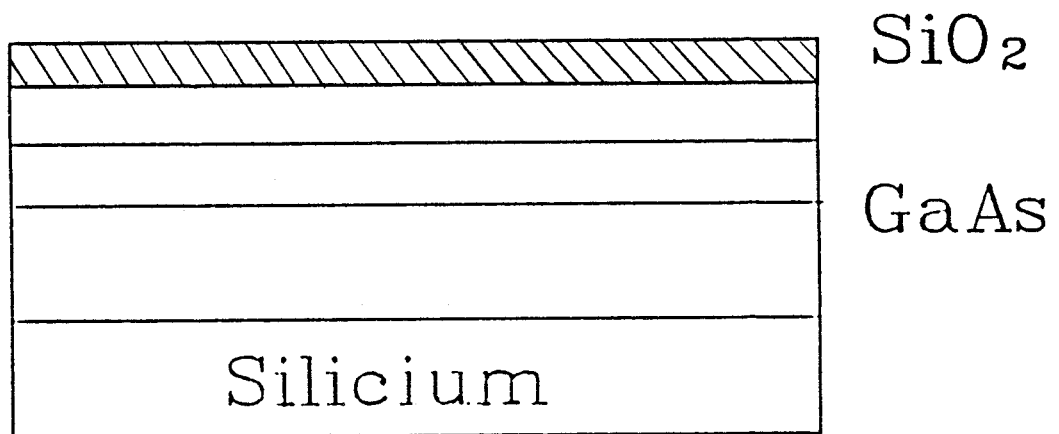


Figure 21.

Etape technologique.
Dépôt du SiO_2 (2000 Å).

certaine valeur de la section du ruban ne se traduit plus par une diminution de la résistance. En effet le courant hyperfréquences ne se propage que dans une épaisseur notée δ du conducteur . la résistance s'écrit alors :

$$R = [\Gamma.l] / [2.\sigma.\delta.(W+h)]$$

avec :

$$\delta = [2/\sigma.w.\mu]^{1/2}$$

où μ est la mobilité , W est la largeur du ruban, h est la hauteur du ruban , Γ est une constante qui varie entre 1.3 et 1.8 , et w est la pulsation de l'onde hyperfréquence.

Les couplages capacitifs sont de deux types [10] , du type Microstrip (capacité avec le plan de la masse), et du type coplanaire (capacité entre deux bras). Si la hauteur du substrat est suffisamment grande on peut négliger les capacités du type " Microstrip ", et par un choix judicieux de la distance interpiste et de la largeur de la piste, les valeurs des capacités coplanaires restent faibles.

La figure 20 représente le schéma électrique équivalent qui tient compte des éléments parasites décrits ci- dessus.

Dans notre cas, deux inductances sont prévues :

- la première inductance est de 10 μm de largeur de piste, et de 5 μm de distance interpiste, le nombre de tours est de 3.5. Cette structure permet d'obtenir une inductance de 2 nH.

- La seconde inductance a pour caractéristiques géométriques : 5 μm de largeur de piste, 5 μm de distance interpiste , et un nombre de tours égale à 3.5 . Cette inductance à pour valeur 3 nH.

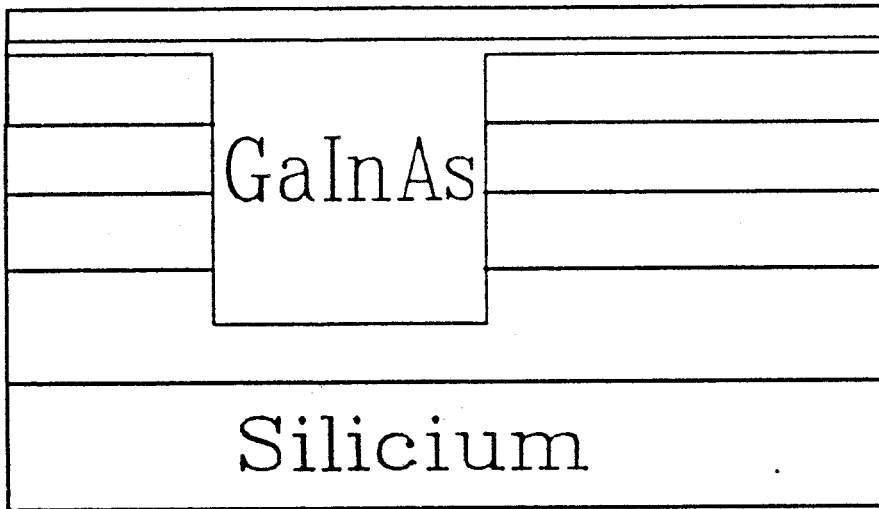
B-4) Résistances.

Les différentes résistances utilisées pour la polarisation du transistor sont des résistances actives, définies à partir des propriétés résistives de la couche N de l'épitaxie. On a :

$$R = L / [q.N.\mu_n.a.l]$$

où L et l sont respectivement la longueur et la largeur du ruban conducteur, N et a sont respectivement le dopage et l'épaisseur de la couche active, enfin μ_n est la mobilité des électrons dans la couche.

C) REALISATION TECHNOLOGIQUE.



GaAs

SiO₂

GaAs

Silicium

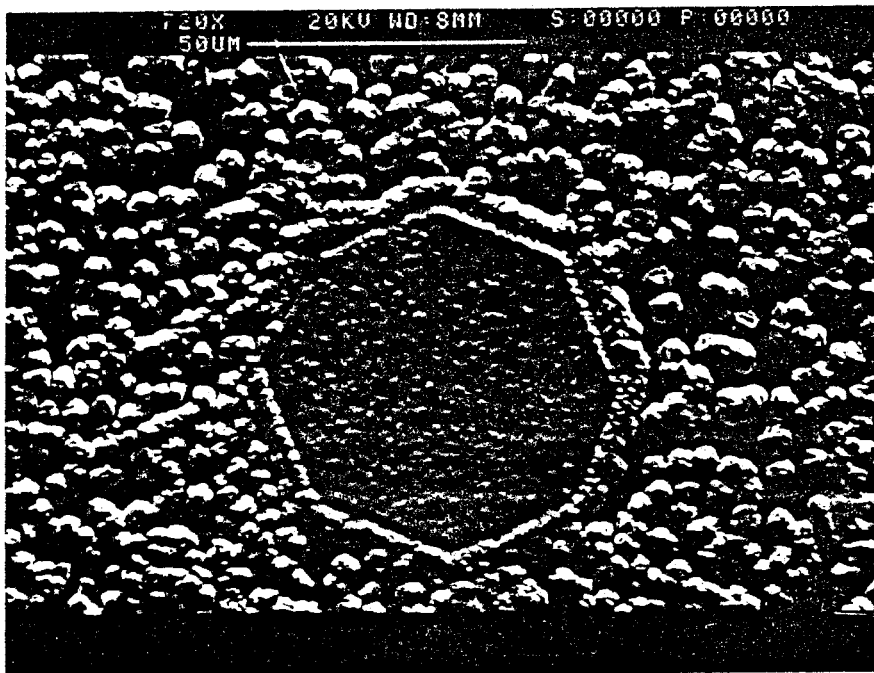


Figure 22

Etape technologique.

Photographie du matériau après le dépôt du GaAs/GaInAs.

D'une manière générale, le procédé de réalisation technologique de la tête de réception est semblable à celui déjà réalisé dans notre laboratoire [10]. Cependant la particularité de cette nouvelle tête optique est l'utilisation de l'épitaxie localisée pour le dépôt des couches nécessaires pour la réalisation du photodétecteur M.S.M sans altérer l'épitaxie adaptée pour le transistor à effet de champ. En effet, si ces couches sont déposées directement sur la couche N^+ du transistor, la grande difficulté est de pouvoir arrêter l'attaque nécessaire pour isoler le photodétecteur juste au niveau de la couche N^+ . Cette difficulté risque d'être encore plus accrue si le matériau à déposer est à fort désaccord de maille (GaInAs sur GaAs). C'est pourquoi pour surmonter cette difficulté, il nous a semblé opportun de déposer la couche GaInAs par épitaxie sélective [13].

Les étapes technologiques qui ont été nécessaires pour la réalisation du photorécepteur intégré sont les suivantes :

C-1) Réalisation des caissons.

L'épitaxie du transistor présentée figure 21 est couverte d'une couche de SiO_2 de 2000 Å d'épaisseur, qui est ensuite gravée dans un plasma CF_4 pour réaliser des ouvertures orthogonales de 80 μm de diamètre de surface.

En utilisant le SiO_2 comme masque de protection, on réalise des ouvertures dans le GaAs par attaque chimique. La profondeur d'attaque est de 1.4 μm .

C-2) Reprise d'épitaxie.

Les couches nécessaires pour la réalisation du photodétecteur M.S.M (100 Å de GaAs sur 1 μm de GaInAs) ont été déposées par épitaxie localisée à l'aide de la méthode LP - MOCVD.

