

50376  
1987  
67

50376  
1987  
67

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

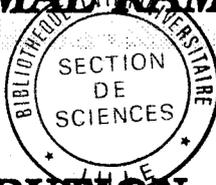
pour l'obtention du titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : Electronique**

par

**JAMAL RAMDANI**



**CONTRIBUTION A L'ETUDE**

**DES PHENOMENES DE PHOTOCONDUCTION**

**SUR MATERIAUX CONTRAINTS**

**Ga In As / Ga As.**

**APPLICATION A LA REALISATION**

**DE TETES OPTIQUES INTEGREES**

**AUX LONGUEURS D'ONDE 1,3  $\mu\text{m}$  - 1,55  $\mu\text{m}$ .**

Soutenue le 19 mai 1987 devant La Commission d'Examen.

Monsieur	E. CONSTANT	Président	U.S.T.L. F.A.
Monsieur	D. DECOSTER	Directeur de Thèse	U.S.T.L. F.A.
Madame	M. RAZEGHI	Rapporteur	L.C.R. - THOMSON C.S.F.
Monsieur	G. SALMER	Rapporteur	U.S.T.L. F.A.
Monsieur	S.N.G. CHU	Examineur	A.T. & T. BELL LABS
			Murray Hills New Jersey U.S.A.
Monsieur	H. KURZ	Examineur	I.H.R.W. - Aachen R.F.A.
Monsieur	D. LECROSNIER	Examineur	C.N.E.T. - Lannion



Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université de Lille I, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Je tiens tout d'abord à témoigner toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui m'a permis, en m'accueillant dans son laboratoire, de mener à bien ce travail, et qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur D. DECOSTER, Maître de Conférence à l'Université de Lille I qui a dirigé ce travail, pour l'aide efficace qu'il a prodigué tout au long de cette étude. J'ai également apprécié ses grandes qualités humaines.

Je tiens à remercier tout particulièrement Madame M. RAZEGHI du L.C.R. de THOMSON CSF. Ce travail n'aurait pas pu être mené sans sa collaboration et sans les épitaxies exceptionnelles qu'elle a bien voulu nous remettre. Sa participation à ce jury d'examen me touche profondément.

Monsieur G. SALMER, Professeur à l'Université de Lille I, a toujours manifesté de l'intérêt pour les travaux menés au sein de notre équipe. Il me fait l'honneur de juger ce travail et je l'en remercie vivement.

Mes sincères remerciements vont à Messieurs

S.N. G CHU, Responsable du Département Matériaux aux Laboratoires de AT and T bell, Murray Hill N.J. U.S.A.

H. KURZ, Professeur à l'Institut für Halbleitertechnik, Aachen Allemagne.

D. LECROSNIER, Responsable du Département ICM/TOH du CNET Lannion.

Ils m'ont fait l'honneur de siéger à la commission d'examen.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à

Madame M. CONSTANT

Monsieur le Professeur R. FAUQUENBERGUE

Monsieur le Professeur E. RACZY

Monsieur J. ZIMMERMAN, Directeur de Recherche au CNRS

Monsieur D. LIPPENS, Chargé de Recherche au CNRS

Ils m'ont fait bénéficier de leurs compétences scientifiques au cours de nombreuses discussions. J'ai également apprécié leurs qualités humaines.

L'ensemble des réalisations technologiques présentées dans ce mémoire ont été effectuées dans la Centrale de Technologie du CHS dirigé par Monsieur J. VANBREMEERSCH. Qu'il me soit permis de le remercier ainsi que toute son équipe enthousiaste et dynamique :

Mesdames A. FATTORINI, M. MIENS, Messieurs B. GRIMBERT et A. LEROY et plus particulièrement Mesdemoiselles P. LEGRIS et S. MARICOT, qui ont manifesté un grand intérêt à ce travail. Grâce à leur aide, la réalisation de nos circuits intégrés a pu être menée à bien.

Je tiens à remercier Monsieur A. VANDERMOERE. La qualité de son travail, sa disponibilité et sa gentillesse m'ont profondément touché.

Mes sincères remerciements vont également à Messieurs

J.L. LORRIAUX, M. PERNISEK, P. ARMANT. Ils m'ont témoigné leur profonde sympathie au cours de ces années.

Je ne saurais oublier Madame E. DELOS et Monsieur E. PLAYEZ, de l'équipe de caractérisation, pour l'aide qu'ils m'ont apporté. Je les remercie vivement.

J'adresse mes amitiés à tous les membres de l'équipe OPTO : H. VERRIELE, J.P. GOUY, J.P. VILCOT, A. BOYODI, D. REMIENS, A. HOUHO, F. MALLECOT, S. ABOULHOUDA et A. HOSSEINI.

J'adresse mes sincères remerciements à Mesdames J. LECHIEN, D. VANBREMERSCHE et J. CHARVET.

Mademoiselle Astrid VERSCHOOR qui a assuré la dactylographie de ce mémoire, et je l'en remercie vivement.

Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré la reproduction de cette thèse. Je l'en remercie.

Je remercie enfin toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à ce travail.

INTRODUCTION GENERALE	P 1
CHAPITRE 1	
INTRODUCTION	P 3
1. PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS	P 4
A. PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION	P 4
B. PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS	P 6
B1. Photodétecteurs bipolaires	P 6
a. Photodiodes	P 6
b. Photodiodes PIN	P 8
c. Photodiodes à avalanche PDA	P 10
d. Le phototransistor	P 13
B2. Photodétecteurs unipolaires	P 14
a. Photodiode Schottky	P 14
b. Le photoconducteur	P 15
C. APPLICATION AUX TELECOMMUNICATIONS PAR FIBRE OPTIQUE : TETE DE RECEPTION	P 19
2. MATERIAUX POUR LA DETECTION AUX LONGUEURS D'ONDES 1,3 ET 1,55 $\mu\text{m}$	P 22
3. TECHNIQUES DE MESURES	P 26
A. MESURE DU GAIN EN ECLAIREMENT CONTINU	P 26
B. CARACTERISATION EN REGIME SINUSOIDAL	P 27
C. CARACTERISATION IMPULSIONNELLE	P 28
D. MESURE DE BRUIT	P 28
E. CARACTERISATION PAR MODULATION NUMERIQUE	P 29
BIBLIOGRAPHIE	

## CHAPITRE 2

INTRODUCTION	P 34
1. RAPPEL SUR LES PERFORMANCES DES PHOTOCONDUCTEURS SUR MATERIAUX III-V	P 35
A. GAIN CONTINU	P 35
B. GAIN DYNAMIQUE	P 36
C. BRUIT	P 37
D. TETE OPTIQUE	P 39
2. MATERIAU UTILISE ET PRINCIPE DE LA TETE OPTIQUE	P 42
A. MATERIAU UTILISE	P 42
B. PRINCIPE DE LA TETE OPTIQUE	P 45
B1. Gain apporté par le TEC	P 46
B2. Etude du rapport signal sur bruit de la tête optique	P 47
a. Le photoconducteur	P 47
b. Le TEC	P 48
C. VALEUR DES COMPOSANTS DU CIRCUIT EQUIVALENT	P 53
C1. Le photconducteur	P 53
C2. Les éléments du TEC	P 53
3. REALISATION TECHNOLOGIQUE DU DISPOSITIF	P 55
A. LA TETE OPTIQUE	P 55
B. LES MOTIFS DE TEST ET D'ALIGNEMENT	P 57
C. PROCEDE TECHNOLOGIQUE	P 61
C1. Réalisation du mesa de dégagement des photoconducteurs	P 61
C2. Le mesa d'isolement électrique	P 66
C3. Réalisation des contacts ohmiques	P 68
C4. Recess de grille	P 71

C5. Réalisation de la grille	P 73
C6. Dépôt d'isolant	P 75
C7. Gravure du polyimide	P 78
C8. Plots d'épaississement	P 78
C9. Aspect du composant	P 81

## BIBLIOGRAPHIE

## CHAPITRE 3

INTRODUCTION	P 84
1. CARACTERISATION DU PHOTOCONDUCTEUR SEUL	P 85
A. GAIN STATIQUE	P 85
a. Influence de la tension de polarisation	P 85
b. Influence de la puissance lumineuse	P 89
c. Influence de la température	P 89
B. REPONSE IMPULSIONNELLE	P 91
C. REPONSE FREQUENTIELLE	P 95
D. BRUIT	P 97
1'. INTERPRETATION DES RESULTATS	P 100
GAIN STATIQUE	P 109
GAIN DYNAMIQUE	P 112
REPONSE IMPULSIONNELLE	P 114
BRUIT D'OBSCURITE	P 115
2. ETUDE DU TEC DE LA TETE OPTIQUE	P 117
A. MESURE DE LA MOBILITE	P 118

B. MESURES DES CARACTERISTIQUES DE GRILLE	P 120
C. DETERMINATION DE LA CAPACITE DE JONCTION ET DE LA TENSION DE PINCEMENT	P 122
D. EVOLUTION DE LA RESISTANCE DRAIN - SOURCE RDS	P 124
E. LA TRANSCONDUCTANCE STATIQUE	P 125
F. DETERMINATION DES ELEMENTS DU CIRCUIT EQUIVALENT DU TEC	P 127
 3. ETUDE DE LA TETE OPTIQUE INTEGREE	 P 130
A. CARACTERISATION EN REGIME STATIQUE	P 130
B. CARACTERISATION EN REGIME DYNAMIQUE	
B1. Réponse impulsionnelle	P 132
B2. Réponse fréquentielle	P 132
C. BRUIT	P 132
D. CARACTERISATION DE LA TETE OPTIQUE EN MODULATION OPTIQUE NUMERIQUE	P 136
E. EVALUATION DE LA PUISSANCE MINIMALE DETECTABLE	P 138
E1. Etude de bruit dans un fonctionnement digital	P 138
E2. Calcul de la puissance minimale détectable	P 141
E3. Application au dispositif étudié	P 143

## BIBLIOGRAPHIE

## CHAPITRE 4

INTRODUCTION	P 148
 1. NOUVELLE STRUCTURE DE LA TETE OPTIQUE	 P 149

A. REALISATION TECHNOLOGIQUE	P 151
A1. Les caissons	P 151
A2. Mesa d'isolement électrique	P 155
A3. Contacts ohmiques	P 156
A4. Recess et dépôt de la grille	P 158
A5. Dépôt et gravure du polyimide	P 158
A6. Metallisation	P 159
A7. Aspect du composant "technologie terminée"	P 159
2. RESULTATS EXPERIMENTAUX EN PHOTODETECTION	P 164
A. PHOTOCONDUCTEUR SEUL	P 164
A1. Gain statique en fonction de la tension de polarisation	P 164
A2. Gain en fonction de la température	P 166
A3. Gain dynamique	P 168
A4. Réponse impulsionnelle	P 171
A5. Bruit d'obscurité	P 171
B. TETE OPTIQUE	P 175
CONCLUSION	P 181
BIBLIOGRAPHIE	
CONCLUSION GENERALE	P 182
BIBLIOGRAPHIE	
ANNEXES	

Les progrès réalisés ces dernières années dans la technologie des fibres optiques a stimulé le développement de photorécepteurs aux longueurs d'ondes 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ . La recherche de performances des composants photodétecteurs et émetteurs de lumière a suscité l'optimisation des structures (Réf. 1 ) ainsi que l'amélioration de la qualité des matériaux adaptés à ces longueurs d'ondes, notamment ceux de la filière InP (Ga In As ; Ga In As P).

De nombreux photorécepteurs ont été proposés comme par exemple la photodiode à avalanche (PDA) Ga In As / InP (Réf. : 2 ), le PIN FET composé d'une photodiode PIN Ga In As / In P et d'un amplificateur faible bruit à transistor à effet de champs (TEC) en As Ga (Réf. : 3 ) voire un photoconducteur (PC) Ga In As / In P associé à un TEC en As Ga (Réf. : 4 ).

Ce dernier dispositif a retenu notre attention compte tenu de la relative simplicité du photodétecteur, des performances potentielles du dispositif (Réf. : 5 ) ainsi que de l'expérience acquise du laboratoire (Réf. : 6 ). Dans la perspective d'une amélioration des performances dans le domaine des hautes fréquences, une intégration monolithique du photodétecteur avec le TEC est souhaitable. Déjà de nombreux circuits intégrés (CI) ont été proposés pour la longueur d'onde 0,8  $\mu\text{m}$  (Réf. : 7 ) et au laboratoire (C.H.S.) nous avons proposé des associations type photodiode Schottky et TEC (Réf. : 8 ) ainsi que photoconducteur interdigité et TEC, ces dispositifs étant réalisés sur As Ga.

Pour ce qui nous concerne, il nous a semblé que l'intégration monolithique du PC Ga In As et d'un TEC pourrait être intéressante. Cependant la difficulté de réalisation

de TEC sur Ga In As ou In P, nous a conduit à utiliser un matériau contraint du type  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  / Ga As, la proportion d'indium étant choisie de manière à permettre la détection aux grandes longueurs d'ondes et l'As Ga étant utilisé pour la fabrication de TEC. Cette solution suppose la croissance d'une hétérèpitaxie Ga In As / Ga As.

L'objet de cette thèse est de présenter les dispositifs que nous avons été amenés à réaliser en utilisant la solution des matériaux contraints, les performances obtenues ainsi que les interprétations que nous avons proposées pour comprendre les phénomènes de photoconduction dans ces matériaux.

Dans la première partie, nous présentons brièvement le principe de la photodétection, les différents photodétecteurs et les matériaux utilisés pour la détection aux longueurs d'ondes 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$  ainsi que les bancs de caractérisation que nous avons mis au point afin de caractériser nos photodétecteurs.

La seconde partie est consacrée à un rappel des propriétés des PC, du principe de la tête optique, ainsi qu'à la description de la réalisation technologique de ce premier circuit intégré qui utilise une couche de Ga In As déposée directement par LP MOCVD sur une épitaxie classique d'As Ga pour TEC.

Dans le troisième chapitre, nous procéderons à une étude expérimentale des propriétés du PC Ga In As / Ga As ( $n^+$ ) du TEC et de la tête optique. Une interprétation des résultats expérimentaux est également proposée. A l'issue de cette étude, il apparaît qu'une optimisation est nécessaire pour améliorer les performances de cette première tête optique.

Enfin, le dernier chapitre décrit une structure de tête optique tenant compte des calculs d'optimisation effectués au chapitre 3, sa réalisation technologique ainsi que quelques résultats expérimentaux obtenus.

## BIBLIOGRAPHIE INTRODUCTION

Réf. 1 :

- "III-V Compound Semiconductor Devices : Optical Detectors".  
GREGORY E. STILLMAN and Al.  
IEEE TRANS ON ED. Vol 31, n° 11, 1984.
  
- "Optical Sources for Fiber Transmission Systems".  
A.A. BERGH and Al.  
Proceeding of the IEEE, vol. 68, n° 10, 1980.
  
- "Low-Threshold Distributed Feedback lasers Fabricated on Material Grown Completely by LP-MOCVD".  
M. RAZEGHI and Al.  
IEEE J. QE, Vol. 21, n°6, 1985.
  
- "Very low threshold buried ridge-structure lasers emitting at 1,3  $\mu\text{m}$  grown by LPMOCVD".  
M. RAZEGHI and AL.  
APL Vol 46, n° 2, 1985.
  
- "Photodetectors for Fiber Transmission Systems".  
R.G. SMITH.  
Proceeding of the IEEE, Vol. 68, n° 10, 1980.
  
- "Quantum well laser-diodes".  
B. DE CREMOUX.  
Solid state devices 1985.
  
- "Laser, diodes and leds for optical communication".  
H. KRESSEL and Al.  
Topics in A.P., Vol. 39, 1982.

- "Croissance des matériaux pour optoelectronique".  
J.P. DUCHEMIN, B. DE CRENOUX, N.T. LINH.  
Revue technique THOMSON CSF, Vol. 14, n° 2, juin 1982.
- "Croissance et caractérisation de l'hétérojonction  
et de structures à puits quantiques Ga In As - InP  
obtenues par MOCVD".  
M. RAZEGHI.  
Revue technique THOMSON CSF, vol 16, n°1, 1984.
- "Ga In As and Ga In As P materials grown by L.P. MOCVD  
for microwave and optoelectronic applications".  
J.P. DUCHEMIN, J.P. HIRTZ, M. RAZEGHI, M. BONNET,  
S.D. HERSEE.  
J. Cryst Growth, 55, PP 64-73, 1981.
- " $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  : a Ternary Semiconductor for Photo-  
detector Applications".  
T.P. PEARSALL.  
IEEE OF QE, Vol. 16, n° 17, 1980.

Réf. 2 :

- "The  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  homojunction photodiode : a  
new avalanche photodetector in the near infrared between  
1 and 1,6  $\mu\text{m}$ ".  
T.P. PEARSALL and Al.  
A.P.L. 33, PP 640-642, 1978.
- "Zn-diffused  $\text{In}_{0,53} \text{Ga}_{0,47} \text{As}$  / In P avalanche photo-  
detector".  
YUICHI M. and Al.  
A.P.L. Vol 35, n° 6, 1979.