Nous présentons figure 22, une photographie du matériau prise au microscope électronique à balayage, après cette étape technologique. On constate bien que la qualité de l'état de surface correspond à la nature polycristalline du matériaux déposé sur SiO_2 .

C-3) Elimination du SiO_2 .

Pour éliminer le SiO_2 , on procède de la même manière que lors de la réalisation du M.S.M à épitaxie localisée.

La figure 23 représente le photographie prise au microscope électronique pendant la phase d'attaque du SiO_2 , où l'on peut remarquer une surcroissance du GaAs/GaInAs dans les caissons.

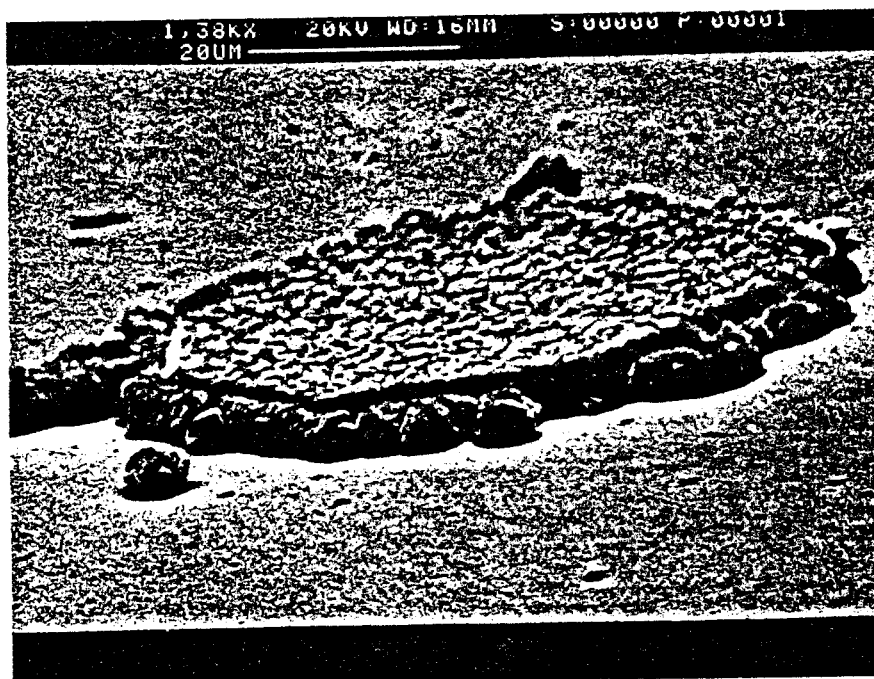
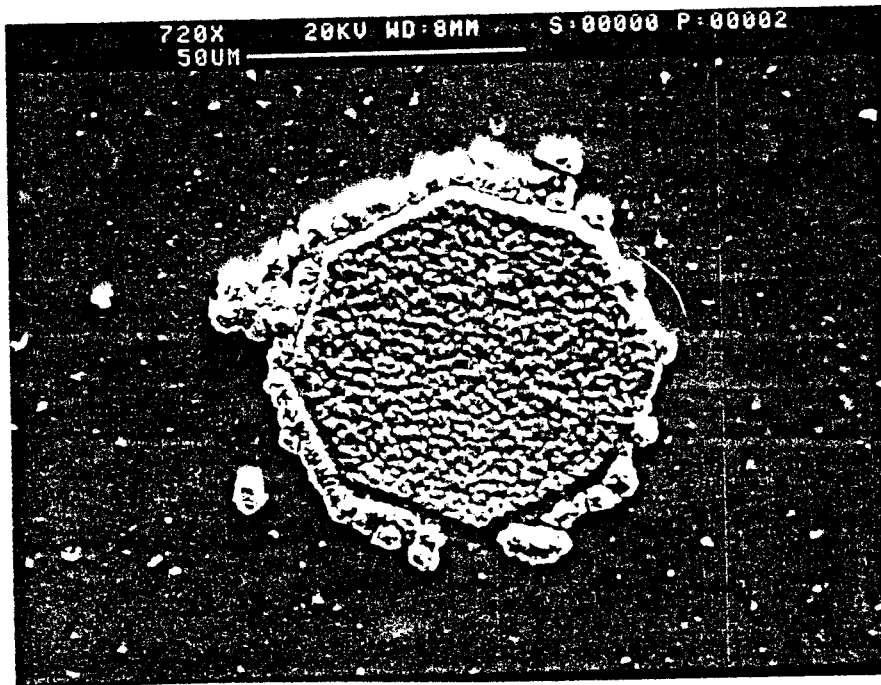


Figure 23.
Etape technologique.
Photographie du matériau pendant la phase
d'attaque du SiO_2 .

C-4) Réalisation du MESFET et du M.S.M.

Ce dispositif a nécessité 7 niveaux de masques dont 1 optique et un réalisé au masqueur électronique (pour la réalisation de la grille du transistor, des électrodes du MSM , et de l'inductance); une présentation des masques est donnée figure 24.

Les principales étapes technologiques nécessaires pour la réalisation du photorécepteur sont les suivantes :

1/ Une attaque MESA, qui consiste en un décapage sélectif de la couche active autour de la zone active du transistor, des résistances, et de l'épitaxie localisée pour le M.S.M, pour atteindre le niveau de la couche tampon en dehors de ces endroits.

2/ Le dépôt des contacts ohmiques de source et drain des différents transistors, et pour les plots de résistances. Il s'agit d'une évaporation sous vide d'un eutectique AuGe, suivi d'une pulvérisation de Nickel, puis d'un " Lift - Off " pour supprimer la métallisation en excès. La plaquette est ensuite mise au four pour subir un recuit " flash ", qui conditionne la qualité du contact ohmique.

3/ Un premier recess est effectué entre les différents plots des contacts ohmiques d'une profondeur de 2000 Å, pour atteindre le niveau de la couche active.

4/ A cause de la fine couche de GaAs qui se trouve au dessus du GaInAs, il n'est plus possible de niveler chimiquement la surface de la structure (voir chapitre IV paragraphe II. D-1.4) , et pour éviter l'interface directe GaInAs - métal (courant de fuite) , une étape technologique supplémentaire a donc été nécessaire. Elle consiste au dépôt d'une couronne de polyimide autour du détecteur afin d'en passiver les flancs.

5/ Un deuxième recess est effectué entre les contacts ohmiques du transistor, pour obtenir la hauteur du canal désirée. Il est réalisé suivant le masquage de définition de grille qui est effectué au masqueur électronique.

6/ Dépôt métallique de Titane - Platine - Or d'une épaisseur de 4000 Å, sur la couche N pour la réalisation des grilles des transistors , sur l'hétéroépitaxie GaAs/GaInAs pour réaliser les doigts du M.S.M 1.3 - 1.55 μm , et sur la couche tampon pour la réalisation de l'inductance et des doigts du M.S.M à .8 μm .

Après " Lift-Off ", pour éliminer la métallisation en excès, nous effectuons un recuit à 300 °C pendant 20 mn.

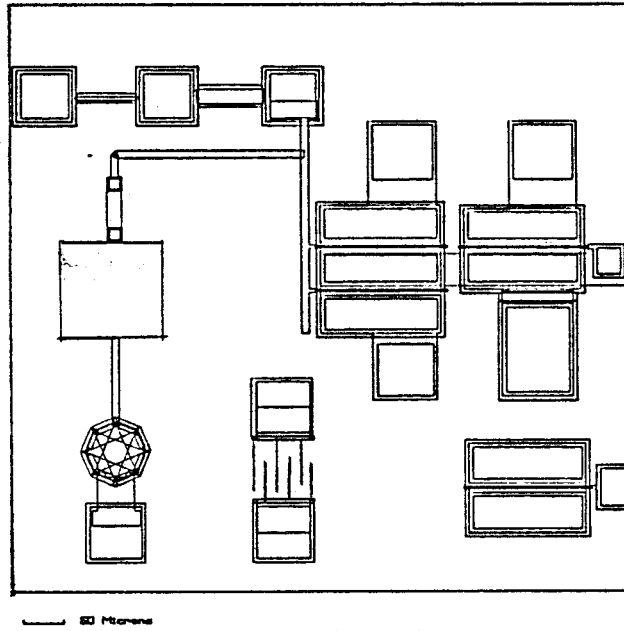


Figure 24.
Présentation des différents masques.