- "A high gain  $\text{In}_{0,53} \text{Ga}_{0,47} \text{As}$  / In P avalanche photodiode with no tunneling leakage current".

S.R. FORREST.

A.P.L. Vol. 39, n° 5, 1981.

Réf. 3 :

- "Integrated  $\text{In}_{0,53} \text{Ga}_{0,47} \text{As}$  Pin PET Photoreceiver".

R.F. LEHENY and Al.

Elect. Letters, Vol. 16, n° 10, 1980.

- "Monolithic integration of In Ga As / In P PIN PD with MISFET on stepless substrate".

K. OHTSUKA and Al.

Elect. Letters, Vol. 22, n° 12, 1986.

- "Monolithically integrated In Ga As - InP PIN-JFET photoreceiver".

WAKE and Al.

Elect. Letters, Vol. 22, n° 13, 1986.

Réf. 4 : C.Y. CHEN

- " 2-Gb/s sensitivity of a  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  photoconductive detector / Ga As field effect transistor hybrid photoreceiver".

A.P.L. Vol. 46, n° 4, 1985.

- "High-sensitivity  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  photoconductive detectors prepared by vaporphase epitaxy".

A.P.L. Vol. 44, n° 12, 1984.

- "Low-noise  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  photoconductive detectors using Fe compensation".

A.P.L. Vol. 45, n° 10, 1984.

- "Bit Rate Dependence of Receiver Sensitivities in  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  Photoconductive Detectors".

Elect. Letters, Vol. 21, n° 7, 1985.

Réf. 5 :

- "Ga<sub>0,47</sub> In<sub>0,53</sub> As Vertical Photoconductive Detectors with High Gain and Low Bias Voltage".  
ARSAM A. and Al.  
IEEE TRANS ED, Vol. 33, n° 2, 1986.
  
- "Low-noise In<sub>0,53</sub> Ga<sub>0,47</sub> As : Fe Photoconductive Detectors for Optical Communication".  
MULPURI V. and Al.  
IEEE TRANS : ED, Vol. 33, n°1, 1986.

Réf. 6 :

- "Planar monolithic integration of a Ga As photoconductor and Ga As field effect transistor".  
D. DECOSTER and Al.  
Elect. Letters, Vol. 22, n° 4, 1986.

Réf. 7 :

- "Planar monolithic integration of a Schottky photo-diode and a Ga As field effect transistor for 0,8 um wavelength applications".  
H. VERRIELE and Al.  
Elect. Letters, Vol. 21, n° 19, 1985.

## INTRODUCTION

Ces dix dernières années, différents photodétecteurs ont été élaborés pour la détection optique dans la gamme de longueurs d'ondes :  $\lambda = 1.3$  et  $1.55 \mu\text{m}$

On distingue deux familles :

- les composants bipolaires comme la diode PIN, la diode à avalanche (PDA) et le phototransistor.
- les dispositifs unipolaires comme la diode à contact Schottky et le photoconducteur.

Les mécanismes physiques associés ont été largement étudiés.\* Nous nous limiterons dans ce chapitre à de brefs rappels sur le phénomène de photodétection, le mode de fonctionnement des différents photodétecteurs, les matériaux pour la détection aux longueurs d'ondes  $\lambda = 1,3$  et  $1,55 \mu\text{m}$  et nous terminerons par une présentation des bancs de caractérisation des photodétecteurs que nous avons été amenés à mettre au point.

\* Réf. (1.2)

# 1. PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS

## A. PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION

Le matériau constituant la partie active du détecteur doit obligatoirement posséder une largeur de bande interdite ( $E_g$ ) inférieure à l'énergie de la radiation  $h\nu$  émise afin d'absorber les photons incidents, produisant ainsi des paires "électron-trou", et si un champ électrique règne au sein du semiconducteur, un photocourant peut être recueilli dans le circuit extérieur.

Il faut donc, pour qu'il y ait photodétection, que la relation suivante soit satisfaite :

$$h\nu \gg E_g \quad \text{soit} \quad \frac{hc}{\lambda} \gg E_g$$

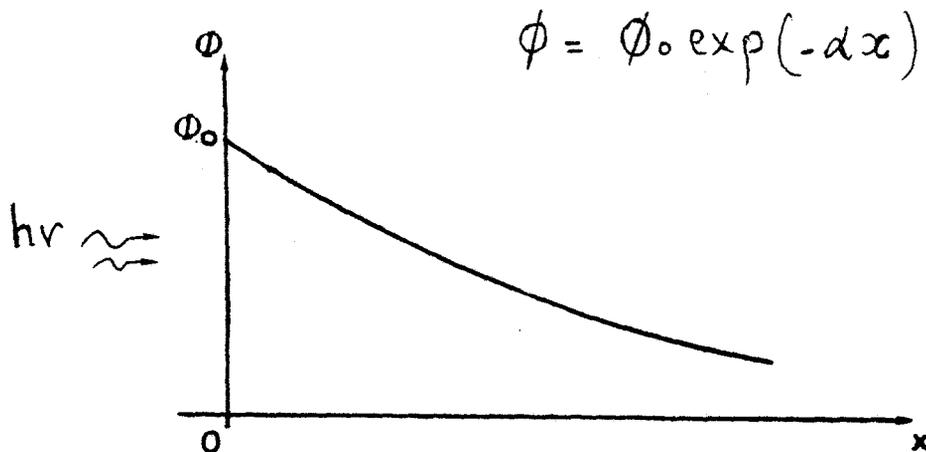
d'où la longueur d'onde de coupure :

$$\lambda_c (\mu\text{m}) = \frac{1.24}{E_g (\text{eV})}$$

Dans le tableau ci-après, nous donnons les valeurs de  $E_g$  et  $\lambda_c$  pour quelques matériaux usuels à 300° K, (réf. : 1,3).

MATERIAU	Si	Ge	GaAs	InAs	InP	GaP	GaAlAs	GaInAs	GaInAsP
Eg(eV)	1.12	0.66	1.42	0.36	1.35	2.26	1.70	0.75	0.75-1.35
$\lambda_c(\mu\text{m})$	1.11	1.88	0.87	3.44	0.92	0.55	0.73	1.65	0.92-1.65

Par ailleurs, pour un flux lumineux  $\Phi_0$  pénétrant dans le matériau, il subsiste un flux  $\Phi$  tel que :



$\alpha$  est le coefficient d'absorption, caractéristique du matériau pour la longueur d'onde  $\lambda$ . La quantité  $1/\alpha$  représente la profondeur de pénétration. Elle correspond à l'épaisseur du matériau nécessaire pour une absorption d'environ 63 %. Nous devons donc choisir le matériau le plus absorbant aux longueurs d'ondes qui nous intéressent. Les courbes de la figure (1.1) représentent les variations du coefficient d'absorption de quelques matériaux semiconducteurs, en fonction de la longueur d'onde.

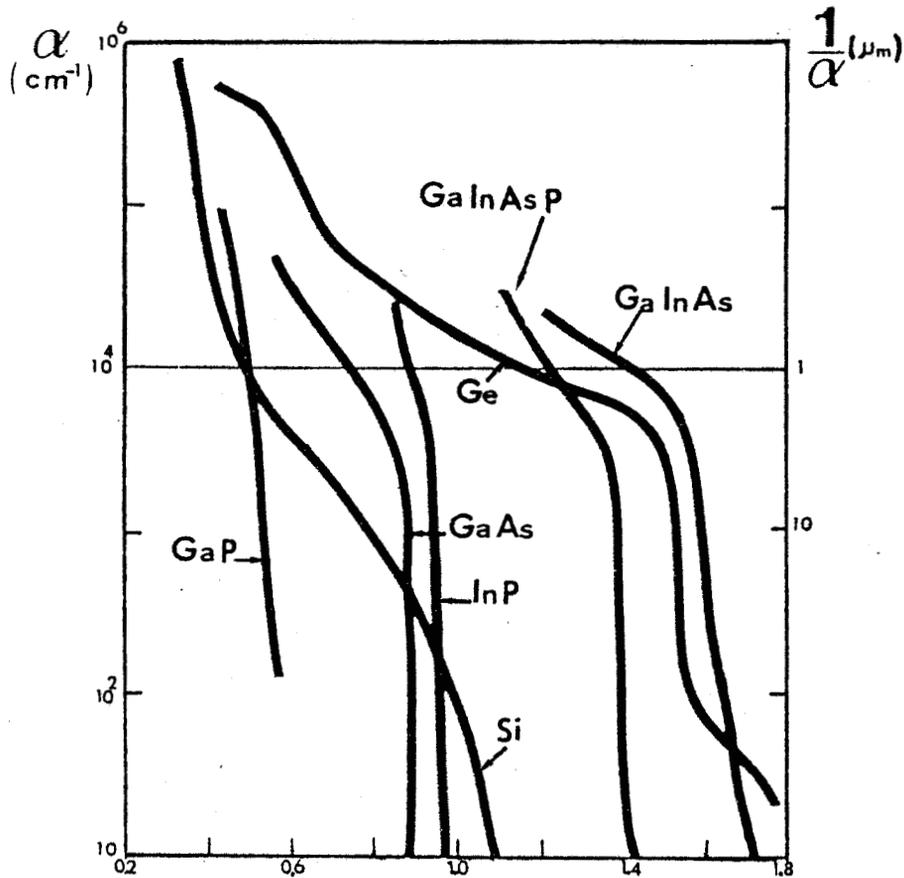


Figure (1. 1) :

réf. (4).

## B. PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS

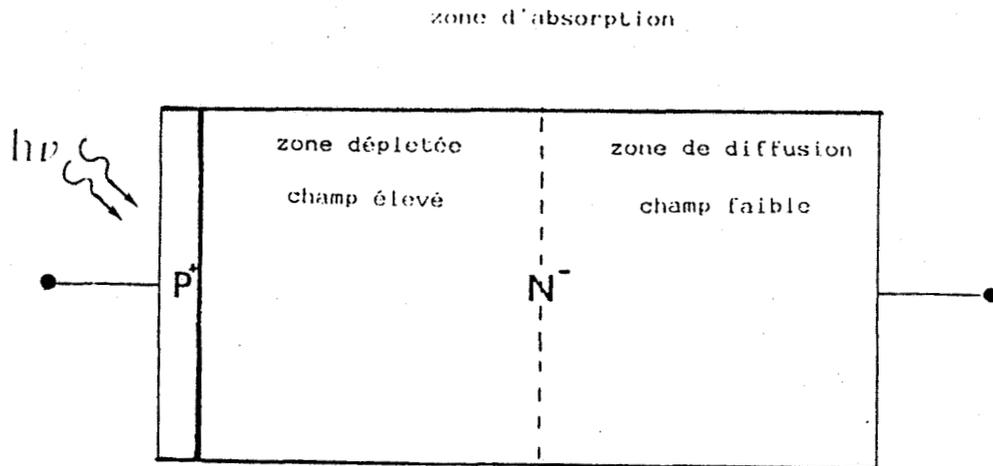
Après ces quelques rappels généraux sur la photo-détection, nous allons décrire brièvement le fonctionnement et les performances obtenues par les photodétecteurs les plus usuels.

### B1. PHOTODETECTEURS BIPOLAIRES

#### a. Photodiodes

L'élément de base d'une photodiode est une jonction

polarisée en inverse, dont la structure est la suivante :



- La zone  $P^+$  est fortement dopée et de faible épaisseur pour être transparente à la lumière.
- La zone  $N^-$  est épaisse et peu dopée, ce qui crée une zone sans porteurs libres, dite zone d'appauvrissement, où il existe un champ électrique. La largeur de cette zone dépend des concentrations en dopant et de la tension appliquée. Les paires "électron-trou" photogénérées sont dissociées et accélérées par ce champ et récupérées par les contacts électriques.

Nous pouvons introduire, dès à présent, quelques caractéristiques fondamentales à partir du mode de fonctionnement de la jonction PN photodéetectrice, réf. (1).

Le rendement quantique  $\eta$ , c'est à dire le rapport du nombre d'électrons collectés au nombre de photons incidents :

$$\eta = \frac{N_e}{N_{ph}} \quad (1. 1)$$

est une fonction du coefficient d'absorption ( $\alpha$ ) donc de la longueur d'onde et de l'épaisseur de la zone d'absorption.

Le photocourant  $I_p$  s'écrit alors :

$$I_p = \eta \cdot \frac{q}{h\nu} P \quad (1. 2)$$

- q : charge d'un électron
- $h\nu$  : énergie de la radiation
- P : puissance optique incidente

Le rendement quantique  $\eta$  peut atteindre 100 % en déposant des couches antireflet sur la face éclairée et en augmentant l'épaisseur de la zone désertée, mais cette opération se fait au détriment de la rapidité du dispositif à une excitation optique en échelon. En effet, le temps de transit des porteurs est d'autant plus long que l'épaisseur de la zone dépletée est importante.

Partant de la structure simple  $P^+N^-$ , on aboutit à la structure de la photodiode PIN, qui représente un compromis Sensibilité-Rapidité.

#### b. Photodiodes PIN

La photodiode PIN consiste en une zone intrinsèque (I) disposée en sandwich dans la jonction PN figure (1.2.a), ce qui assure une grande absorption. Cependant, la réponse temporelle est limitée par deux constantes de temps (réf. : 3) :

- $t_1 = (R_l.C_j)^{-1}$  qui est la constante de temps du circuit équivalent figure (1.2.b):

$R_l$  : résistance de charge

$C_j$  : capacité de la jonction de la photodiode

- $t_2$  qui est le temps de transit des porteurs photogénérés.

En général,  $t_2 \ll t_1$  et le produit gain-bande est sensiblement égal à :

$$GB \approx \frac{1}{2\pi t_1}$$

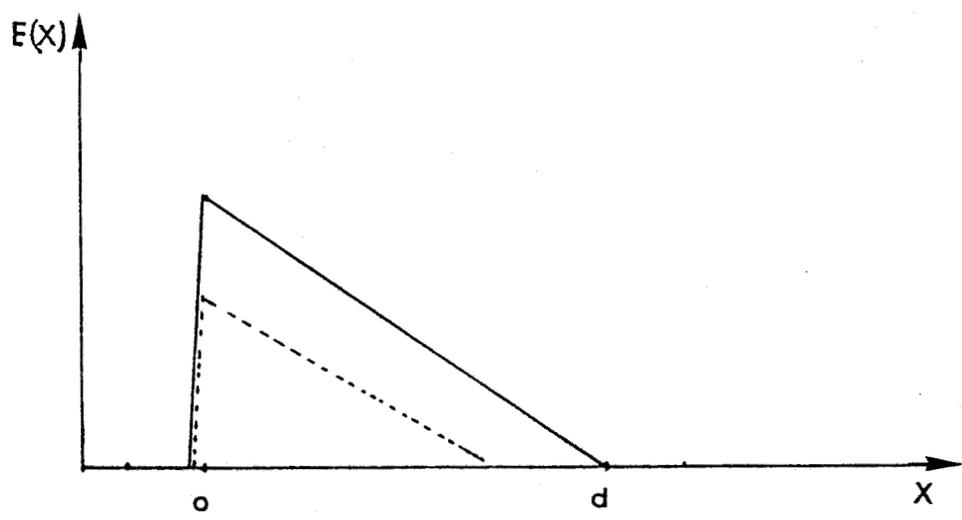
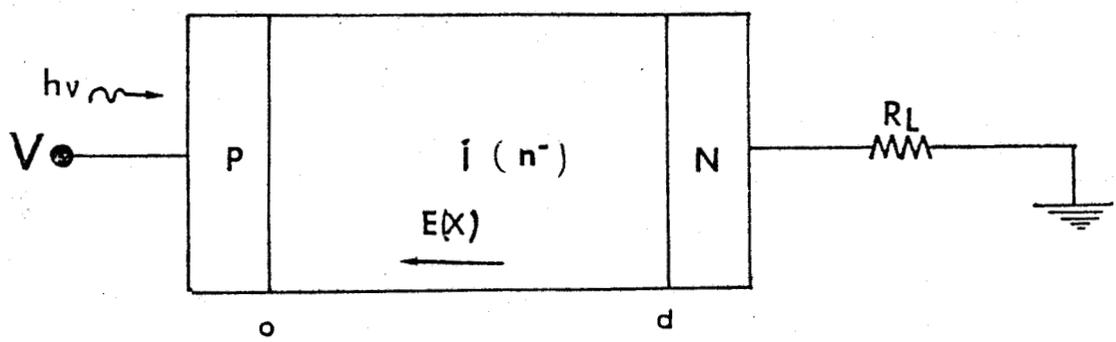


Figure (1.2.a) :  
Structure de la photodiode PIN et répartition du champ  
électrique (réf : 5)

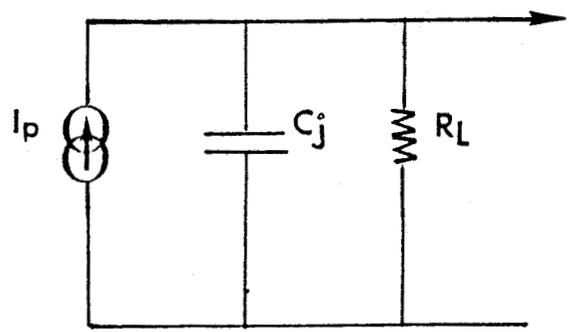


Figure (1.2.b) : Circuit équivalent.