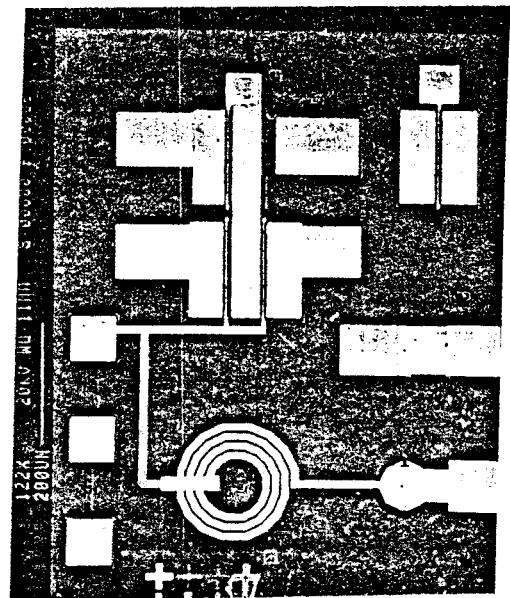
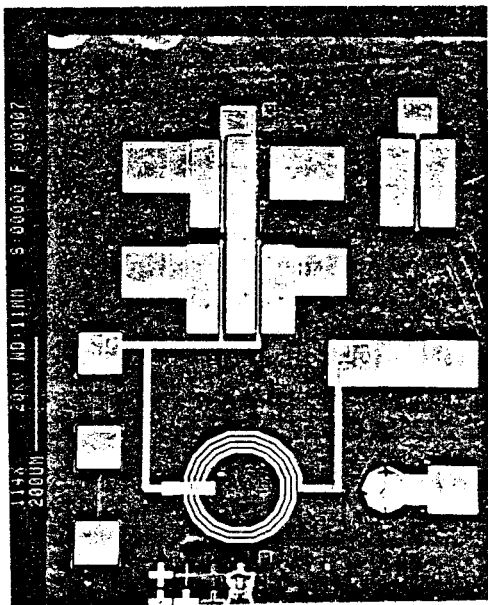


Figure 25
Photographie du photorécepteur intégré
résonant série.

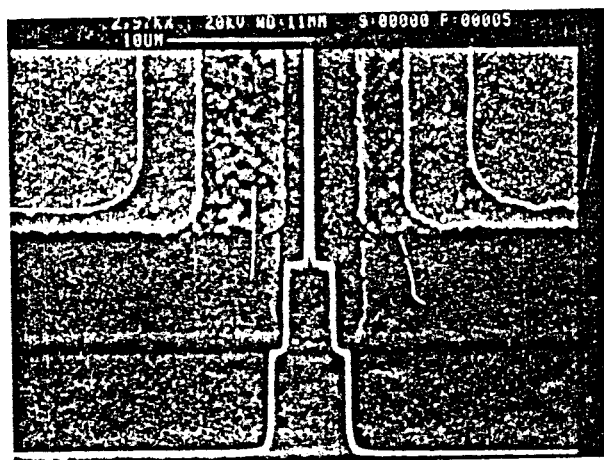
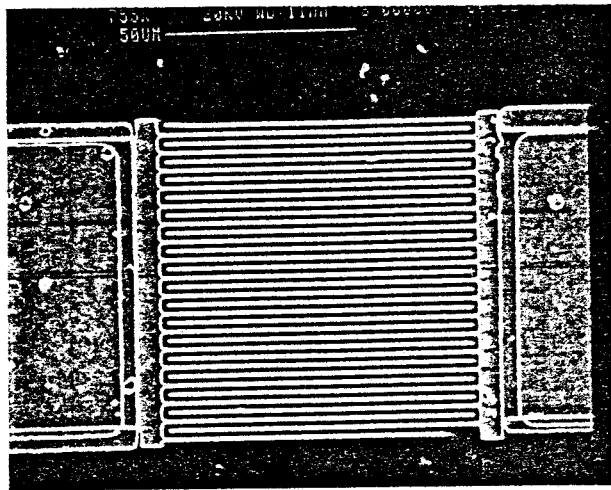
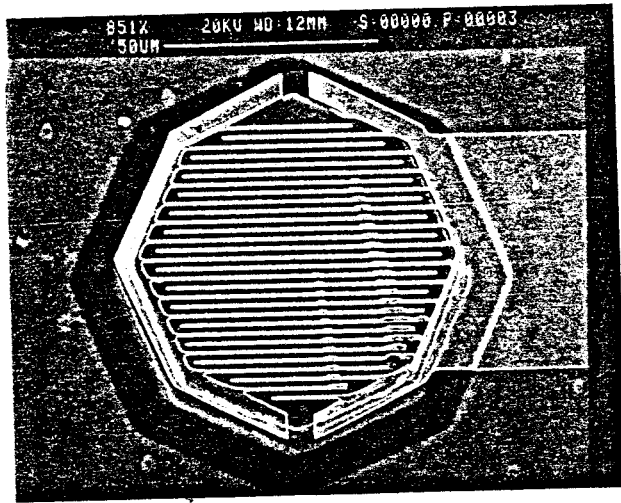


Figure 25
Photographie du photorécepteur intégré
résonant série.

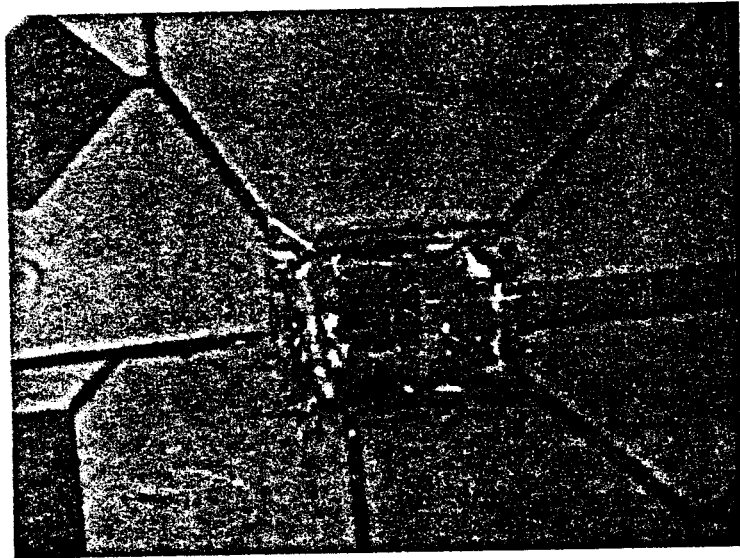


Figure 26

Photographie de la cellule de mesure.

7/ Une couche de Si_3N_4 (nitrure) d'une épaisseur de 3000 Å est déposée pour assurer la protection des grilles. La couche de diélectrique est ensuite gravée dans un plasma CF_4 , pour permettre l'épaississement des différents plots de contact.

8/ Epaississement des plots de polarisation, et réalisation du pont de contact de l'inductance.

Nous donnons figure 25 un ensemble de photographies prises au microscope électronique du photorécepteur résonant série intégré .

IV) CARACTERISATION DU PHOTORECEPTEUR RESONANT INTEGRE

A) CELLULE DE MESURE.

La dernière étape avant la caractérisation de la tête optique est la réalisation de la cellule de mesure dans laquelle s'insère le photorécepteur monolithique. Ainsi nous avons conçu un boîtier (figure 26) ayant cinq accès. Quatre accès servent à la polarisation des divers éléments actifs : M.S.M et transistor via des fiches SMA , et le dernier accès est un accès de sortie hyperfréquence via une fiche SMA. Nous avons réalisé une plaquette pouvant recevoir la tête optique; cette plaquette est gravée sur un substrat diélectrique du type DUROID 6010 ayant les caractéristiques suivantes :

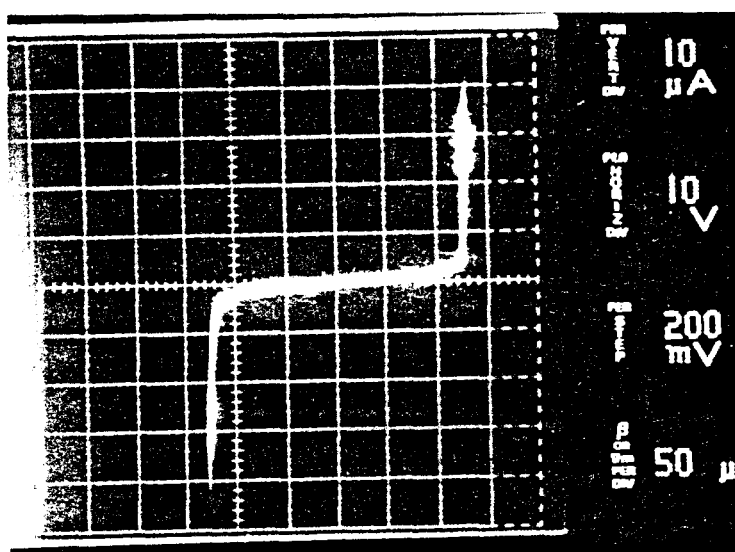
- Permittivité relative $\epsilon = 10.5$ à la fréquence 10 GHz.
- Hauteur de substrat $h = .635$ mm.
- Hauteur de métallisation $t = 17.5 \mu\text{m}$.