### c. Photodiodes à avalanche PDA

Tout en conservant les mêmes performances (rapidité-linéarité), la photodiode PDA présente un phénomène d'amplification interne. En effet, la PDA ne diffère que par la présence d'une région où le champ électrique est suffisamment intense pour que les paires "électron-trou" photogénérées soient suffisamment accélérées pour créer à leur tour des paires "électron-trou" par collision avec les atomes. On obtient alors le phénomène d'avalanche.

Si  $\langle M \rangle$  est le gain moyen par avalanche, le photocourant s'écrit alors :

$$I_p = \langle M \rangle \cdot \frac{h\nu}{h\nu} \cdot P$$

La figure (1. 3) présente une structure typique de la PDA.

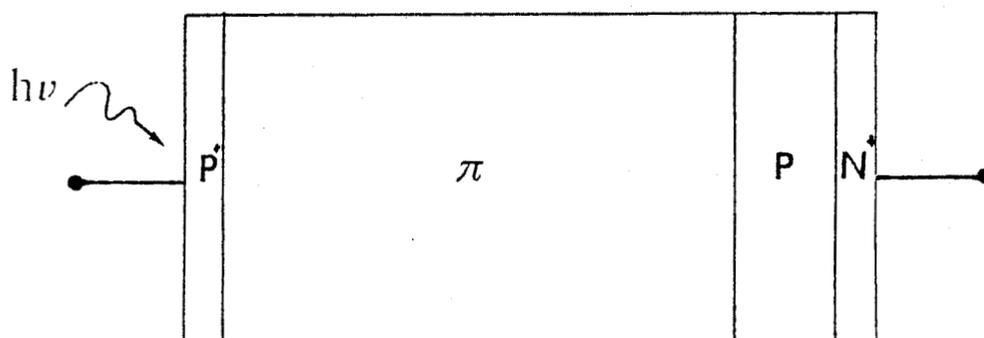


Figure (1. 3)

Ce composant présente des caractéristiques de gains intéressantes. Cependant, à cause du caractère stochastique du mécanisme d'ionisation, à l'origine de ce gain, on doit s'attendre à une augmentation du bruit du dispositif. C'est pourquoi nous donnons quelques éléments sur les différentes sources de bruit des photodiodes PDA et PIN.

## Bruit dans les PDA et PIN

Deux types de bruit interviennent :

- Le bruit de grenaille

Le premier bruit est le bruit de grenaille appelé aussi "shot noise", et il est dû au caractère particulaire du courant traversant la diode.

Si  $I_{obs}$  est le courant d'obscurité  
et  
 $I_p$  est le photocourant

Pour une PDA, l'intensité du bruit est :

$$\langle I_{sh}^2 \rangle = 2q (I_p + I_{obs}) \cdot \langle M \rangle^2 \cdot F(M)$$

$F(M)$  est le facteur d'excès de bruit lié au caractère aléatoire du phénomène d'avalanche.

$F(M)$  dépend de  $\langle M \rangle$  et du rapport des coefficients d'ionisation des électrons ( $\alpha$ ) et des trous ( $\beta$ ).

Dans le cas d'une photodiode (APD) en Ga In As / InP

Une valeur possible de  $F(M)$  est  $0,5 \times \langle M \rangle$

pour  $\langle M \rangle < 25$  (Ref. 5).

$q$  est la charge d'un électron

$\Delta f$  est la bande passante

- Le bruit thermique

Le deuxième type de bruit est le bruit thermique, dû à la résistance équivalente :  $R_{eq}$ .

$R_{eq}$  est la résistance de la jonction avec en parallèle la résistance de charge :

$$\langle i_{th}^2 \rangle = \frac{4kT}{R_{eq}} \cdot \Delta f \quad (1.3)$$

$k$  : constante de Boltzman

$T$  : température

$\Delta f$  : bande passante de mesure

Le seuil de détectivité du dispositif dépendant du rapport signal sur bruit  $S/N$ , est un paramètre important pour l'évaluation des performances du dispositif.

Pour une modulation sinusoïdale à 100 %, la valeur efficace du photocourant s'écrit :

$$\langle I_s^2 \rangle = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{q \eta P}{h \nu} \right)^2 \cdot \langle M \rangle^2$$

Le rapport signal sur bruit  $S/N$  devient donc :

$$\frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2} \left( \frac{q \eta P}{h \nu} \right)^2 \cdot \langle M \rangle^2}{\left( 2qI_{obs} + 2q^2 \frac{\eta P}{h \nu} \right) \cdot \langle M \rangle^2 \cdot F(M) \cdot \Delta f + 4k \frac{T}{R_{eq}} \cdot \Delta f}$$

Dans le cas d'une photodiode (PIN), l'expression est identique, avec :

$$F(M) = \langle M \rangle = 1$$

Le phénomène d'avalanche attribue à la photodiode PDA un gain interne que la PIN ne possède pas, mais au détriment du rapport signal sur bruit  $S/B$ . Notons que, plus la résistance équivalente  $R_{eq}$  est importante, plus le rapport  $S/N$  est grand. Mais dans ce cas, la fréquence de coupure diminue.

#### d. Le phototransistor

Le phototransistor est un transistor bipolaire monté en émetteur commun (EC) figure (1.4). La base est non connectée et exposée à la radiation lumineuse.

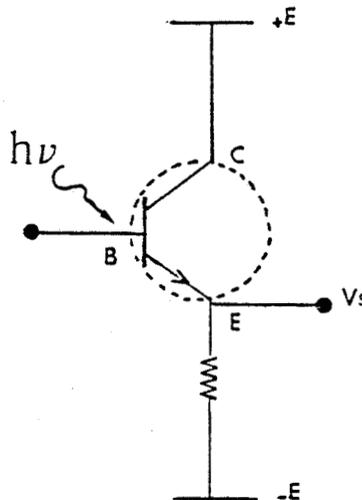


Figure (1.4)

En obscurité, le courant émetteur s'écrit :

$$I_e = (1 + \beta) I_{c0}$$

$\beta$ : gain du montage

$I_{c0}$ : courant de saturation inverse de la jonction base-collecteur

Quand on éclaire, un courant  $I_p$  est créé dans la base, le courant extérieur devient :

$$I_e = (1 + \beta)(I_p + I_{c0})$$

En général,  $I_p \gg I_{c0}$  et  $\beta \gg 1$  alors  $I_e = \beta I_p$

Comme la photodiode à avalanche, le phototransistor possède un gain interne. Mais ce dispositif a l'inconvénient d'être caractérisé par une fréquence de coupure basse  $f_c = 10 \text{ MHz}$ . Cette limite est imposée par le temps nécessaire aux porteurs pour diffuser au travers de la base et par la capacité associée à la section importante de la base.

Pour diminuer le temps de réponse un certain nombre d'études sont actuellement développées sur des phototransistors en matériaux III, V (ref. 6), et en particulier sur des dispositifs à base d'hétérostructure ternaire ou quaternaire, (pour la détection aux longueurs d'ondes 0,85 ; 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ ).

Ici encore, le gain apporté nuit au rapport signal sur bruit, puisque l'effet transistor introduit un bruit supplémentaire non négligeable.

## B2. PHOTODETECTEURS UNIPOLAIRES

### a. Photodiode Schottky figure (1.5.a)

Dans une photodiode Schottky, une jonction métal-semiconducteur est réalisée en déposant un métal approprié sur

un semiconducteur de type N . Le diagramme de bande de la jonction est donné figure 5b pour le Ga As type n.

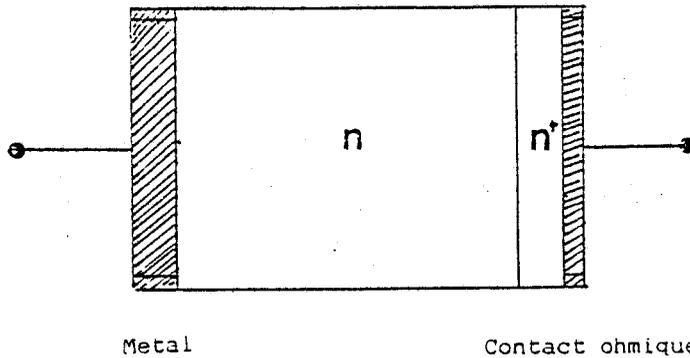


Figure (1.5.a)

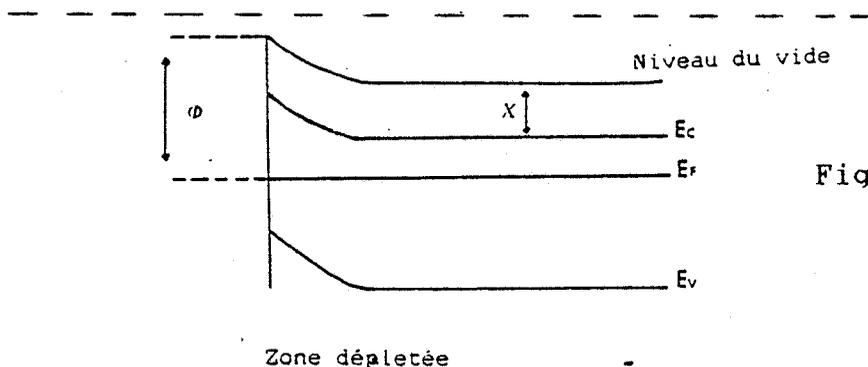


Figure (1.5 b)

La barrière de potentiel, développée entre le métal et le semiconducteur, permet une utilisation en jonction photodéetectrice. Le domaine d'application de ces derniers semble correspondre à la détection aux longueurs d'ondes courtes (visibles - ultraviolet) pour lesquelles les profondeurs de pénétration sont comparables à l'épaisseur de la zone dépletée sous le contact Schottky.

Cependant, des études se développent actuellement (ref.7,8,9) sur l'utilisation de ces dispositifs aux grandes longueurs d'ondes ( $0,8 \mu\text{m}$ ), et des fréquences de coupures élevées ( $100 \text{GHz}$ ) ont été obtenues récemment.

#### b. Le photoconducteur

L'étude des phénomènes de photoconduction dans les

matériaux contraints, étant à la base de nos travaux et étant développée par la suite, nous nous limiterons, dans ce paragraphe à rappeler la définition d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques.

La structure de base d'un photoconducteur est un barreau de semiconducteur comportant deux contacts ohmiques figure (1.6.a)

Le champ électrique développé par la tension de polarisation sépare les paires "électron-trou" photocréées, lorsqu'un porteur est collecté par une électrode, il s'y recombine et un autre porteur de même nature est réémit par l'autre électrode. Ce processus a lieu pendant un temps correspondant à la durée de vie ( $\tau_v$ ) des paires "électron-trou". Cette grandeur, intrinsèque au matériau, caractérise les mécanismes de piégeage. Le gain, tel que nous l'avons défini, peut s'exprimer par :

$$G_c = \eta \cdot \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad (1.4)$$

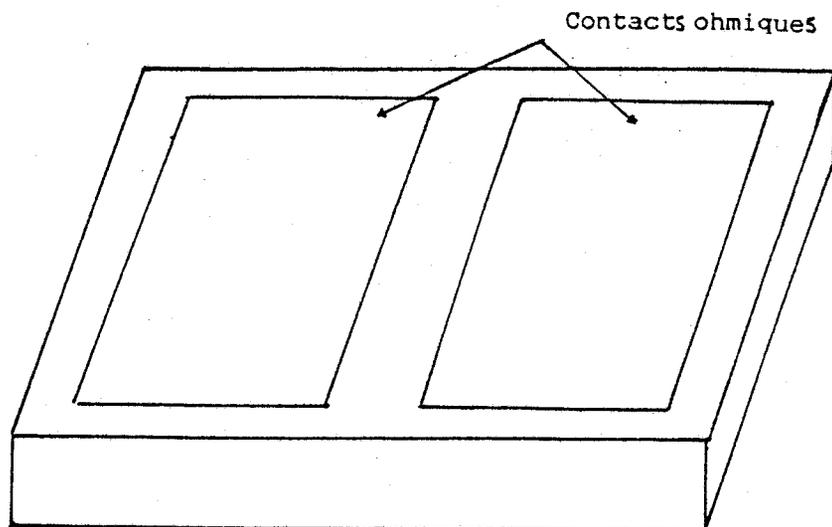
avec :

$\tau_t$ : temps de transit des porteurs

$\eta$ : rendement quantique

Le temps de transit  $\tau_t$  est directement lié à la vitesse des porteurs et la durée de vie  $\tau_v$ , à la nature et à la densité des pièges (surface, interface et volume).  $\tau_t$  est généralement très court et  $\tau_v$  peut être très long.

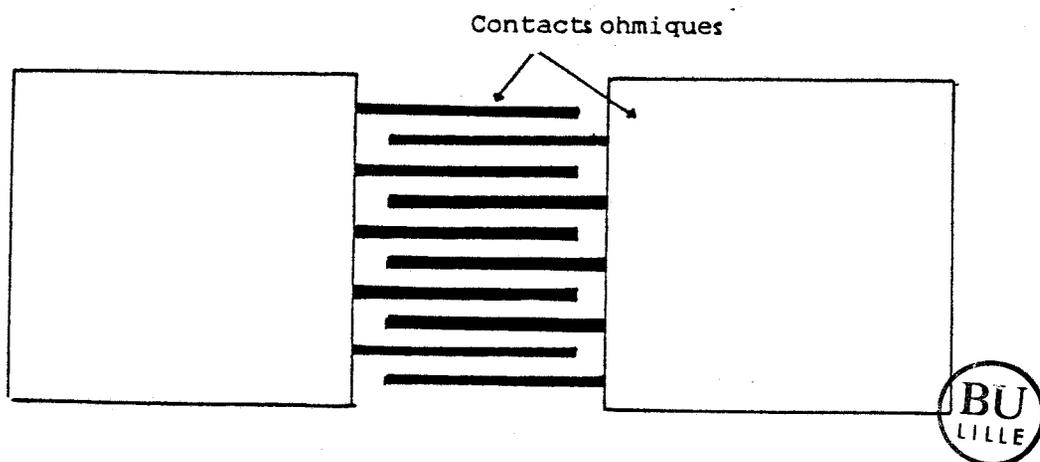
Le gain peut donc être supérieur à l'unité, et il dépend du matériau semiconducteur étudié.



Photoconducteur de structure planaire

Figure (1. 6a)

Différentes configurations d'électrodes ont été proposées. A titre d'exemple, une structure interdigitée permet de diminuer la distance interélectrodes, donc de diminuer le temps de transit tout en augmentant la surface photosensible figure (1.6.b).



Structure interdigitée

Figure (1.6.b)

En régime dynamique et dans l'hypothèse d'un phénomène de recombinaison, selon une loi de Poisson, la réponse à une excitation optique sinusoïdale de fréquence  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  fait

apparaître une bande passante B . En effet, le gain dynamique peut se mettre sous la forme :

$$G(\omega) = G_0 \cdot \frac{1}{(1 + (\omega \tau_v)^2)^{1/2}} \quad (1. 5)$$

Cette expression est aussi la transformée de Fourier de la réponse du photoconducteur à une excitation picoseconde. Dans le cas de l'hypothèse précédente, elle est de la forme :

$$I_p(t) = N_{ph} \cdot \frac{q}{\tau_t} \exp(-t/\tau_v) \quad (1. 6)$$

#### Bruit associé à ces dispositifs

Deux sources de bruit interviennent :

- Le bruit thermique

Le bruit thermique est dû à la résistance du photoconducteur qui peut s'écrire :

$$\langle i_m^2 \rangle = 4 \frac{kT}{R_{obs}} \cdot \Delta f$$

R<sub>obs</sub> : résistance du photoconducteur en obscurité

- Le bruit de génération-recombinaison

Le bruit de génération-recombinaison est dû à l'aspect aléatoire du phénomène de recombinaison qui, dans le cas d'une statistique de Poisson, est donné par la relation suivante :

$$d\langle i_g^2 \rangle = 4q \cdot \frac{I_p \cdot G_0}{1 + (\omega\tau_v)^2} \cdot df \quad (1.7)$$

Le tableau ci-dessous rassemble quelques performances des photodétecteurs les plus usuels.