Toutes les lignes qui ont été gravées sur le diélectrique sont préalablement dorées par électrolyse pour permettre la soudure des fils de connexion par thermocompression.

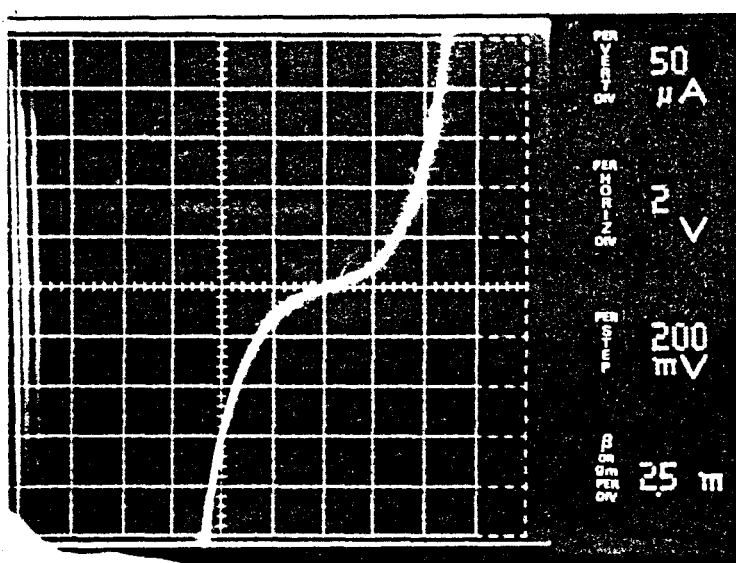
Un trou est pratiqué dans le substrat, afin de pouvoir coller le circuit intégré monolithique, sur la semelle métallique. La masse du circuit est reliée à la masse du boîtier par une colle conductrice. Des fils sont ensuite soudés par thermocompression entre les accès du circuit intégré et les lignes gravées sur le substrat diélectrique.

B) RESULTATS EXPERIMENTAUX.

B-1) Caractéristiques statiques.



a



b

Figure 27

Caractéristiques I - V en obscurité

a) Photodétecteur MSM sur GaAs ($0.8 \mu\text{m}$).

b) Photodétecteur MSM sur GaAs/GaInAS ($1.3 \mu\text{m}$).

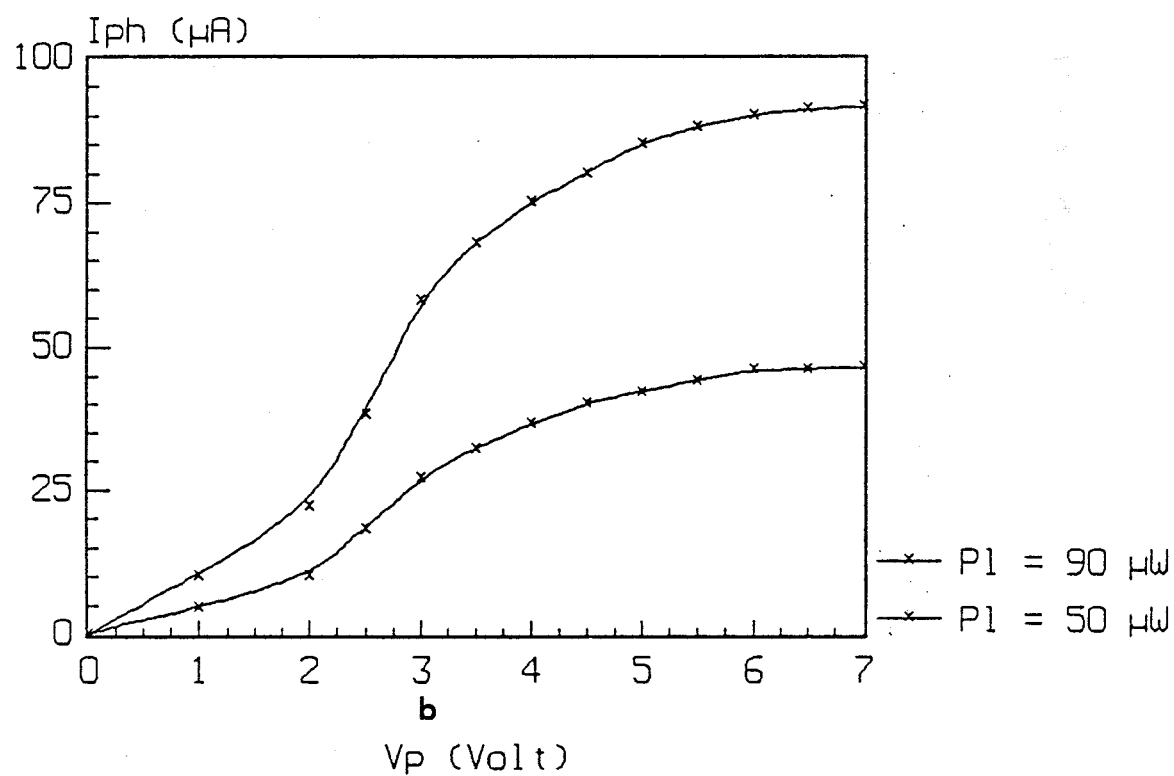
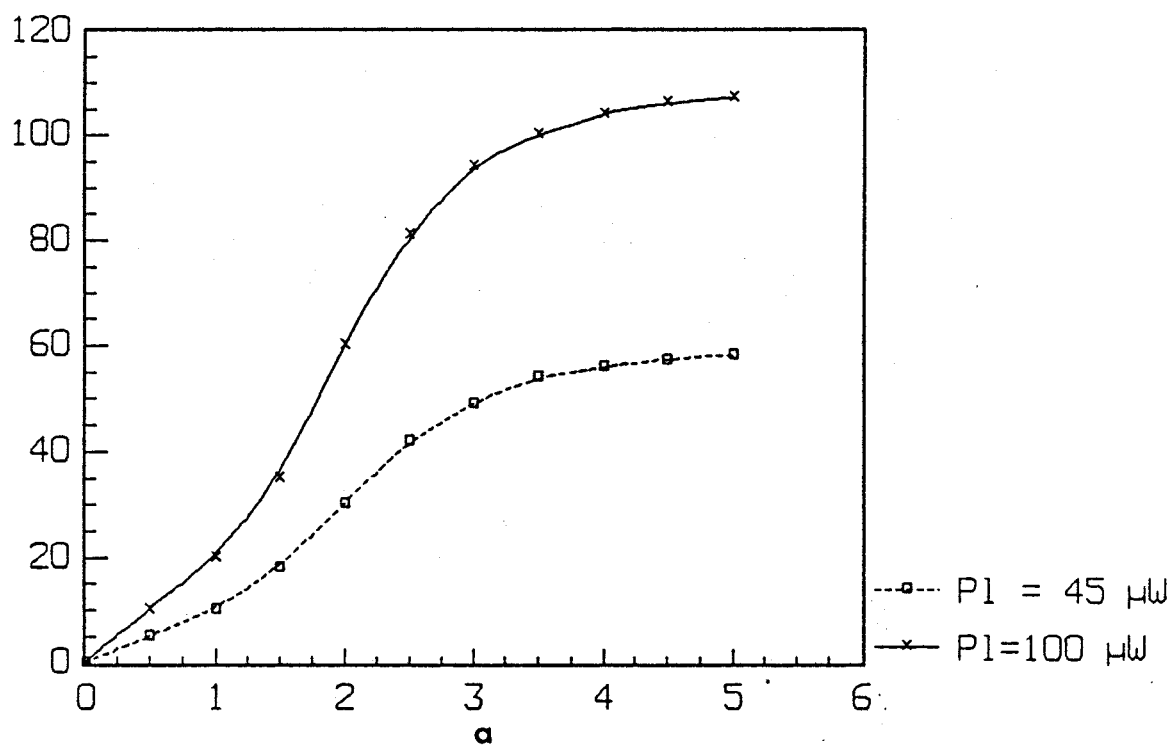


Figure 28

Evolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation sous éclairage continu

a) Photodétecteur MSM sur GaAs ($0.8 \mu m$).

b) Photodétecteur MSM sur GaAs/GaInAs ($1.3 \mu m$).