PHOTODETECTEUR	GAIN	TEMPS DE REPONSE(S)
PHOTOCONDUCTEUR	$1 - 10^6$	$10^{-3} - 10^{-8}$
P.I.N.	1	$10^{-8} - 10^{-11}$
P.D.A.	$10^2 - 10^4$	$10^{-10}$
PHOTOTRANSISTOR	$10^2$	$10^{-7}$
PHOTODIODE A CONTACT SCHOTTKY	1	QUELQUES $10^{-11}$

C. APPLICATION AUX TELECOMMUNICATIONS PAR FIBRE OPTIQUE :  
TETE DE RECEPTION

Le synoptique d'une tête de réception est donné figure (1.7). Il comprend :

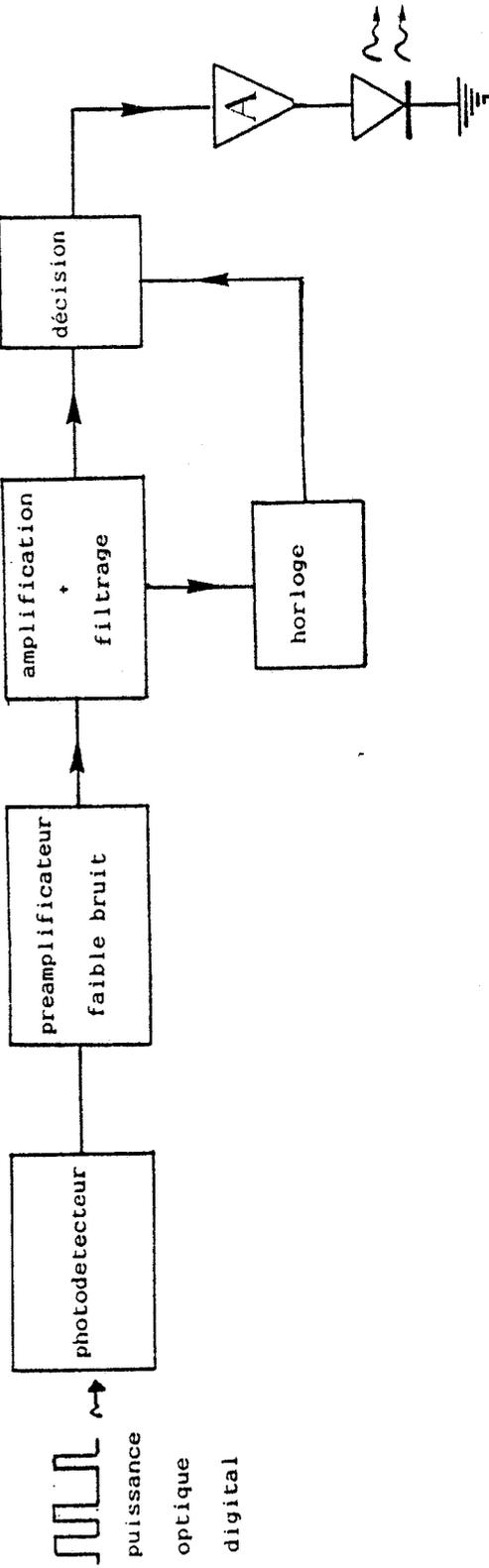


Figure (1.7) :  
Tête de réception pour les télécommunications optiques

- le photodétecteur
- un préamplificateur faible bruit
- un amplificateur
- un circuit de filtrage
- un circuit de décision

Le photocourant détecté est amplifié de façon à compenser l'affaiblissement dû à la ligne de transmission (la fibre optique), et de disposer ainsi d'un niveau de puissance suffisant pour la régénération du signal "binaire". Un filtrage est nécessaire pour minimiser l'influence du bruit et le circuit de décision permet de déterminer la valeur binaire du signal reçu aux instants d'échantillonnages.

Le signal en sortie du circuit de décision est ensuite traité dans le cas d'une détection pure, ou commande directement une diode laser dans le cas d'un répéteur.

Un récepteur idéal donnera une réplique exacte de la forme de la puissance optique d'entrée. En pratique, l'introduction de phénomènes tels que le bruit, le filtrage linéaire, et la distorsion, limitent les performances du récepteur. Celles-ci sont caractérisées par une grandeur fondamentale appelée le taux d'erreur, observé en sortie, en fonction de la puissance optique moyenne incidente pour un débit donné, ou encore appelé "Bit Rate Error" selon la terminologie anglo-saxonne. Dans le troisième chapitre, nous donnerons une description détaillée de cette grandeur.

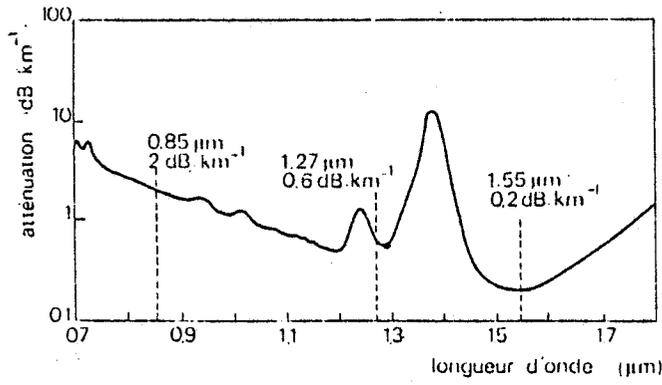
Rappelons que l'objet de notre travail consiste en l'intégration monolithique du photodétecteur aux longueurs d'ondes 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$  et d'un préamplificateur faible bruit.

## 2. MATERIAUX POUR LA DETECTION AUX LONGUEURS D'ONDES 1,3 ET 1,55 $\mu\text{M}$

Les pertes associées aux fibres optiques figure (1.8) montrent que les fenêtres d'utilisation les plus intéressantes sont celles situées aux longueurs d'onde 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ . Elles ont suscité le développement de matériaux semiconducteurs dont la largeur de bande interdite permet l'émission et la détection à ces longueurs d'onde.

En dehors du Germanium qui est encore utilisé de nos jours en détection, ce sont surtout des composés ternaires (Ga In)As et quaternaires (Ga In) (As P), obtenus par croissances épitaxiales sur substrat d'InP, qui répondent à ces besoins figure (1.9). Leur composition est choisie de manière à permettre l'adaptation de leur paramètre de maille à celui de l'InP.

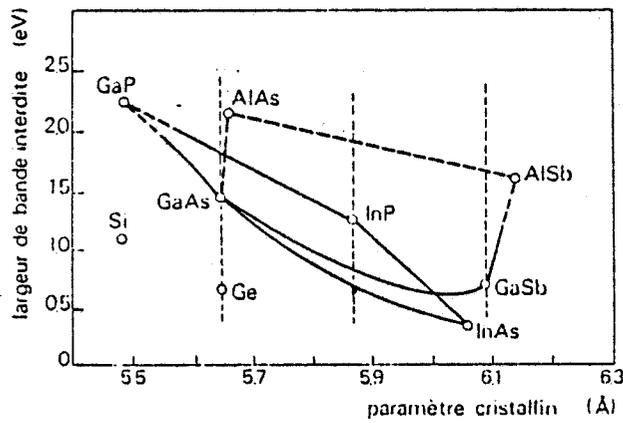
La composition du quaternaire type  $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_y \text{P}_{1-y}$  avec  $y = 2,2 \cdot x$  et  $0 < x < 1$  a le même paramètre de maille que l'InP, réf. (10).



Variation de l'atténuation en fonction de la longueur d'onde d'une fibre en silice à faible teneur en radicaux hydroxyl (OH).

Figure (1.8)

Réf. :11



Variation de la largeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille cristalline pour les solutions solides (In, Ga) (As, P) et (Al, Ga) (As, Sb).

Figure (1.9)

Réf. :11

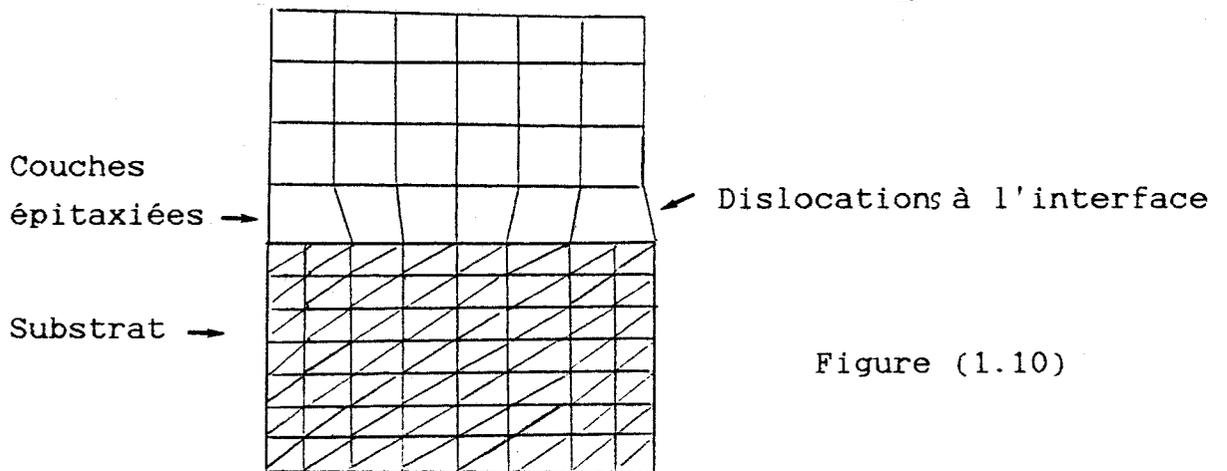


Figure (1.10)

$$a(Ga_x In_{1-x} As_y P_{1-y})_{y=2,2x} = a(InP) = 5,869 \text{ \AA}$$

Le cas limite de cette composition  $y = 1$  est le ternaire  $Ga_{0,47} In_{0,53} As$  qui a la plus petite largeur de bande interdite ( $E_g = 0,75 \text{ eV}$  à  $300^\circ \text{ K}$ ). Il est le mieux adapté à la détection aux longueurs d'onde  $1,3$  et  $1,5 \mu\text{m}$ .

La condition d'accord de maille n'est pas toujours rigoureusement respectée. Une condition pour obtenir des couches épitaxiées de bonne qualité est que l'écart moyen entre les deux mailles cristallines de la couche épitaxiée et le substrat soit inférieur à  $10^{-3}$ .

Ce dernier est défini par la relation suivante :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{ce} - a_s}{a_s}$$

$a_{ce}$  est le paramètre de réseau de la couche épitaxiée

$a_s$  est le paramètre de réseau du substrat

Lorsque  $\frac{\Delta a}{a} > \left(\frac{\Delta a}{a}\right)_c = 10^{-3}$ , l'épitaxie réalisée est incohérente et il y a formation de dislocations figure (1. 10) qui peuvent introduire des niveaux pièges à l'intérieur de la bande interdite. La densité de ces pièges à l'interface pourrait être reliée à la densité de liaisons pendantes "dangling bonds" donnée par la relation, (Réf. :12) :

$$N_s = 4 \left( \frac{a_{ce}^2 - a_s^2}{a_{ce}^2 \cdot a_s^2} \right)$$

pour des interfaces parallèles au plan (100) et

$$N_s = 2\sqrt{2} \left( \frac{a_{ce}^2 - a_s^2}{a_{ce}^2 \cdot a_s^2} \right)$$

pour des interfaces parallèles au plan (110).

### 3. TECHNIQUES DE MESURES

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous décrivons brièvement les différents bancs de mesures que nous avons mis au point afin de caractériser nos échantillons.

#### A. MESURE DU GAIN EN ECLAIREMENT CONTINU

Le schéma du montage est donné figure (1.11).

Les principaux éléments sont :

- une diode laser émettant à la longueur d'onde  $\lambda = 1.3$  ou  $1.55 \mu\text{m}$  dont les caractéristiques sont données figure (1.12). Elle est montée à l'extrémité d'une ligne  $50 \Omega$   
L'ensemble est fixé sur un dissipateur thermique.
- un système, constitué de deux objectifs de microscope, assure la focalisation du faisceau laser sur la surface photosensible du détecteur.
- un radiomètre "Photodyne 88XLA" doté d'une tête optique au Germanium, est utilisé pour mesurer la puissance optique incidente sur l'échantillon.
- un cryostat permet de relever le photocourant pour des températures d'échantillons comprises entre  $-200^\circ\text{C}$  et  $+100^\circ\text{C}$ .

La partie mécanique du banc de caractérisation consiste en un système de rails et de déplacements micrométriques pour rendre aisé le positionnement du faisceau optique par rapport à l'échantillon.

A l'aide de ce banc, nous pouvons relever les caractéristiques statiques du photodétecteur en fonction de :

- la tension de polarisation
- la puissance optique incidente
- la température

Par des modifications adéquates décrites dans les prochains paragraphes, ce banc nous permet également d'effectuer un certain nombre de caractérisations dynamiques.

#### B. CARACTERISATION EN REGIME SINUSOIDAL

Pour relever la réponse fréquentielle du photodétecteur, nous utilisons un générateur de tension sinusoïdale à fréquences variables pour moduler le courant injecté dans la diode laser autour d'un point de fonctionnement figure (1.12).

La puissance optique délivrée est de la forme :

$$\tilde{P} = P_0 (1 + m e^{j\omega t})$$

$P_0$  : puissance optique moyenne

$m$  : taux de modulation

La réponse du photodétecteur est relevée soit à l'aide d'un oscilloscope, soit par un voltmètre efficace.

### C. CARACTERISATION IMPULSIONNELLE

Dans le cas de la figure (1.13), nous utilisons un générateur d'impulsions (négatives) AVTECH délivrant des impulsions de tensions dont l'amplitude peut varier de 0 à 10 Volt et de largeur à mi-hauteur inférieure à 130 ps. La fréquence de répétition est comprise entre 0 et 1 MHz.

L'impulsion du courant injecté dans la diode laser est :

$$I_{pulse} = \frac{V_{pulse}}{R + R_e}$$

où R est une résistance en série avec la diode laser, ( $R = 47 \Omega$ )

La valeur de R a été choisie de manière à adapter l'impédance de charge ( $R + R_l$ ) avec  $R_l$ , la résistance équivalente de la diode laser ( $R_l = 2,6 \Omega$ ) à l'impédance de sortie du générateur et de la ligne.

La réponse impulsionnelle du photodétecteur est recueillie par un oscilloscope à échantillonnage TEKTRONIX, doté d'un tiroir "tête  $S_4$ ", dont le temps de montée intrinsèque est de 25 ps.

### D. MESURE DE BRUIT

Le dispositif expérimental utilisé est présenté figure (1.14). Il est constitué d'un mesureur de bruit automatique "HP 8970A" qui explore la gamme de fréquence 10 MHz - 1500 MHz. En outre, il comporte :

- des filtres à 30 MHz pour réduire le bruit des appareils utilisés (alimentation, multimètre)
- un Te de polarisation
- un atténuateur 3dB pour améliorer le TOS

Après étalonnage par une source de bruit, le composant à caractériser est inséré, et nous relevons directement sa température de bruit en obscurité, puis sous éclairage.

### E. CARACTERISATION PAR MODULATION NUMERIQUE

Nous avons donné les méthodes de mesure qui nous permettent de déterminer les performances et caractéristiques propres aux photodétecteurs intrinsèques. Il nous a paru intéressant de disposer d'un système qui permet de mesurer les performances de ces mêmes photodétecteurs dans une chaîne de réception adaptée aux télécommunications par fibre optique. C'est pourquoi nous avons été amenés à monter un émetteur optique pour la transmission numérique à haut débit. Dans ce but, nous avons utilisé la modulation impulsionnelle de la diode laser délivrant des impulsions lumineuses avec des fréquences de répétition élevées.

Cette opération est réalisée grâce à un générateur de peigne commercial "Comb Generator" HP33003A à diode step recovery, qui génère des impulsions négatives pouvant atteindre 25 Volt d'amplitude. Leur largeur à mi-hauteur est égale à 130 ps lorsque la puissance d'entrée est de 1 Watt (maximum admissible) et leur fréquence de répétition égale à 250 MHz. Le schéma du circuit est donné figure (1.15).

- la fréquence du générateur sinusoïdal définit la fréquence de répétition des impulsions.
- l'amplificateur permet de disposer d'une puissance moyenne de 1 Watt à l'entrée du Comb Generator.
- l'ensemble diviseur de puissance, déphaseur et combineur peut être utilisé pour modifier le débit. On peut atteindre de cette façon, des fréquences de répétition de l'ordre de 5 GHz.

Le code numérique simulé est de type NRZ (Non Retour à Zéro) qui est souvent utilisé en télécommunication optique. Ce montage doit conduire à la détermination de la sensibilité des têtes de réception optique, dans un fonctionnement numérique à haut débit.

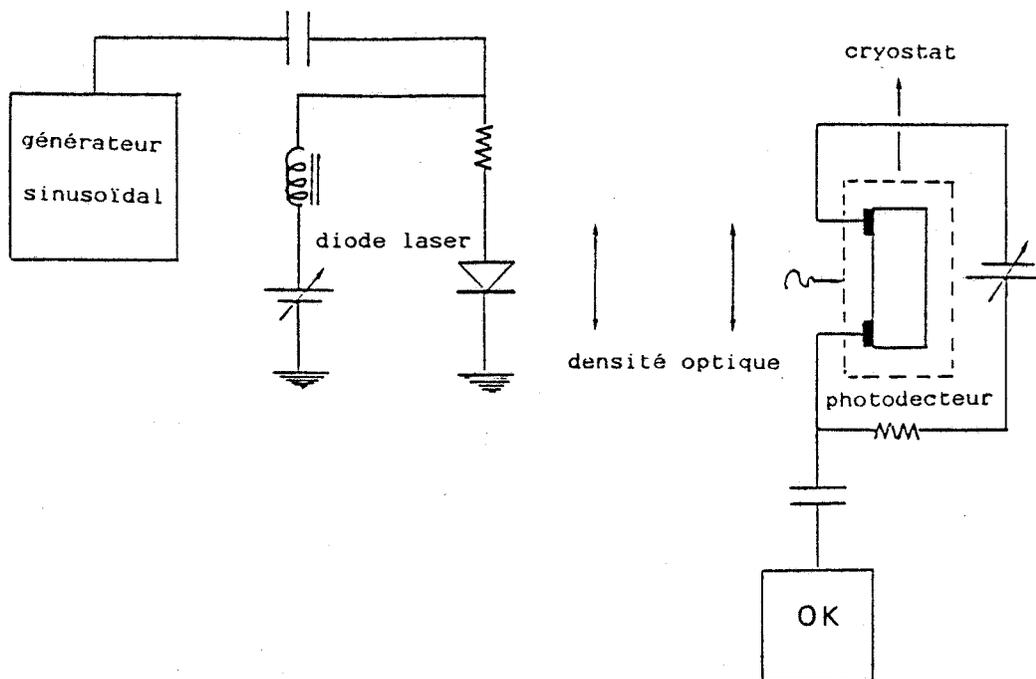


Figure (1.11) : Banc de mesure en continu et TBF.

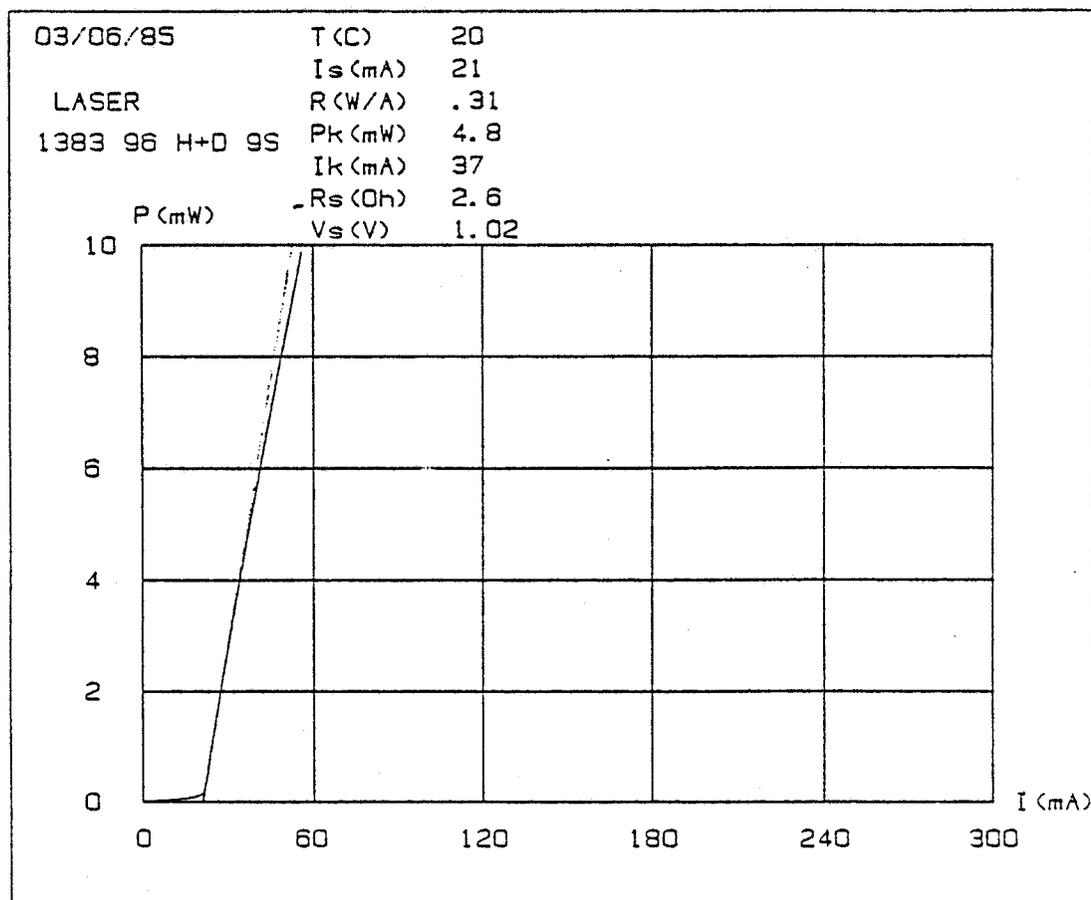


Figure (1.12) : Caractéristique  $P = f(I)$  de la diode laser utilisée.

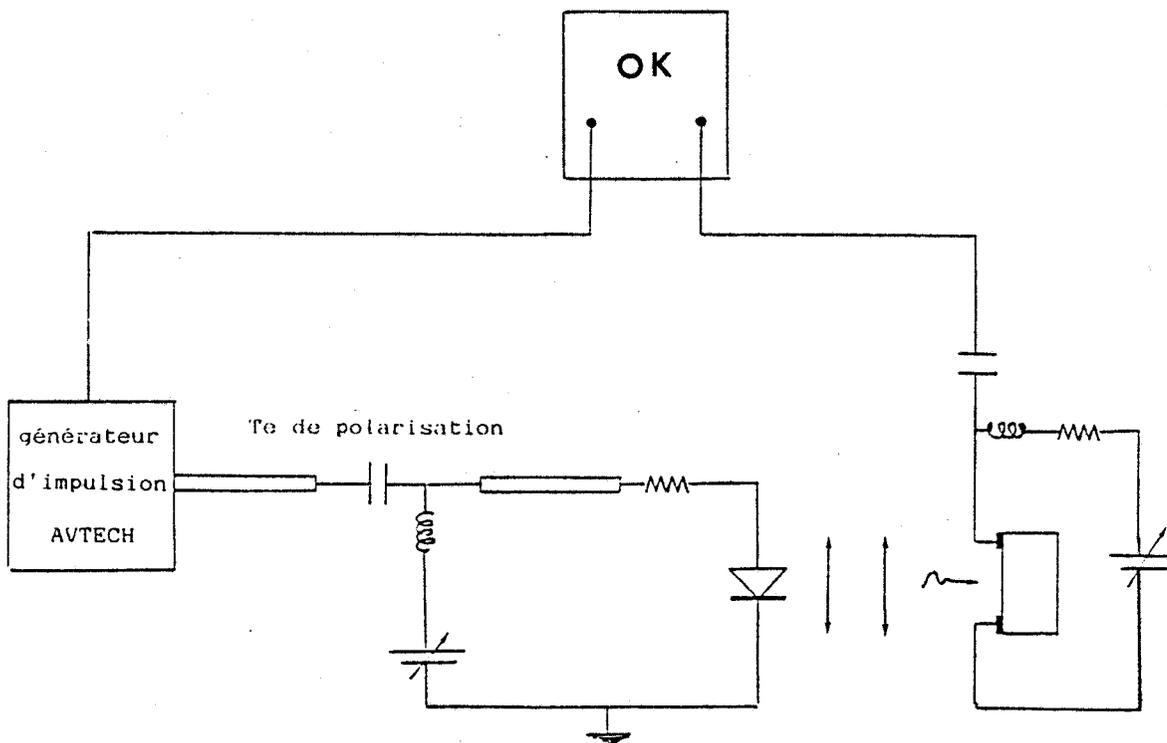


Figure (1.13) : Banc de mesure de la réponse impulsionnelle.

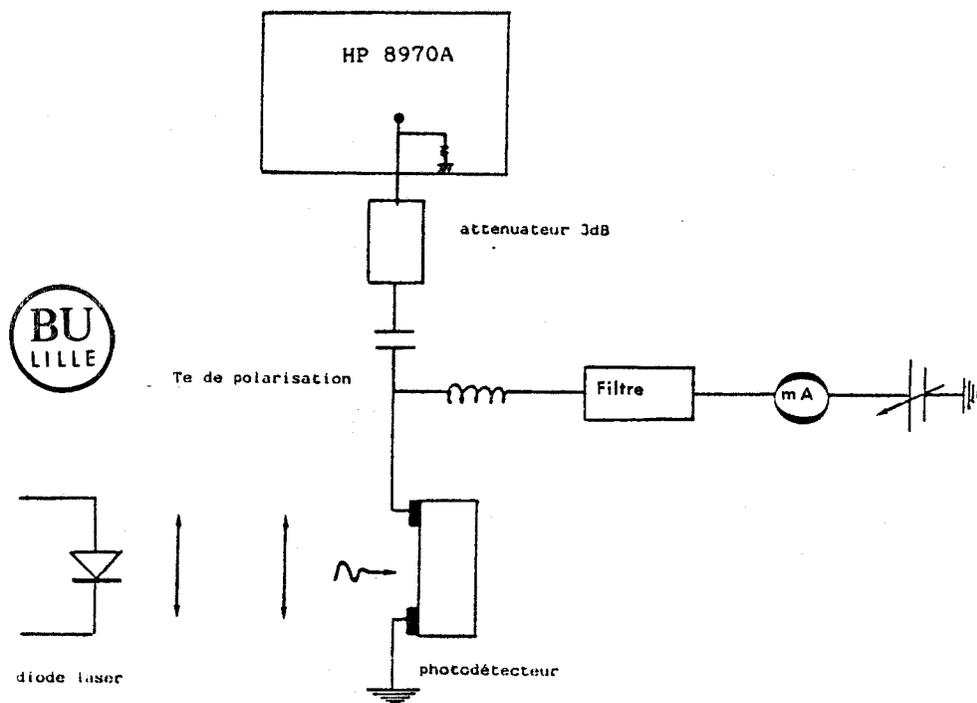


Figure (1.14) : Mesure de bruit.

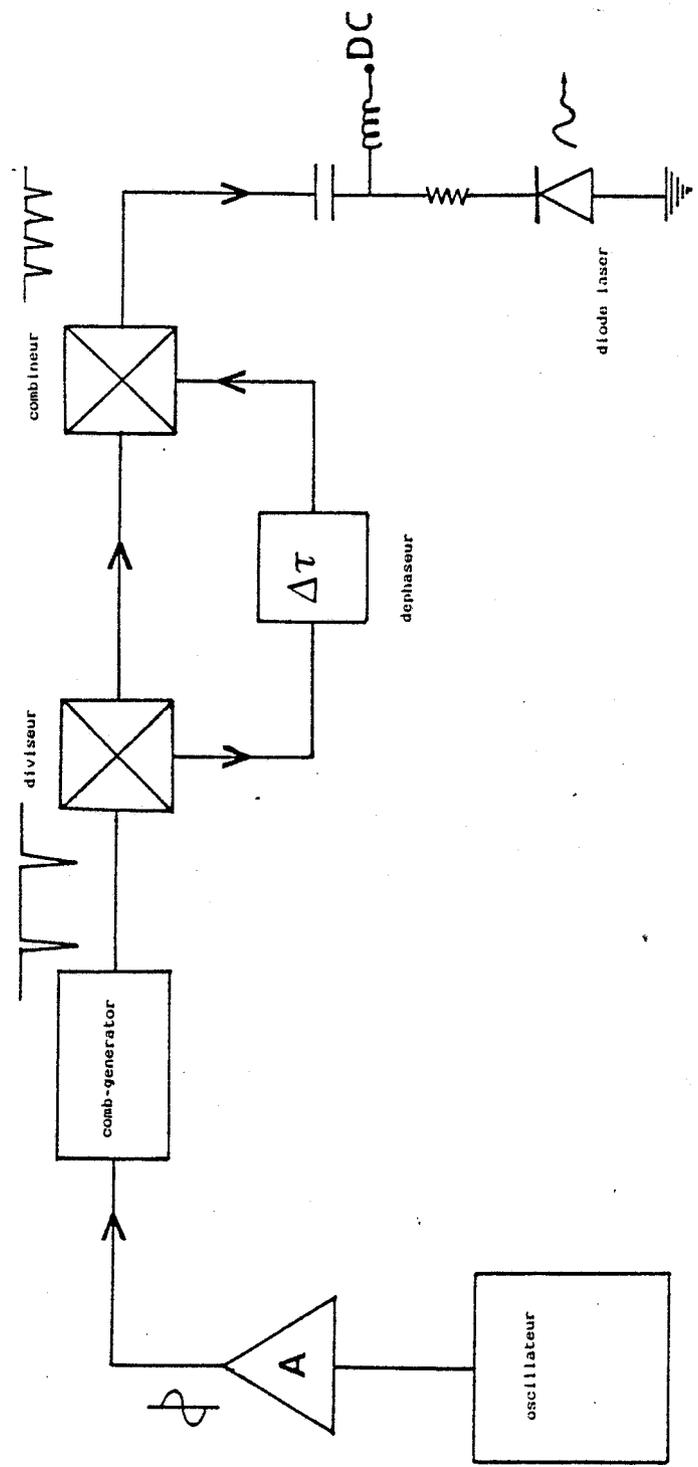


Figure (1.15) : Circuit de modulation numérique de la diode laser.



BIBLIOGRAPHIE  
CHAPITRE 1

1. "Physics of semiconductor devices" (2nd Edition) :  
SM. SZE. J. WILEY SONS, 1981.  
"Photodetectors"  
Y. MATSUSHIMA AND K. SAKAI  
Ga In As P alloy semiconductors, edited by P. PEARSALL,  
1982.
2. "Optique et télécommunication : transmission et traitement  
optiques de l'information".  
M. ROUSSEAU. Eyrolles 1981.
3. "Gain and Bandwidth of Fast-Infrared Photodetectors  
a comparison of Photodiodes, Phototransistors and Photo-  
conductive Devices".  
H. BENEKING.  
IEEE TRANS. ON. ELECTRON. DEVICES. Vol ED 29, n° 9 1982.
4. "OPTICAL DETECTORS : Three contenders".  
S.R. FORREST  
IEEE Spectrum, vol. 23, n° 5, 1986.
5. "Compound semiconductor photodiodes"  
T.P. PEARSALL, M.A. POLLAK  
Semiconductors and Semimetals, vol. 22, Part. D, Chap.11,  
1985.
6. "Fast réponse InP / In Ga As P Hétérojonction photo-  
transistor".  
D. FRITZSCHE  
Elec. Lett., Vol. 17, n° 5, 1981.
7. "Fabrication and Characterization of Ga As Schottky  
barrier photodetectors for microwave fiber optic links".  
H. BAUVELT

A.P.L., 45 (3), août 1984.

8. Hervé VERRIELE  
Thèse de doctorat. U.S.T.L. F-A : 9 mai 1987.  
"Etude et réalisation de photorecepteurs associant en  
intégration monolithique sur As Ga une photodiode Schottky  
et un TEC".
9. "100 GHz bandwidth planar Ga As Shottky photodiode".  
S.Y. WANG ET D. M. BLOOM.  
Elec. Lett., Vol. 19, P. 554, 1983.
10. " $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  : a ternary Semiconductor for Photo-  
detector Applications".  
T.P. PEARSALL.  
I.E.E.E. Journal of Quantum Elect., Vol 16, n° 7, 1980.
11. "Composant à 1,3  $\mu\text{m}$  pour télécommunication optique".  
T. ALLAIS, M.C. BOISSY.  
Acta electronica 24-1 1981/1982.  
  
"Long- Wavelength (1,3 to 1,6  $\mu\text{m}$ ) Detectors for Fiber-  
Optical Communications".  
G. E. STILLMAN and Al.  
IEEE ED, Vol 29, n° 9, sept. 1982.
12. "Misfit Dislocations in Semiconductors".  
D.B. HOLT.  
J. Phys. Chem. Solids. Vol. 27, 1966.

## INTRODUCTION

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les photodétecteurs les plus usuels ainsi que les méthodes d'analyse de leurs performances. Il apparaît cependant que pour améliorer la sensibilité des photodétecteurs dans un système de télécommunication optique, un mécanisme d'amplification est souvent avantageux : le PIN FET est un dispositif fréquemment utilisé, (Réf. : 1).

Un autre type d'association a également été envisagé. Il s'agit de l'association d'un photoconducteur et d'un transistor à effet de champ (TEC). De ce point de vue, CHEN et FORREST (Réf. : 2 et 3) ont également montré que cette association présente des performances comparables au PIN FET. Simultanément, des études effectuées au laboratoire sur des photoconducteurs Ga As, ont montré, par la réalisation d'une tête optique intégrée, que leur association avec un TEC Ga As (Réf. : 4) conduit à l'amélioration des performances en hautes fréquences.

On peut donc se demander si une association d'un photodétecteur en Ga In As et d'un TEC ne peut être une solution simple pour la détection aux longueurs d'ondes 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ . Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord un certain nombre de résultats caractéristiques des photoconducteurs en matériaux III.V, afin de rappeler les potentialités de ces dispositifs. Nous décrivons ensuite la méthode envisagée pour l'intégration d'un photoconducteur Ga In As et d'un TEC, ce dernier étant réalisé sur Ga As. La solution adoptée a conduit à utiliser une hétéroépitaxie et dans la seconde partie, nous présentons la réalisation technologique de ce dispositif.