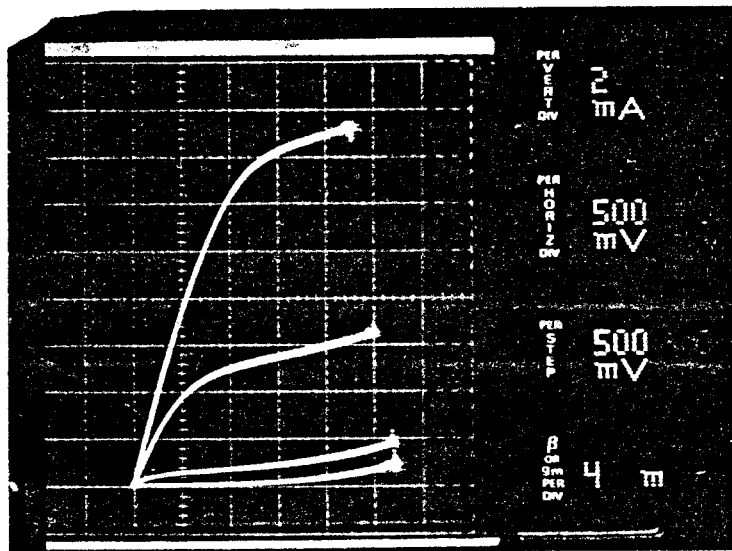


Figure 29
 Caractéristique Statique $I_{ds}(V_{ds})$ du MESFET.

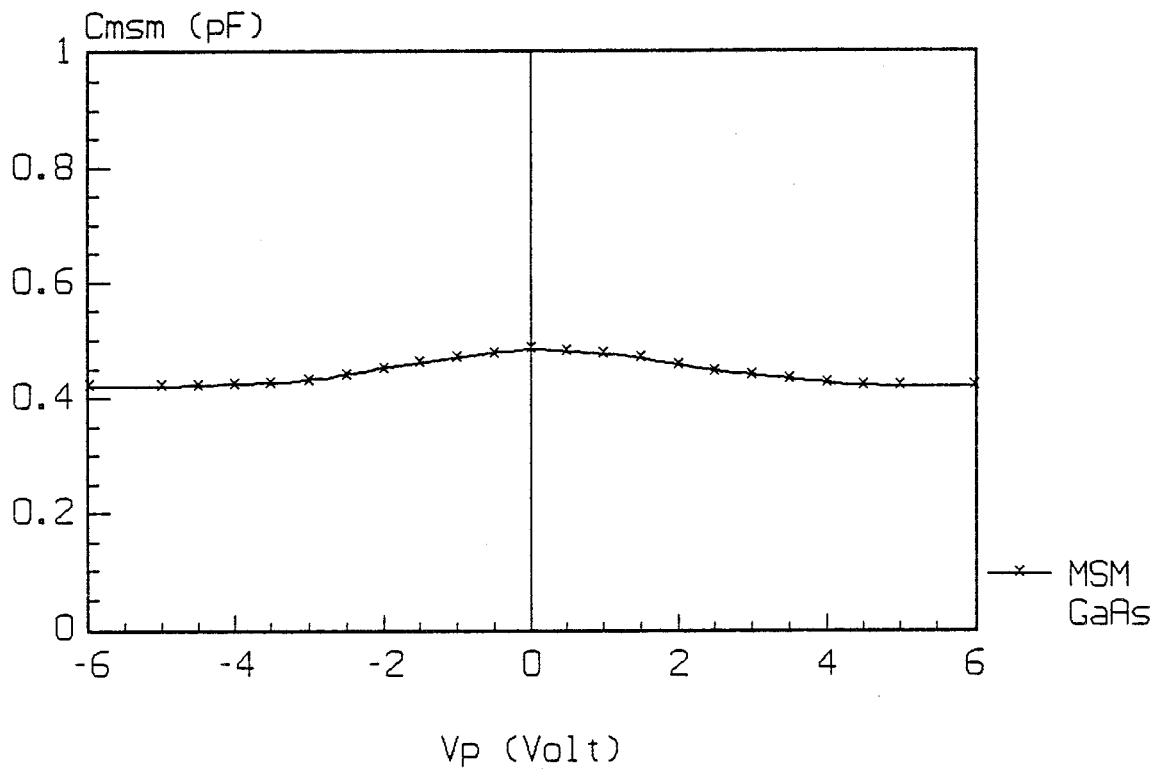


Figure 30
 Evolution de la capacité en fonction de la tension de polarisation pour le M.S.M sur GaAs.

Les figures 27 (a et b) représentent les caractéristiques courant - tension (I - V) en obscurité du photodétecteur M.S.M sur GaAs pour la détection à la longueur d'onde $.8 \mu\text{m}$ (figure 27,a), et du MSM réalisé sur l'hétérostructure GaAs/GaInAs pour la détection des grandes longueurs d'ondes $1.3 - 1.55 \mu\text{m}$ (figure 27,b).

L'évolution générale du courant d'obscurité pour les deux photodétecteurs est une évolution classique. Pour le M.S.M GaAs ce courant reste relativement faible; à la tension de polarisation de 10 Volts le courant d'obscurité du M.S.M GaAS est proche de $2 \mu\text{A}$; sa tension de claquage est voisine de 15 volts. Pour le photodétecteur M.S.M $1.3 - 1.55 \mu\text{m}$ on constate que ce courant est plus élevé que le précédent. Ceci peut être dû à l'interface directe GaInAs - métal sur les flancs qui pourrait subsister, malgré la couronne de polyimide que nous avons déposée autour du détecteur.

la figure 28 (a, b) représente les variations du photocourant , sous éclairage continu , en fonction de la tension de polarisation, pour plusieurs puissance lumineuse (figure 28,a pour le M.S.M GaAs, et figure 28,b pour le M.S.M GaAs/GaInAs). On peut constater une évolution tout à fait classique du photocourant.

Les caractéristiques statiques $I_{ds} (V_{ds})$ du transistor test sont présentées figure 29. La transconductance statique est de l'ordre de 110 mS/mm . Cette transconductance est plus faible que celle prévue ($g_{mth} = 265 \text{ mS/mm}$) ; ce désaccord pourrait être une conséquence de l'utilisation d'un substrat Silicium.

B-2) Caractéristiques dynamiques.

B-2-1) Mesure de la capacité

Dans un premier temps nous avons relevé la caractéristique capacité (C_{MSM}) - tension de polarisation (V_p) , à la fréquence de 500 MHz, du M.S.M réalisé sur GaAs . Au delà de la tension 5 Volts, on constate (figure 30) que la capacité du M.S.M est constante, et tend la valeur limite de $.42 \text{ pF}$. L'écart par rapport au résultat prévu par le calcul doit pouvoir s'expliquer par la présence de capacités parasites supplémentaires due au boîtier.

B-2-2) Mesure du gain du photorécepteur.

A l'aide du banc de mesure présenté chapitre III paragraphe V-C, nous avons étudié l'évolution du signal de sortie du photorécepteur à l'aide de l'analyseur de spectre TEKTRONIX 494, en fonction de la fréquence de modulation de la lumière , dans la gamme 2 - 10 GHz. Les conditions de travail sont rappelées figure 31.

Les résultats sont présentés figure 31, où nous avons également tracé le niveau de puissance obtenue avec LA P.I.N seul chargée sur 50Ω (figure 31,c). On peut

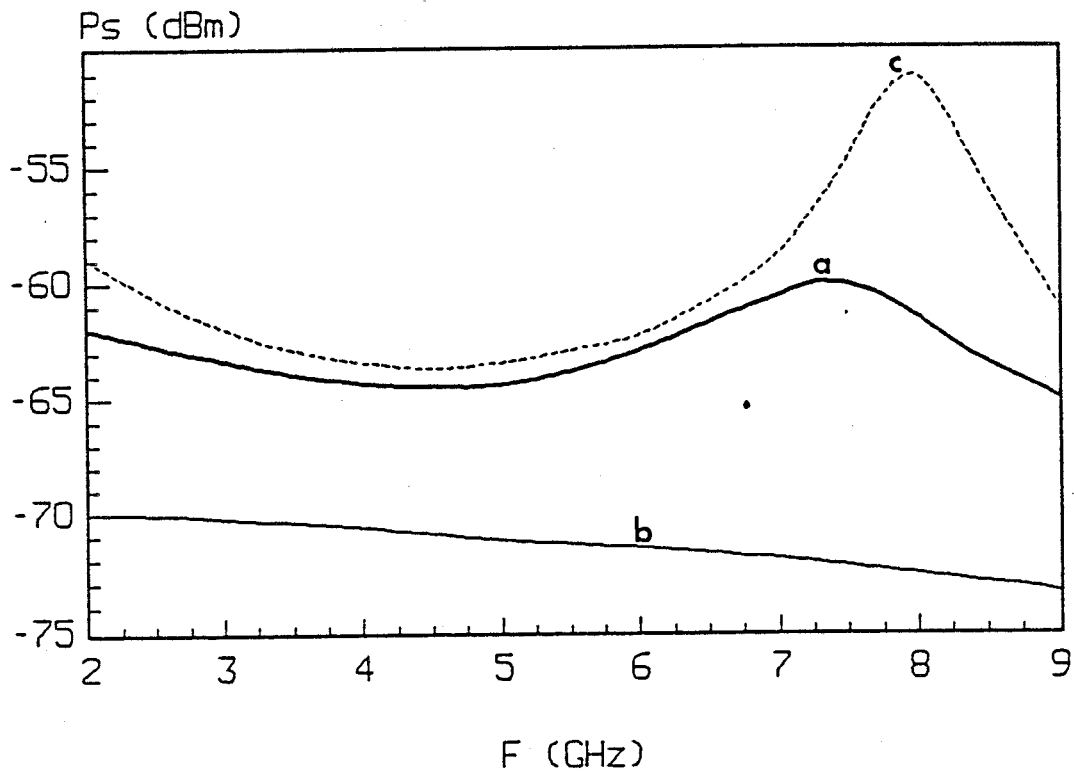


Figure 31

Evolution du signal de sortie du photorécepteur intégré
en fonction de la fréquence ($L_{sth} = 3$ nH).

- a) Signal mesuré en sortie du photorécepteur intégré chargé sur 50Ω .
- b) PIN chargé sur 50Ω .
- c) Courbe théorique pour $L_s = 3$ nH.

constater l'existence d'un phénomène de résonance à une fréquence égale à 7.5 GHz; pour cette fréquence on observe un gain de 10 dB par rapport à la photodiode seule.

Afin d'effectuer une comparaison théorie - expérience , nous avons tracé (figure 31, c) la courbe théorique obtenue à l'aide du logiciel que nous avons développé (Chapitre III). D'une manière qualitative l'allure des deux courbes est semblable; en revanche on constate un écart entre la théorie et l'expérience en ce qui concerne la valeur du gain et la valeur de la fréquence de résonance. Cet écart s'explique probablement par des capacités, des résistances, et des inductances parasites supplémentaires.

V) CONCLUSION.

Ce chapitre a été consacré à la réalisation et la caractérisation d'un photorécepteur résonant série monolithique. La première étape a été le choix de l'élément photodétecteur; à cause de la simplicité de la structure, de la compatibilité technologique avec un transistor à effet de champ, et des caractéristiques dynamiques intéressantes, notre choix s'est porté sur le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal.

La deuxième étape a consisté à réaliser deux types de M.S.M adapté à la détection de signaux lumineux aux grandes longueurs d'ondes 1.3 - 1.55 μm , en proposant de nouvelles structure :

- 1/ Le photodétecteur M.I.S.I.M.
- 2/ Le photodétecteur M.S.M à épitaxie localisée.

Les résultats obtenus par ces deux photodétecteurs sont assez encourageants. Ils nous ont fourni plusieurs informations, telles que l'influence de l'existence d'une couche diélectrique sur la réponse impulsionnelle du M.I.S.I.M, et l'étalonnage de la vitesse de croissance du GaInAs dans des ouvertures.

La dernière étape a été la réalisation d'un photorécepteur résonant monolithique associant un transistor à effet de champ, un M.S.M et une inductance spirale; la fréquence de résonance est de 8 GHz. L'originalité de cette tête optique monolithique est l'utilisation de l'épitaxie localisée par masque diélectrique dans les ouvertures (GaAs/GaInAs) nécessaires pour la réalisation du M.S.M 1.3 - 1.55 μm , ainsi que l'utilisation d'un substrat Silicium. La caractérisation de ce dispositif nous a permis de mettre en évidence le phénomène de résonance à la fréquence 7.5 GHz, et l'obtention d'un gain de l'ordre de 10 dB à cette fréquence par rapport à une photodiode P.I.N chargé sur 50 Ω .

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV.

[1] *O. Wada and al.*

Elect. Lett, Vol 22, N° 9, 1986.

C. Harder and al.

IBM Research Division, Zurich Research Laboratory, 1989.

M. Ito and al

IEEE. Elect. Devi.Lett Vol 5, N° 12, 1984.

[2] *S. Aboulhouda and al.*

3^{ème} Journées Nationales Microélectronique et optoélectronique III-V, Aussois, 1990.

[3] *L. Young.*

Elect. Lett, Vol 25, N° 22, 1989.

[4] *O. Wada and al.*

App. Phys. Lett. Vol 54, N°1,2 1989.

M. Zirngible and al.

IEEE. Elec. Device. Lett. Vol 10 N°7, 1989.

J. B. D. Soole and al.

Apl. Phy. Lett, Vol 55, N° 8, 1989.

W. Pyo and al.

IEEE Trans. on Elec. Devic. Vol 36, N°4, 1989.

H. Schumacher and al.

IEEE . Elec. Devi. Lett. Vol 9. N°11. 1989.

[5] *K. Winston and al.*

IEEE. Elect. Devi. Lette. Vol 10, N° 9, 1989.

[6] *W. Roth and al.*

IEEE. Trans. on Electr. Devic. Vol 32, N°6, 1985.

[7] *S. Maricot.*
thèse à paraître.

[8] *E. Constant et al*
Institute of Physics conference Series A, N 91, Mai 88.

P. Godts et al.
Revue de physique appliquée, janvier 1989.

[9] *H. G. Dill et al.*
Elec. Desing. N° 17, 1964.

[10] *P. A Terzin et al.*
IEEE. MTT - 30 N°11, 1982

[11] *J. P. Vilcot et al*
Elec. Lett. Vol 22, N°4, 1986.

H. Verieles et al.
IEE Proc. Vol 135 . Pt. J, N°9, 1988.
Elect. Dev. Lett. 21, 1985, 878.

J. Ramdani et al
IEE. Proc. Vol 136 Pt. J, N° 1, 1989.

M. Razeghi et al
Appl. Phy. Lett. 49 (1986), pp 215-217.

A. H. Tehrani et al
J. Appl. Phy, Vol 64, N° 4, 1988.

[12] *S. Aboulhoda et al.*
117th Electrochemical Society Meeting, SOTAPOCS XII, Montréal, 1990

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Avec l'arrivée et le développement prévisible des transmissions des signaux analogiques hyperfréquences par voie optique, il sera nécessaire de fabriquer des photodétecteurs rapides et des photorécepteurs de plus en plus sensibles dans une bande de fréquence donnée. Dans ce mémoire, nous avons tenté de répondre aux questions posées à savoir: quelles sont les structures optimales des photodétecteurs à priori les plus performants en hyperfréquences (la photodiode P.I.N et le photodétecteur M.S.M), et la structure optimale des photorécepteurs résonants associant photodétecteur, inductance , et transistor à effet de champ.

Dans ce but, nous avons mis au point un ensemble de logiciels, qui permettent de prévoir les performances de ces dispositifs.

C'est ainsi que nous avons mis au point une méthode de simulation bidimensionnelle des photodétecteurs Métal - Semiconducteur - Métal, dont les résultats ont été confirmés par l'expérience.

C'est ainsi que nous avons montré par le calcul que l'on peut prévoir un gain de 25 dB sur le signal hyperfréquence issu d'un photodétecteur résonant série à la fréquence de résonance 8 GHz, comparé au signal hyperfréquence issu d'une photodiode. Nos expériences en circuits hybrides ont confirmé l'existence de la résonance, et avec un gain de 17 dB à une fréquence proche de 8 GHz.

C'est ainsi que nous avons fabriqué un premier prototype de photorécepteur résonant intégré monolithiquement. L'originalité de ce photorécepteur est l'utilisation de l'épitaxie localisée à base de masques diélectriques pour la fabrication du photodétecteur M.S.M, dans un caisson préalablement effectué dans une épitaxie GaAs pour transistor à effet de champ, et l'utilisation d'hétéroépitaxies à fort désaccord de maille GaAs/GaInAs pour la fabrication d'un photodétecteur M.S.M adapté aux grandes longueurs d'ondes, et enfin l'utilisation d'un substrat Silicium.

Malgré les difficultés technologiques qu'il a fallu surmonter, comme par exemple la différence de vitesses de croissance du matériau déposé par LP - MOCVD dans un caisson et sur un substrat plat, les performances obtenues sont assez encourageantes : 10 dB de gain, comparé à une photodiode P.I.N, pour une fréquence de résonance de 7.5 GHz. Les résultats laissent envisager que de tels dispositifs

résonants pourraient être utiles pour le développement futur des transmissions hyperfréquences par fibre optique .

De ce point de vue on pourrait envisager deux développements ultérieurs possibles :

- Pour les courtes longueurs d'ondes ($\lambda = .8 \mu\text{m}$), si les systèmes d'émission ou de modulation (laser ou modulateur électrooptique) permettent d'envisager ces bandes de fréquence, la fabrication du photorécepteur résonant intégré monolithiquement est devenue plus abordable, puisqu'elle devient comparable à la technologie classique des MMIC.