# 1. RAPPEL SUR LES PERFORMANCES DES PHOTOCONDUCTEURS SUR MATERIAUX III-V

Des photoconducteurs en structure planaire sur Ga As, Ga Al As/Ga As, Ga In As/InP et InP/Ga In As ont été réalisés et caractérisés (réf :5 ) au laboratoire, nous présentons les principaux résultats acquis.

## A. GAIN CONTINU

La figure (2.1) présente les gains statiques comparés des photoconducteurs en Ga As, Ga Al As/Ga As et Ga In As/InP pour des puissances optiques et des distances interélectrodes identiques.

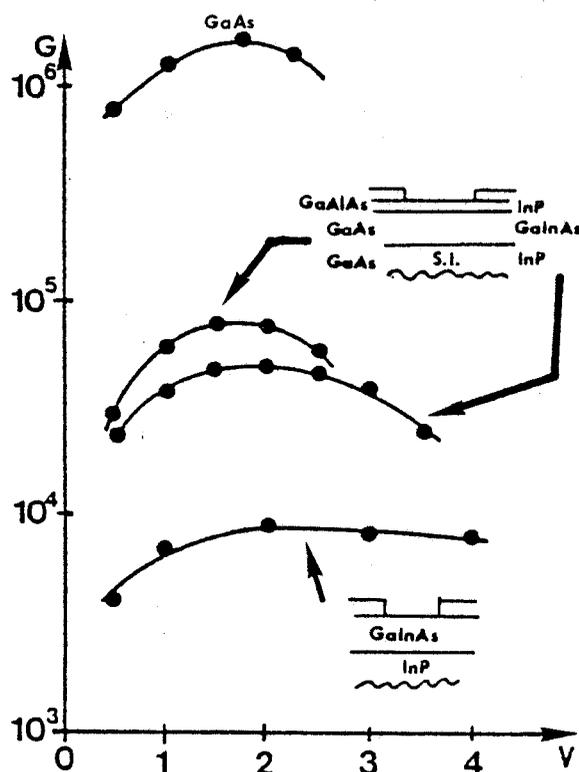


Figure (2.1)

Ces résultats montrent que les gains sont importants, mais on peut noter des différences selon le matériau utilisé.

On constate en particulier que les gains des deux types d'hétérostructures Ga Al As/Ga As et InP/Ga In As sont comparables. Par contre, ce gain est plus important dans le cas du Ga As type (N) et plus faible lorsque le photoconducteur est réalisé sur Ga In As.

Compte tenu de l'expression du gain continu  $G$  défini par la relation :

$$G_0 = \eta \frac{\tau_v}{\tau_t}$$

où  $\tau_v$  est la durée de vie des paires "électron-trou" et  $\tau_t$  le temps de transit des porteurs. On peut penser que la présence de l'hétérojonction modifie la durée de vie et donc le gain.

#### B. GAIN DYNAMIQUE

Cet effet dû à l'interface peut également être observé conformément à la relation :

$$G(\omega) = \eta \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{1}{(1 + (\omega \cdot \tau_v)^2)^{1/2}}$$

On constate figure (2.2) où sont regroupés les réponses dynamiques des photoconducteurs Ga As, Ga Al As/Ga As et Ga In As/InP, qu'en basses fréquences, le gain dépend de la nature de l'épitaixie. Les dispositifs à hétérojonctions ont un gain plus faible en basses fréquences que celui sur Ga As.

En hautes fréquences, les comportements sont assez voisins et sont gouvernés par le temps de transit des porteurs.

Dans le cas des dispositifs présentés, la distance interélectrodes est de 20  $\mu\text{m}$  et le produit gain bande est de l'ordre de 1 GHz.

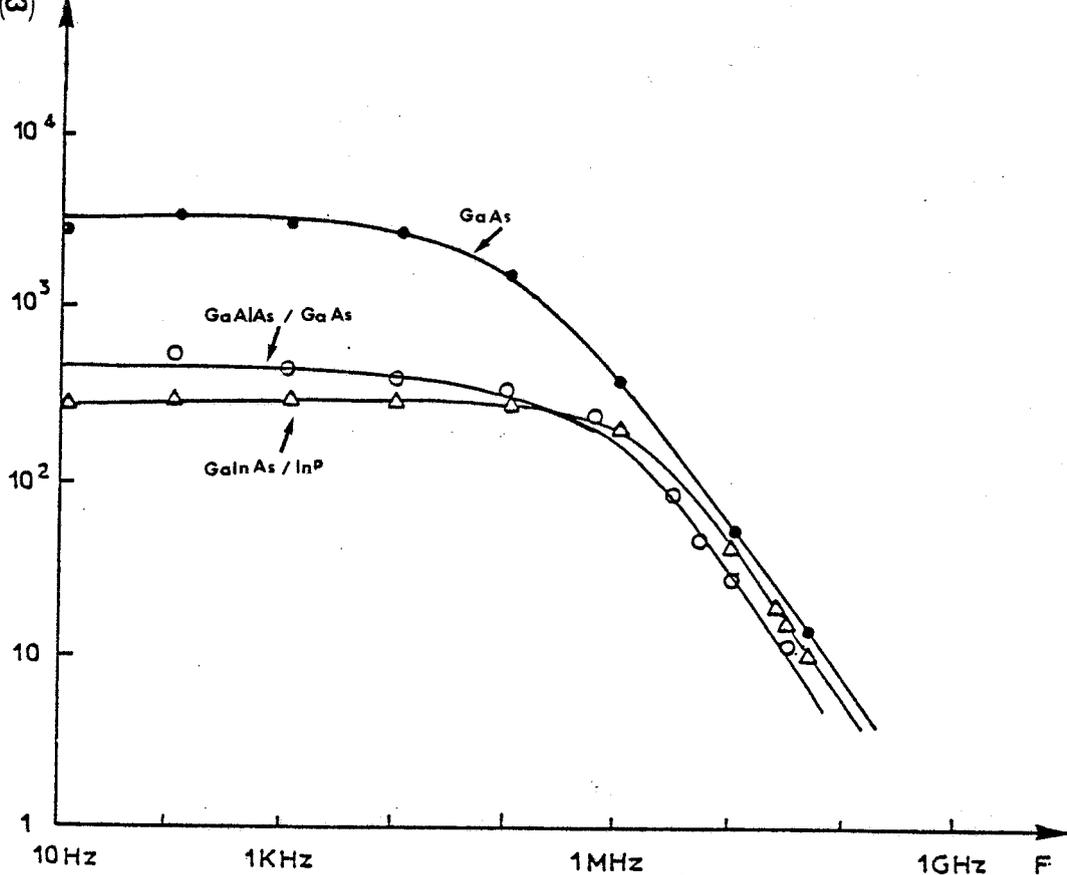


Figure (2.2) : Gain dynamique à  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ ,  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ,  
 $P_L = 4,5 \mu\text{W}$ .

### C. BRUIT

Un autre point marquant est le bruit en éclaircissement. Nous présentons figure (2. 3) des résultats typiques obtenus en obscurité et sous éclaircissement. L'interprétation de ces résultats en termes de phénomènes de génération-recombinaison conduit à une expression du bruit de la forme :

$$d\langle i_{gr}^2 \rangle = 4q I_p \cdot \frac{G(\omega)^2}{G(0)} \cdot d\omega$$

où  $G(0)$  est le gain continu  
 $G(\omega)$  est le gain dynamique  
 $I_p$  est le photocourant

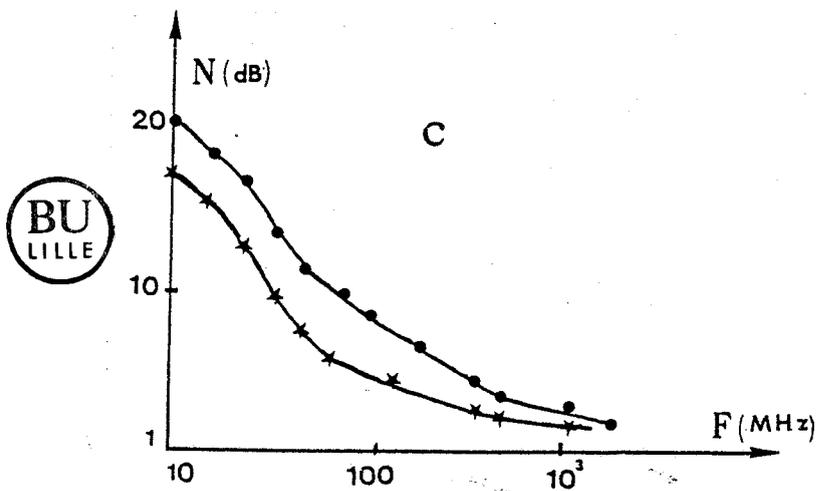
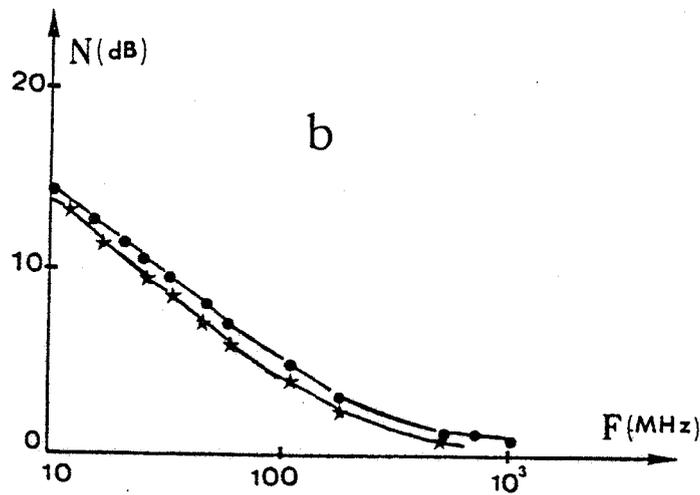
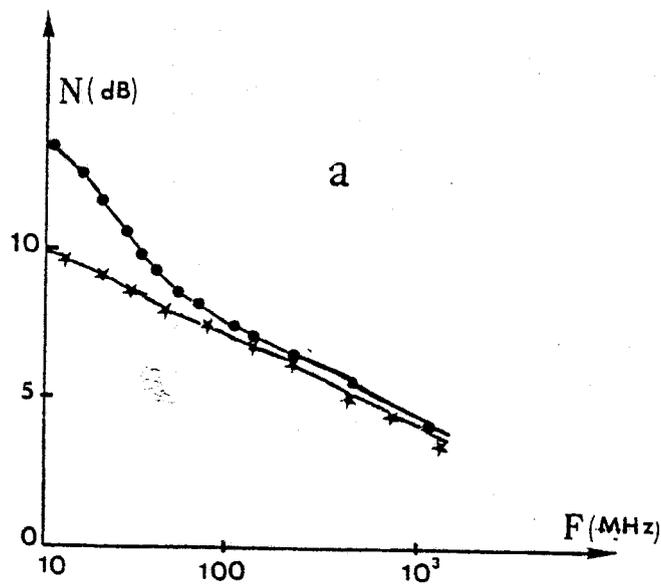


Figure (2. 3) : Bruit d'obscurité (★) et sous éclaircissement (●) en fonction de la fréquence.

$d = 20 \mu\text{m}$  ;  $V_{ds} = 2 \text{ V}$  ;  $P_L = 2,5 \mu\text{W}$

- a) Ga As
- b) Ga Al As / Ga As
- c) Ga In AS / InP

L'ensemble de ces résultats et la plus grande facilité de réalisation technologique nous ont incité à choisir comme photodétecteur un photoconducteur sur Ga In As.

#### D. TETE OPTIQUE

Pour améliorer le gain en très hautes fréquences, l'association du photoconducteur (PC) avec un TEC s'avère nécessaire et une première intégration monolithique d'un PC Ga As et d'un TEC Ga As a été effectuée au laboratoire (Réf. : 4). Comme l'indique la figure (2. 4), un gain supplémentaire dû au TEC a été onservé. Dans cet exemple, ce gain atteint une valeur voisine de 5.

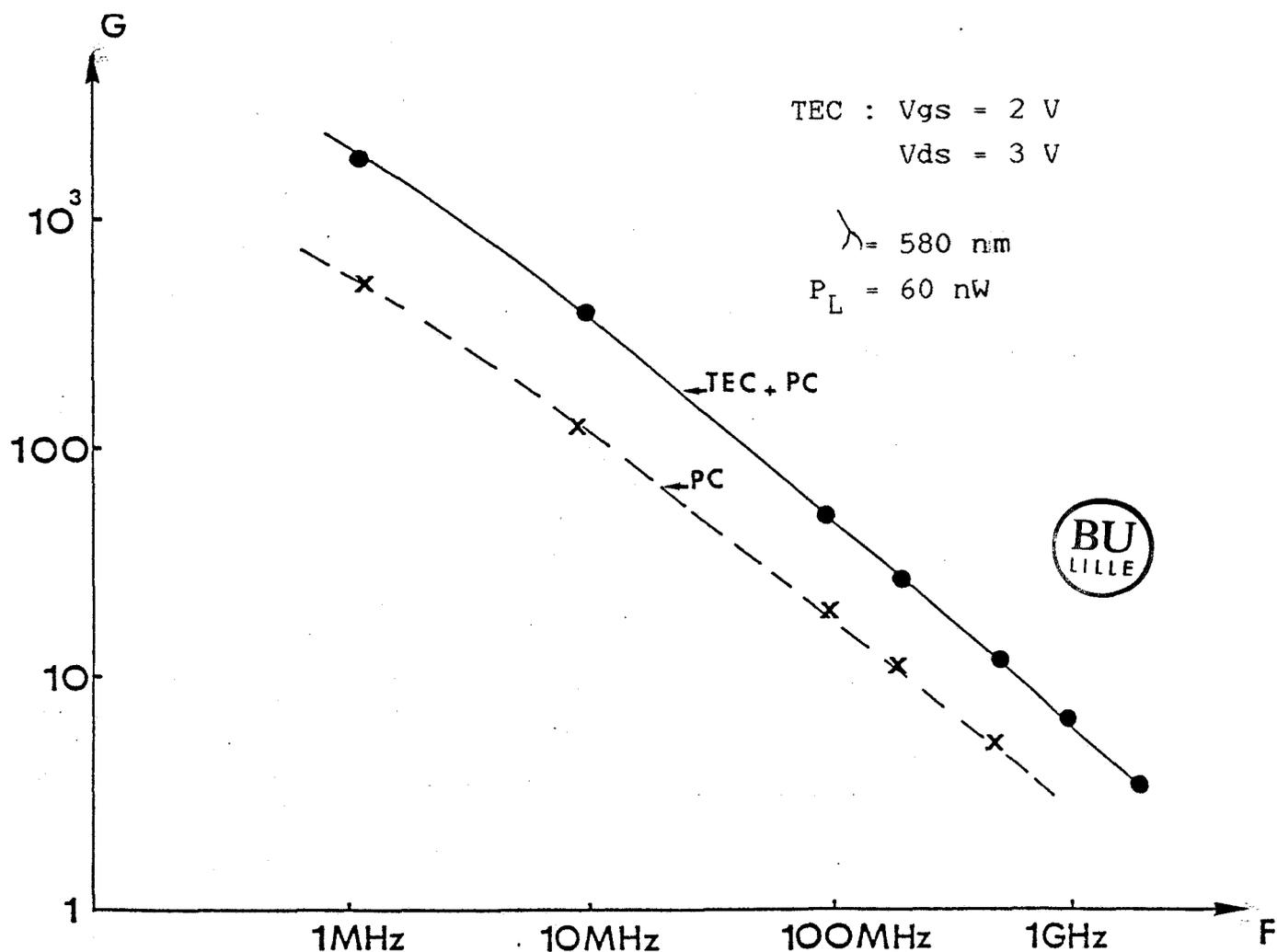


Figure (2. 4)

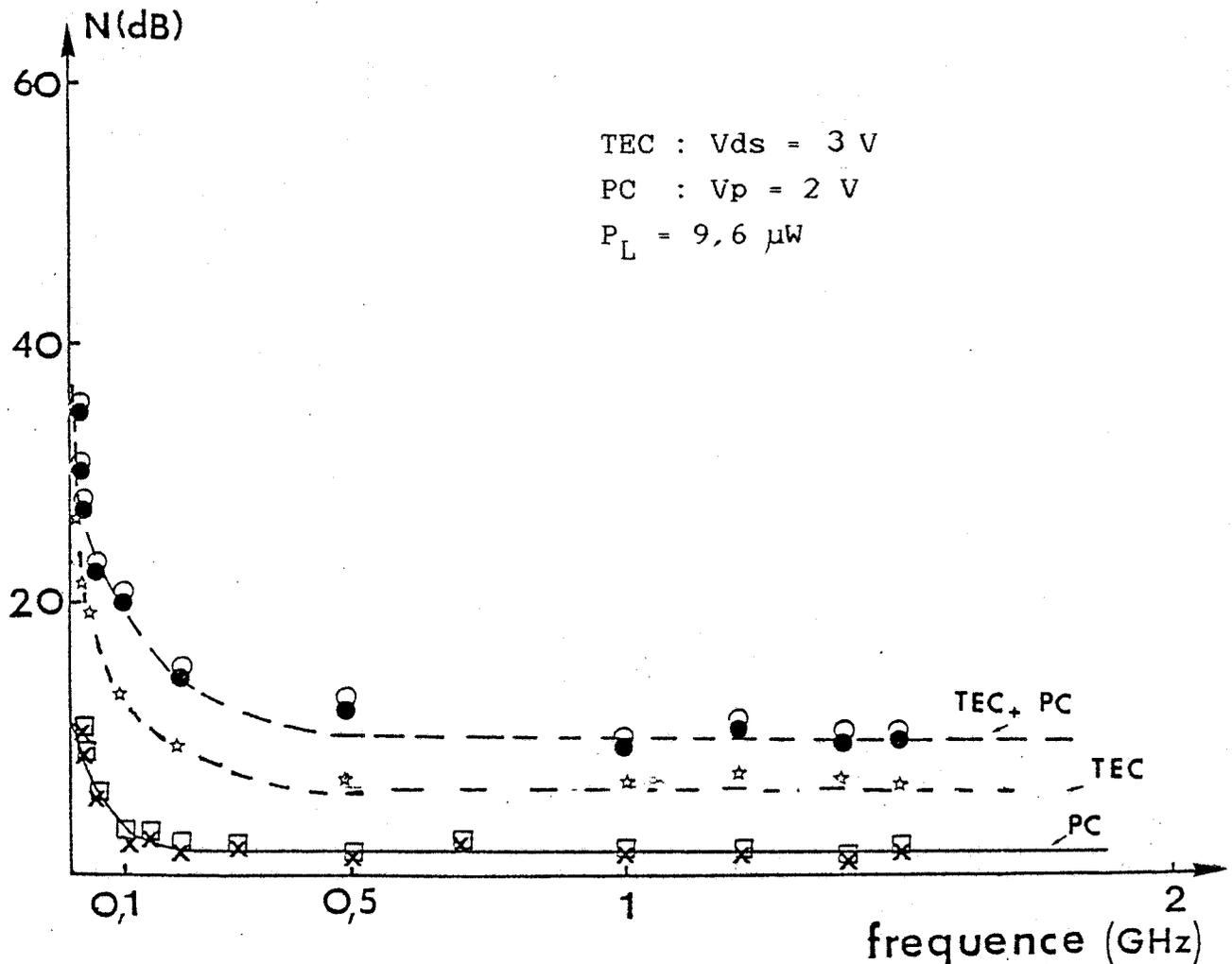


Figure (2.5) : Bruit d'obscurité (●, x) et sous éclaircissement (○, □)



En ce qui concerne les performances en bruit et comme l'indique la figure (2. 5), le TEC apporte un bruit supplémentaire plus important que la puissance de bruit présenté par le photoconducteur

Le bruit apporté par le TEC joue donc un rôle prépondérant quant à la définition du rapport signal sur bruit présenté par la tête optique.

L'optimisation du rapport signal sur bruit passe donc par l'optimisation du TEC en fonctionnement faible bruit.

Un calcul détaillé du rapport signal sur bruit est présenté dans la partie consacrée au principe de la tête optique.

La solution qui consiste à associer un photoconducteur à un TEC peut être une solution à la fois intéressante et originale et il nous a semblé que l'étude de ce dispositif méritait d'être retenue.

Cependant, les études déjà effectuées sur les photoconducteurs montrent que leurs performances sont très liées à la nature du matériau utilisé. Compte tenu de la solution envisagée, (photoconducteur Ga In As et TEC Ga As), l'utilisation d'hétéromatériaux Ga In As/Ga As s'avère indispensable et dans ces conditions, les performances des photoconducteurs sont difficiles à prévoir. C'est pourquoi, nous avons abordé cette étude avec une démarche essentiellement expérimentale et pragmatique qui consiste tout d'abord à réaliser le dispositif puis à le caractériser et interpréter les résultats expérimentaux.

En conséquence, nous présentons dans la suite de ce chapitre la réalisation technologique de ce circuit intégré en commençant par une solution la plus simple possible qui a pour but d'étudier la faisabilité d'un tel circuit intégré.

## 2. MATERIAU UTILISE ET PRINCIPE DE LA TETE OPTIQUE

### A. MATERIAU UTILISE

Il s'agit d'une hétéroépitaxie type Ga In As sur Ga As caractérisée par un fort désaccord de maille. Cette croissance a été effectuée au laboratoire central de recherche de THOMSON par le Dr. M. RAZEGHI par la méthode des organométalliques à basse pression ou LP. MOCVD selon la terminologie anglo-saxonne, (Réf. : 6).

Plus précisément, il s'agit d'une épitaxie spéciale sur substrat semi-isolant comprenant à la fois une épitaxie de Ga As classique pour la réalisation du TEC et une couche de Ga In As dont le taux d'indium est de 53 % et l'épaisseur de l'ordre de 1  $\mu\text{m}$  pour la réalisation du photoconducteur.

La succession des couches est donnée figure (2. 6).

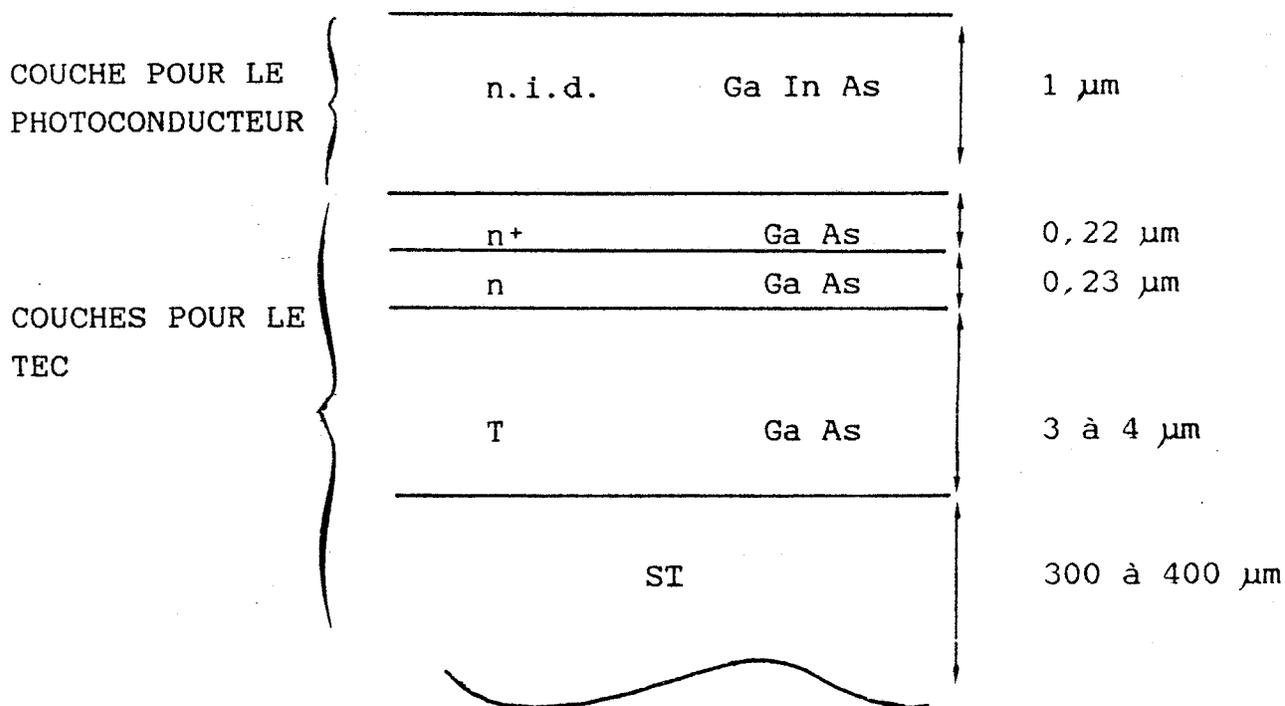


Figure (2. 6)

Nous distinguons cinq niveaux :

- une couche de Ga In As de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur environ, non intentionnellement dopée (n.i.d.). Dopage résiduel de l'ordre de  $10^{15}$  atomes/ $\text{cm}^3$  pour la réalisation du photoconducteur.
- une couche de Ga As de 0,22  $\mu\text{m}$  d'épaisseur dopée à  $2,32 \cdot 10^{18}$  atomes/ $\text{cm}^3$  pour faciliter la réalisation des contacts ohmiques.
- une couche de 0,23  $\mu\text{m}$  dopée à  $1,9 \cdot 10^{17}$  atomes/ $\text{cm}^3$ . C'est la couche active qui servira à réaliser le canal des transistors.
- une couche tampon ou buffer de dopage très faible de 3 à 4  $\mu\text{m}$  d'épaisseur intermédiaire entre le substrat et les couches supérieures. Elle assure une bonne qualité cristallographique et empêche la diffusion d'impuretés dans la couche active.

La figure (2. 7) représente le profil de concentration en impuretés de la plaquette de Ga As utilisée.

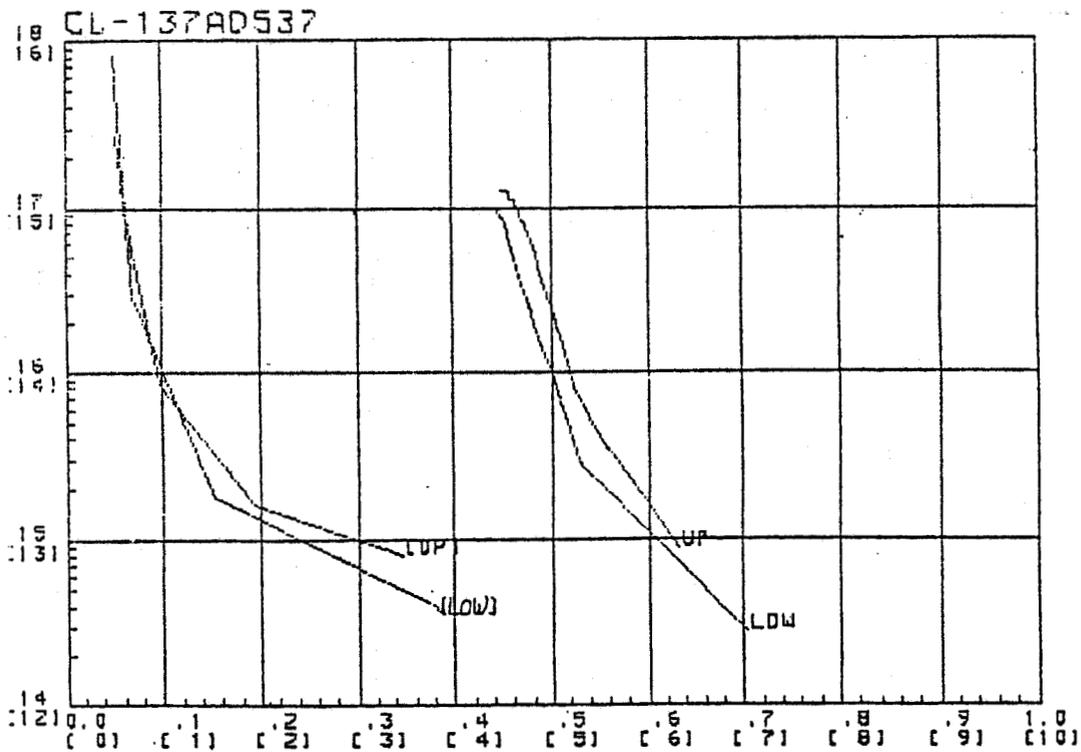


Figure (2. 7) : Profil de concentration en impuretés de la plaquette Ga As utilisée.



Etant donné le désaccord de mailles (3,8 %) entre le Ga In As dont le taux d'indium (53 %) correspond à une adaptation en maille à l'InP et le Ga As, on peut se demander si le comportement du Ga In As ainsi obtenu est comparable au Ga In As épitaxié sur substrat d'InP. Parmi les techniques de contrôle utilisée, nous présentons figure (2. 8) le spectre de photoluminescence que nous avons relevé à la longueur d'onde  $\lambda = 600 \text{ nm}$  et à la température  $T = 77^\circ\text{K}$ . On constate que la position du pic correspond tout à fait à la largeur de bande interdite du Ga In As adaptée en maille à l'InP\*. La largeur à mi-hauteur, légèrement supérieure à celles observées pour des couches de Ga In As épitaxiées sur l'InP, peuvent être attribuée à la fois à l'effet des contraintes et à la limite de résolution de l'appareillage.

\* Réf. (7)

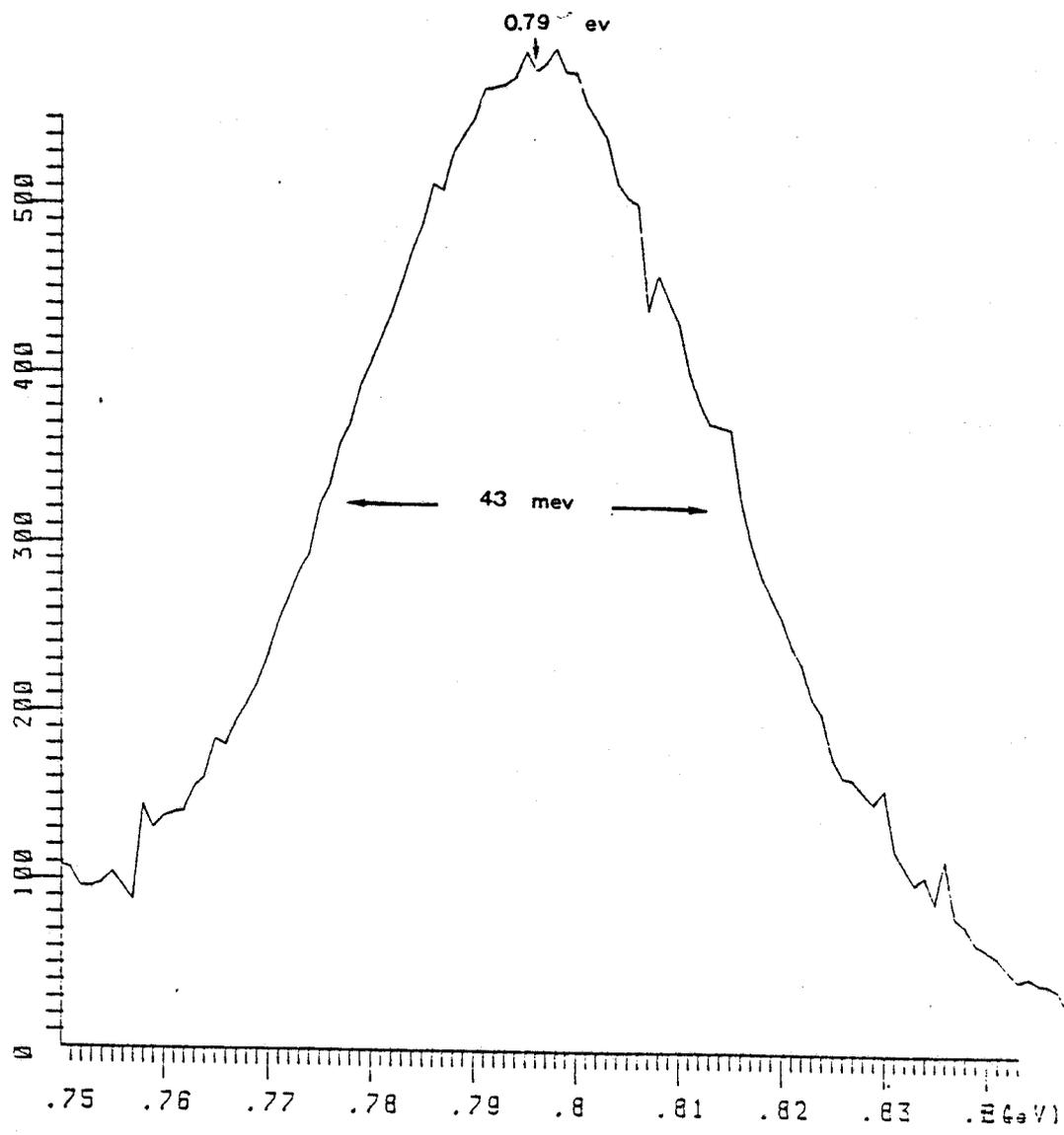


Figure (2. 8) : Spectre de photoluminescence.



B. PRINCIPE DE LA TETE OPTIQUE

Le photoconducteur Ga In As est associé au transistor à effet de champ Ga As selon un montage classique en source commune, figure (2. 9).

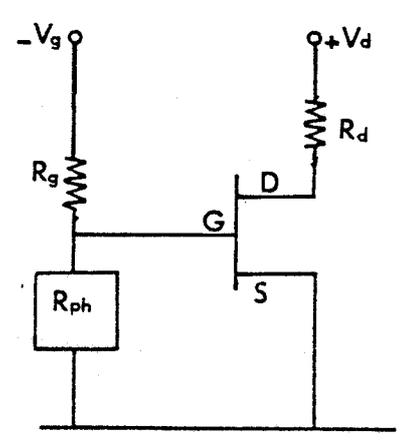


Figure (2. 9)

## B1. Gain apporté par le TEC

A partir du circuit équivalent figure (2. 10), on peut calculer le gain apporté par le TEC.