- Aux grandes longueurs d'ondes ($1.3 - 1.55 \mu\text{m}$), l'intégration monolithique du photodétecteur avec le transistor à effet de champ reste cependant un frein à un développement rapide, malgré les récents progrès obtenus en micro-électronique dans la filière InP [1]. Une solution possible serait alors d'envisager l'intégration monolithique du photodétecteur avec l'inductance. C'est dans cette voie que les travaux se sont récemment engagés en collaboration étroite avec THOMSON, et les premiers résultats sont très encourageants [2].

BIBLIOGRAPHIE.

[1] *J. C. Renaud and al.*

J. Lightwave Technology, June, 1988

R. Azoulay and al.

3^{ème} Journées Nationales Microélectronique et Optoélectronique III-V. Aussois, 1990.

[2] *S. Maricot.*

Thèse à paraître.

En collaboration avec Thomson L.C.R , dans le cadre d'un contrat MRT.

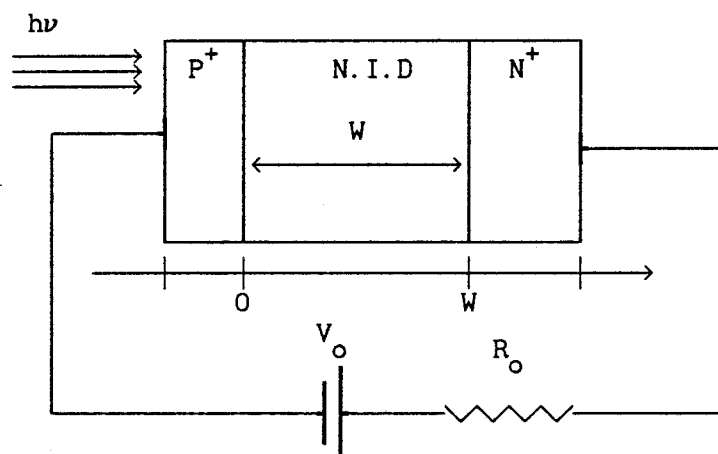
ANNEXE

ANNEXE I

I

Il s'agit dans cet annexe de déterminer la fonction de transfert de la photodiode P.I.N en tenant compte des hypothèses simplificatrices données au chapitre I.

La structure de la photodiode PIN étudiée est la suivante :



Compte tenue de l'orientation choisie, le système d'équations différentielles à résoudre est le suivant :

$$\frac{1}{V_n} \cdot \frac{\delta (J_n(x, t))}{\delta t} = - \frac{\delta (J_n(x, t))}{\delta x} \quad (1)$$

$$\frac{1}{V_p} \cdot \frac{\delta (J_p(x, t))}{\delta t} = \frac{\delta (J_p(x, t))}{\delta x} \quad (2)$$

$$J = J_n + J_p + \frac{\delta E(x, t)}{\delta t} \quad (3)$$

$$\frac{1}{W} \cdot \int_0^W \epsilon \cdot \frac{\delta E}{\delta t} \delta x = - R_c \cdot C \cdot \frac{\delta J}{\delta t} \quad (4)$$

$$G(x,t) = \frac{q \cdot P_L}{h \cdot \nu} \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot F(t). \quad (5)$$

où $F(t)$ représente les variations temporelle de la fonction de génération, dans notre cas la fonction $F(t)$ est prise égale à $F(t) = \exp(j\omega t)$.

Pour résoudre ce système, on effectue un transformé de fourier de toutes les équations. Ainsi, à partir des equations (3) et (4), l'équation de la densité de courant en régime dynamique traversant la zone déserte de la photodiode s'écrit sous la forme suivante :

$$J_w = \frac{1}{1 + j \cdot \omega \cdot R_p \cdot C} \cdot \frac{1}{W} \int_0^W \left[J_n(x, \omega) + J_p(x, \omega) \right] \delta x$$

Il faut maintenant déterminer les expressions de J_n et J_p à partir de la résolution des équations (1) (2).

L'équation (1) nous donne une première équation différentielle régissant la densité de courant d'électrons dans la PIN :

$$\frac{\delta J_n}{\delta x} + \frac{j \cdot \omega}{V_n} \cdot J_n = \alpha \cdot A \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

La solution de cette équation différentielle est de la forme :

$$J_n(x, \omega) = C_1 \cdot \exp\left(\frac{j \cdot \omega}{V_n} \cdot x\right) + \frac{\alpha \cdot A \cdot V_n}{j \cdot \omega - \alpha \cdot V_n} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

où C_1 est une constante d'intégration, déterminée par la condition limite :

$$J_n(x, t) = 0$$

on obtient alors l'équation suivante :

$$J_n(x, \omega) = \frac{\alpha \cdot A \cdot V_n}{j \cdot \omega - \alpha \cdot V_n} \left[\exp(-\alpha \cdot x) - \exp\left(-\frac{j \cdot \omega}{V_n} \cdot x\right) \right]$$

De même, on détermine la densité du courant des trous dans la zone déserte de la PIN par la résolution de l'équation (2) :

$$\frac{\delta J_p}{\delta x} - \frac{j \cdot \omega}{V_p} \cdot J_n = -\alpha \cdot A \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

La résolution de cette équation nous permet d'obtenir la densité du courant des trous dans la structure :

$$J_p(x, \omega) = C_2 \cdot \exp\left(\frac{j \cdot \omega}{V_p} \cdot x\right) + \frac{\alpha \cdot A \cdot V_p}{j \cdot \omega - \alpha \cdot V_p} \exp(-\alpha \cdot x)$$

On détermine la constante C_2 à partir de la condition limite suivante :

$$J_p(W) = 0$$

On obtient :

$$J_n(x, \omega) = \frac{\alpha \cdot A \cdot V_p}{j \cdot \omega - \alpha \cdot V_n} \left[\exp(-\alpha \cdot x) - \exp(-\alpha \cdot W) \right] \exp\left(-\frac{j \cdot \omega}{V_n} \cdot (x-W)\right)$$

Pour obtenir l'expression de la densité du photocourant total on intègre l'équation différentielle (5), qui nous permet d'avoir l'équation (7), donnée chapitre I.

Cas où la couche P^+ n'est plus transparente :

Dans le cas où la couche P^+ n'est pas transparente à la longueur d'onde du rayonnement incident, il y a photocréation des porteurs dans la couche P^+ , et donc une contribution supplémentaire au courant total, due au courant de diffusion. Les équations qui régissent ce phénomène sont :

$$J_n = -q \cdot D_n \cdot \frac{\delta n}{\delta x} \quad (6)$$

$$\frac{\delta n}{\delta t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\delta J_n}{\delta x} + \frac{G(x, \omega)}{q} - \frac{n}{\tau_n} \quad (8)$$

En dérivant l'équation (6), et en l'introduisant dans l'équation (8), on obtient une équation du second ordre dont l'inconnu est la concentration de porteurs libres n :

$$\frac{\delta n}{\delta x^2} - \left[\frac{1 + j \cdot \omega \cdot \tau_n}{\tau_n \cdot D_n} \right] \cdot n = - \frac{\alpha \cdot A}{q \cdot D_n} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

La résolution de cette équation différentielle du second ordre, nous donne la répartition des porteurs dans la structure, on obtient :

$$n(x, t) = C_1 \cdot \exp\left(\frac{x}{h}\right) + C_2 \cdot \exp\left(-\frac{x}{h}\right) - \frac{\alpha \cdot A}{q \cdot D_n} \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 \cdot h^2 - 1} \quad (9)$$

$$\text{Avec } L_n = \tau_n \cdot D_n \text{ et } h^2 = \frac{L_n}{1 + j \cdot \omega \cdot \tau_n}$$

Les constantes C_1 et C_2 sont déterminées par les conditions suivantes :

$$\text{en } x = 0, n(x, \omega) = 0$$

$$\text{en } x = x_1, n(x, \omega) = 0$$

Le courant de diffusion que nous cherchons $J_n(x=x_1)$ s'obtient en dérivant l'expression (9) :

$$J_{\text{diff}} = -q \cdot D_n \cdot \left[\frac{\delta n}{\delta x} \right]_{x=x_1}$$

II

Produit de convolution :

La fonction $R(t)$ est donnée par la relation suivante :

$$R(t) = A \cdot \exp\left(\frac{-t}{R_p \cdot C_p}\right)$$

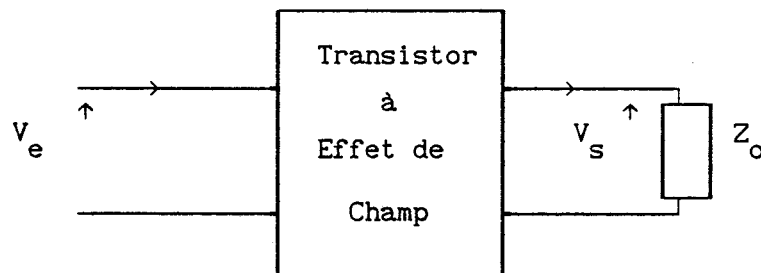
la fonction de transfert intrinsèque de la photodiode PIN $H(t)$ est donnée par la relation suivante :

$$H(t) = \left[\frac{(1 - \exp(-\alpha W + \frac{\alpha W}{\tau_n} t))}{\tau_n} \right] + \left[\frac{\exp(-\alpha W) \cdot [\exp(\alpha W - \frac{\alpha W}{\tau_p} t) - 1]}{\tau_p} \right]$$

ANNEXE II

Calcul du gain en tension et l'impédance d'un transistor chargé sur 50 Ω

Soit le schéma électrique suivant :



La matrice impédance de ce quadripôle, en fonction des éléments du transistor, peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Z = \begin{bmatrix} (R_g + R_s + R_i) + j. (L_s. \omega + \frac{1}{C_{gs}. \omega}) & R_s + j. (L_s. \omega + \frac{G_m}{G_d. C_{gs}. \omega}) \\ R_s + j. L_s. \omega & R_s + \frac{1}{G_d} + j. L_s. \omega \end{bmatrix}$$

on en déduit l'expression du gain du transistor chargé sur R :

$$G(\omega) = \left[\frac{R_o \cdot Z_{21}}{Z_{11} \cdot (Z_{22} + R_o) - Z_{21} \cdot Z_{21}} \right]$$

L'impédance d'entrée du transistor, chargée sur R_o , peut se mettre sous la forme suivante :

$$Z_{infet} = Z_{11} + \frac{Z_{12} \cdot Z_{22}}{Z_{22} + R_o}$$

Valbonne, le 30 janvier 1990

MODULATEUR OPTIQUE MO H901 N°001

- CARACTERISTIQUES :

* PERTES D'INSERTION OPTIQUES : 7,2 dB à 1300 nm

* MODULATION :

- TENSION MAXIMUM : 10 Volts crête à crête
(avec sortie chargée 50 Ohms)

- PUISSANCE MAXIMUM : 100 mW (+ 20 dBm)

* TYPES DE FIBRES :

- FIBRE D'ENTREE : YORK HiBi 1200

- FIBRE DE SORTIE : CLTO M07H239DA23

;

- REMARQUE : ce modulateur, utilisant le principe du coupleur directionnel à jonction Y en entrée, est auto-polarisé au centre de sa caractéristique linéaire. Il n'est pas nécessaire en conséquence de superposer une tension continue à la tension de modulation.

FIGURE 1.- COURBES DE REPONSE $I_{OPT}(V)$ - $\lambda = 1300$ nm
EN BASSE FREQUENCE (X = 5V/DIV - Y = 5 mV/DIV)

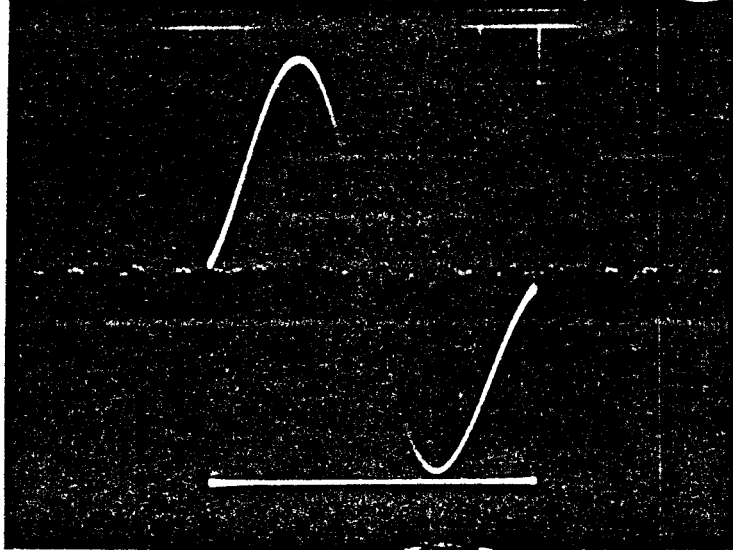
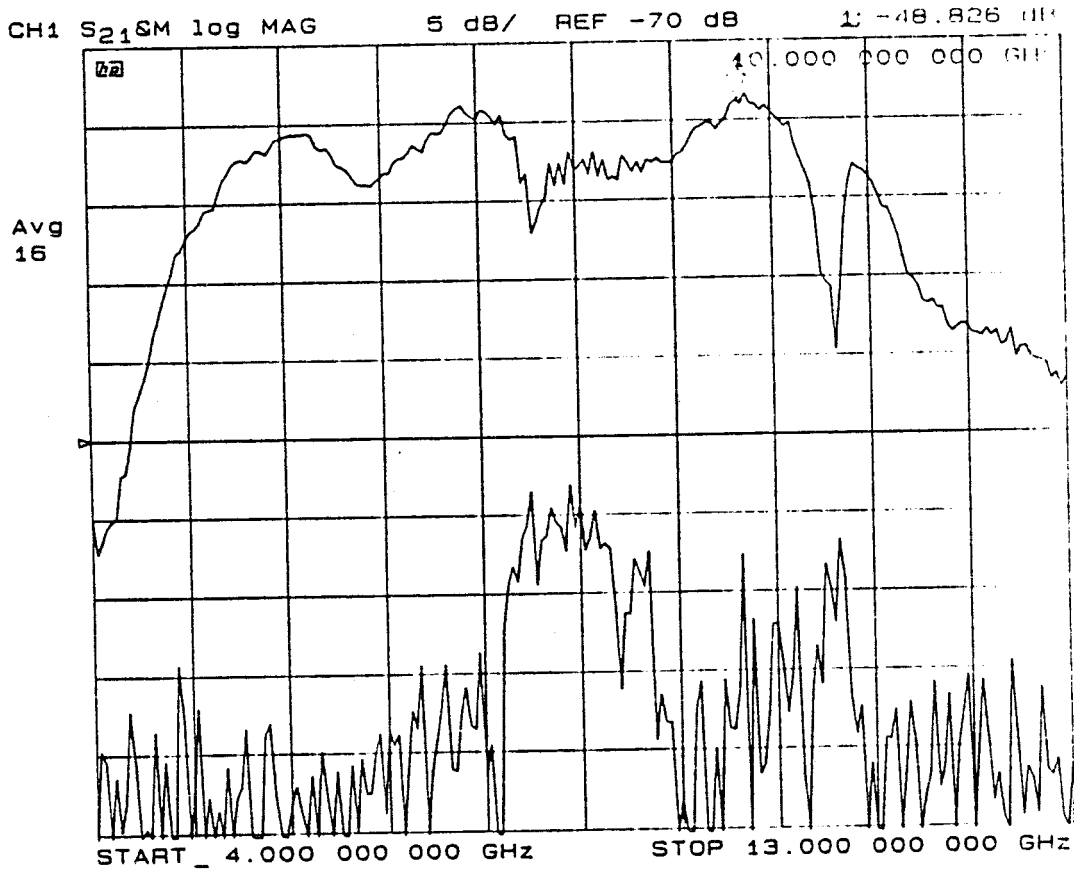


FIGURE 2.- FONCTION DE TRANSFERT MICROONDE
PUISSANCE MICROONDE : + 15 dBm



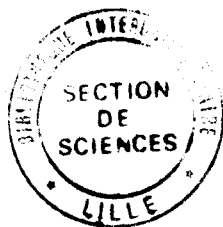
RESUME

L'objet de cette thèse est l'étude et la réalisation d'un photorécepteur résonant, pour la transmission par fibre optique de signaux analogiques hyperfréquences.

Le premier et le deuxième chapitre sont consacrés à l'étude de deux types de photodétecteurs : la photodiode PIN et le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM). Nous développons des modèles numériques permettant d'étudier leurs comportements dynamiques. Une confrontation théorie - expérience est présentée à la fin de chaque chapitre .

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de l'association d'un photodétecteur et d'un transistor à effet de champ, par l'intermédiaire d'une inductance : c'est le photorécepteur résonant. Il permet par un effet de résonance, d'améliorer la sensibilité d'une tête optique dans une bande passante donnée. Une vérification expérimentale sur un circuit en technologie hybride est présentée à la fin de ce chapitre.

La réalisation du photorécepteur résonant série intégré monolithiquement fait l'objet du quatrième chapitre. Dans un premier temps, nous étudions de nouvelles technologies pour la réalisation d'un photodétecteur M.S.M adapté aux grandes longueurs d'ondes. Ensuite nous présentons la réalisation du photorécepteur à base d'épitaxie III-V à fort désaccord de maille, sur substrat Silicium et utilisant la technologie d'épitaxie localisée. La caractérisation de ce dispositif fait l'objet de la dernière partie.



MOT CLEFS :

PHOTORECEPTEUR
PHOTODETECTEUR
HYPERFREQUENCE
RESONANT

CIRCUIT HYBRIDE
INTEGRE MONOLITHIQUE