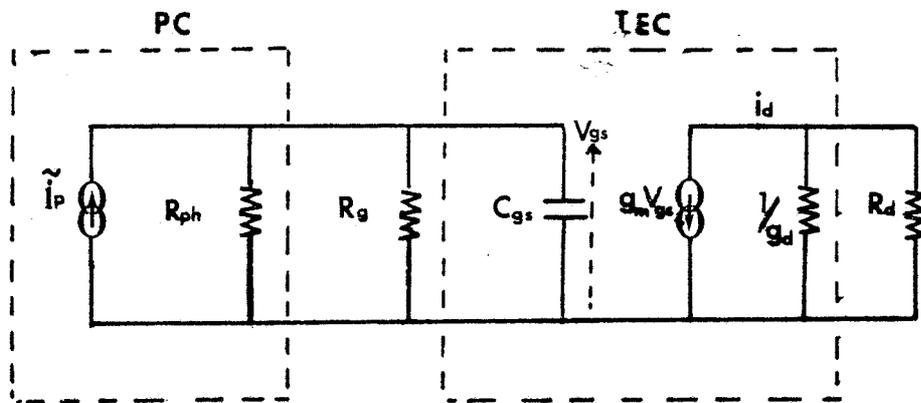


Figure (2. 10)

Dans ce schéma équivalent, les grandeurs suivantes représentent respectivement :

- $R_{ph}$  : résistance d'obscurité du photoconducteur
- $R_g$  : résistance de polarisation de grille
- $R_d$  : résistance de polarisation du drain

Si  $Z_T$  est l'impédance équivalente en entrée :

$$Z_T = \frac{R_T}{1 + jR_T C_{gs} \omega} \quad \text{avec} \quad R_T = \frac{R_{ph} \cdot R_g}{R_{ph} + R_g}$$

$$\text{On a } V_{gs} = -Z_T \cdot i_p$$

$$\text{et donc : } |i_d| = g_m \cdot |V_{gs}|$$

Le gain apporté par le TEC est alors donné par l'expression

$$\frac{g_m \cdot R_T}{\left(1 + (R_T C_{gs\omega})^2\right)^{1/2}}$$

Le gain total présenté par l'ensemble photoconducteur et pré-amplificateur sera donc égal à :

$$\frac{g_m \cdot R_T}{\left(1 + (R_T C_{gs\omega})^2\right)^{1/2}} \cdot G$$

## B2. Etude du rapport signal sur bruit de la tête optique

Rappelons tout d'abord les différentes sources de bruit qui interviennent dans chacun des composants de la tête optique.

### a. Le photoconducteur

Comme nous l'avons déjà annoncé au chapitre I, deux sources de bruit interviennent.

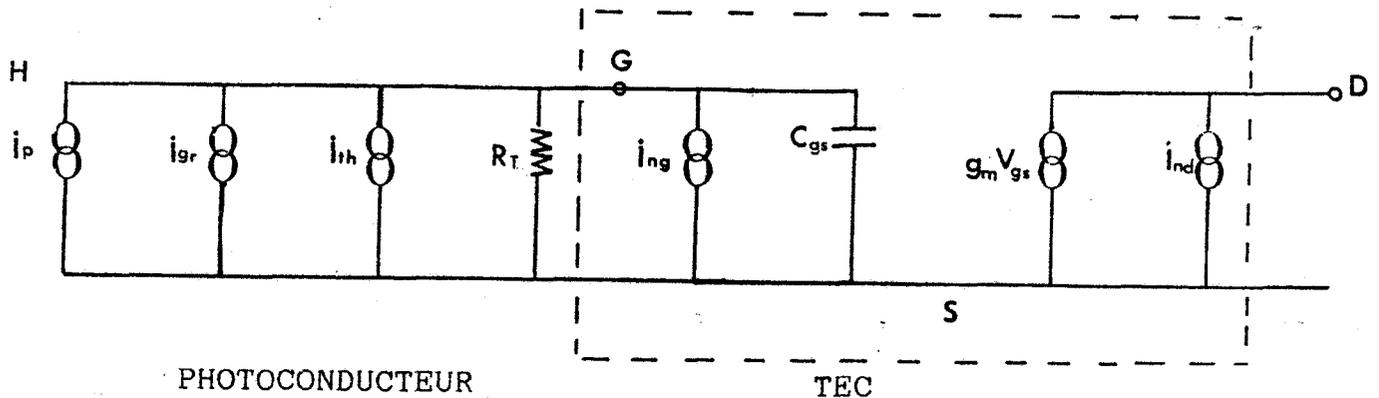
Le bruit thermique :  $d\langle i_{th}^2 \rangle = 4 \frac{kT}{R_{ph}} df$

Le bruit de génération recombinaison :

$$d\langle i_{gr}^2 \rangle = 4 \cdot q \cdot I_p \cdot \frac{G}{1 + (2\pi f \tau_v)^2} \cdot df$$

## b. Le transistor TEC

En négligeant le bruit dû aux résistances de grille  $R_g$  et de la source  $R_s$ , nous aboutissons au schéma équivalent simplifié suivant :



Selon les modèles de Van der Ziel ; W.BAECHTOLD et A.PUCEL,  
(Réf. : 8, 9 et 10).

$$d\langle i_{nd}^2 \rangle = 4 kT P g_m df \quad \text{bruit du canal}$$

$P$  est un paramètre dépendant de la longueur et de la tension de grille ( $L_g, V_g$ ).

$$\text{et } d\langle i_{ng}^2 \rangle = 2q I_g df + 4 \frac{kT}{g_m} R (w C_{gs})^2 df$$

où le premier terme représente le bruit de grenaille dû au courant de fuite ( $I_g$ ) traversant le contact Schottky de la grille et où le deuxième terme représente le bruit dû aux fluctuations de la tension de grille causées par les fluctuations du canal.  $R$  est un paramètre qui dépend de la longueur et de la tension de grille. Dans le cas d'un bon TEC, le bruit dû au courant  $I_g$  peut être négligé. Ces deux sources de bruit ( $i_{ng}$ ) et ( $i_{nd}$ ) ayant les mêmes origines, une corrélation existe et sera exprimée par :

$$d \langle i_{ng}^* \cdot i_{nd} \rangle = j 4 k T Q (\omega C_{gs}) df$$

Le signe \* signifie quantité complexe conjuguée et Q est un facteur qui dépend de la longueur et de la tension de grille.

Pour évaluer le bruit à l'entrée de la tête optique, constituée du photoconducteur associé au TEC, nous transférons (ind) à l'entrée du dispositif.

L'admittance d'entrée du circuit est :

$$Y_e = G_T + j \omega C_{gs} \quad \text{avec} \quad G_T = (R_T)^{-1}$$

Le bruit total à l'entrée est donc :

$$\frac{d \langle i_n^2 \rangle}{df} = \left\langle \left( i_{ng} + i_{nd} \frac{Y_e}{g_m} \right) \cdot \left( i_{ng}^* + i_{nd}^* \frac{Y_e^*}{g_m} \right) \right\rangle + 4 k T G_T + 4 q I_p \frac{G}{(1 + (2\pi f \tau_v)^2)}$$

soit encore :

$$\frac{d \langle i_n^2 \rangle}{df} = 4 k T \Gamma (2\pi f C_{gs}/g_m)^2 + 4 k T G_T^2/g_m + 4 k T G_T + 4 q I_p \frac{G}{(1 + (2\pi f \tau_v)^2)}$$

avec  $\Gamma = (P - 2Q + R)$ , ce terme est souvent appelé facteur d'excès de bruit du TEC. A titre d'illustration, la figure (2. 11) représente les variations de (P, Q, R) en fonction de la tension de grille normalisée : S

$$S = \left( \frac{(0,8 - V_g)}{V_0} \right)^{1/2}$$

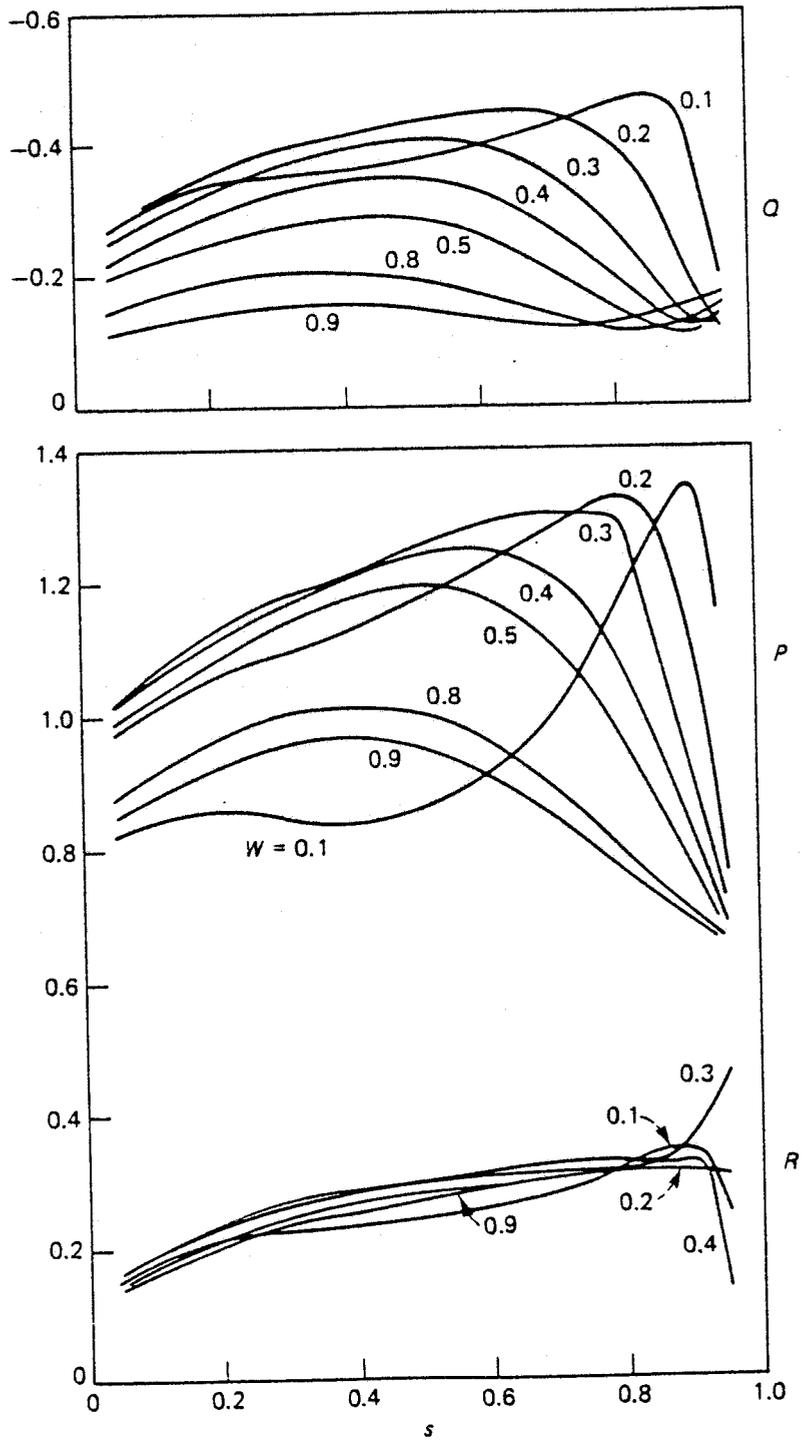


Figure (2. 11) : Variation des facteurs  $P$ ,  $Q$ ,  $R$  en fonction de la tension de grille normalisée,  $W$  étant la longueur de grille normalisée, (Réf. 11).

Le paramètre utilisé est la longueur de grille normalisée  $W = E_s L_g / W_0$  où  $E_s$  est le champ pour lequel on peut considérer que le courant drain-source est en état de saturation.

$E_s \approx 4$  KV/cm,  $L_g$  est la longueur de grille et  $W_0$  est la tension de pincement.

En dessous d'une certaine fréquence  $f_c$ , il faut tenir compte du bruit en  $1/f$  (Réf. : 3). La fréquence  $f_c$  est la fréquence pour laquelle ce type de bruit est égal au bruit du canal. Son expression classique, en tenant compte à la fois du bruit en  $1/f$  du Photoconducteur et du Transistor à effet de champ est donnée par l'expression :

$$d\langle i_p^2 \rangle = \frac{8kT\Gamma}{g_m} (2\pi C_{gs})^2 f_c f \cdot df$$

où l'on admet que les deux contributions sont identiques.

Dans ce cas, le bruit total à l'entrée est :

$$\frac{d\langle i_x^2 \rangle}{df} = \frac{d\langle i_n^2 \rangle}{df} + \frac{d\langle i_p^2 \rangle}{df}$$

Le rapport signal sur bruit S/B est défini par :

$$\frac{S}{B} = \frac{\langle i_p^2 \rangle}{\int_0^B \frac{d\langle i_x^2 \rangle}{df} \cdot df}$$

et se met par conséquent sous la forme :

$$\frac{S}{B} = \frac{\langle i_p^2 \rangle}{4kT G_T B \left(1 + \frac{P G_T}{g_m}\right) + \frac{2 q I_p G_T \operatorname{tg}^{-1}(2\pi \tau_v B)}{\pi \tau_v} + 4kT \Gamma (2\pi C_{gs})^2 \left[\frac{B^3}{3g_m} + B^2 \rho\right]}$$

D'après cette expression du rapport signal sur bruit S/B, on remarque que pour obtenir un rapport S/B élevé, il faut :

Augmenter : la transconductance ( $g_m$ ) du TEC  
la sensibilité du photoconducteur ( $i_p$ )

Diminuer : la conductance totale  $G_T$   
la capacité  $C_{gs}$   
la bande passante  $B$

Cet objectif suppose également des conditions de polarisation et de géométrie du TEC adaptées à un fonctionnement faibles bruits ( $\Gamma$  : minimale).

Pour un fonctionnement nécessitant une bande passante très élevée, caractérisée par exemple par un très fort débit d'informations, la composante de bruit en  $B^3$  est dominante et  $\operatorname{tg}^{-1}(2\pi B \tau_v) = \pi/2$ .

Le rapport signal sur bruit S/B devient :

$$\frac{S}{B} = \frac{\langle i_p^2 \rangle}{\frac{16\pi^2 \Gamma kT (C_{gs})^2 B^3}{3g_m} + \frac{q I_p G_T}{\tau_v} + 4kT G_T B}$$

### C. VALEUR DES COMPOSANTS DU CIRCUIT EQUIVALENT

L'étape suivante consiste à définir les caractéristiques géométriques du transistor en cherchant à estimer et optimiser les performances d'amplification du transistor.

#### C1. Le photoconducteur

Compte tenu de la succession des couches de la plaquette utilisée, l'isolation électrique entre la couche de Ga In As et la couche fortement dopée de Ga As ( $n^+$ ), est difficilement assurée. Un ordre de grandeur de la résistance d'obscurité du photoconducteur pourrait donc être donné par la résistance carrée ( $R_{\square}$ ) de la couche ( $n^+$ ) qui a pour valeur moyenne.

$$R_{\square} \# 80 \Omega$$

#### C2. Les éléments du TEC

Nous nous baserons sur des valeurs typiques obtenues pour des TEC réalisés et caractérisés au laboratoire, ces valeurs étant volontairement pessimistes pour tenir compte des difficultés de réalisation d'un circuit intégré.

A titre d'exemple, nous donnons dans le tableau ci-dessous des valeurs pour un TEC de largeur  $Z = 300 \mu\text{m}$  et de longueur  $L_g = 2 \mu\text{m}$ . ( $V_{gs} = 0 \text{ V}$ ) (composant n° 9-40-1).

$g_m$ (mS)	$g_d$ (mS)	$C_{gs}$ (pf)	$C_{gd}$ (pf)
30	2,8	0,8	0,1

Pour une largeur  $Z$ , différente de  $300 \mu\text{m}$ , les admittances et capacités seront multipliées par le facteur :

$$\frac{Z (\mu\text{m})}{300}$$

Les considérations citées sur les performances de la tête optique vont nous guider pour le choix des paramètres géométriques du TEC.

En prenant comme objectif dans cette première réalisation, un gain de l'ordre de quelques unités  $\approx 5$  et une valeur moyenne de  $50 \Omega$  pour  $R_t$ , il faut que le transistor présente une transconductance  $g_m$  de l'ordre de  $100 \text{ mS}$ . Une telle valeur pourrait être obtenue avec un TEC dont la largeur de grille est de l'ordre de  $1 \text{ mm}$  et une longueur de grille de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$ . Nous avons choisi une largeur de  $900 \mu\text{m}$  pour des raisons de commodités géométriques.

### 3. REALISATION TECHNOLOGIQUE DU DISPOSITIF

Il comprend la tête optique intégrée, des motifs de test pour suivre pas à pas le processus technologique dans chacune de ses étapes et des motifs de centrage pour faciliter l'alignement des différents masques.

#### A. LA TETE OPTIQUE

La figure (2. 12) présente le schéma de principe ainsi qu'une vue schématique du C.I.

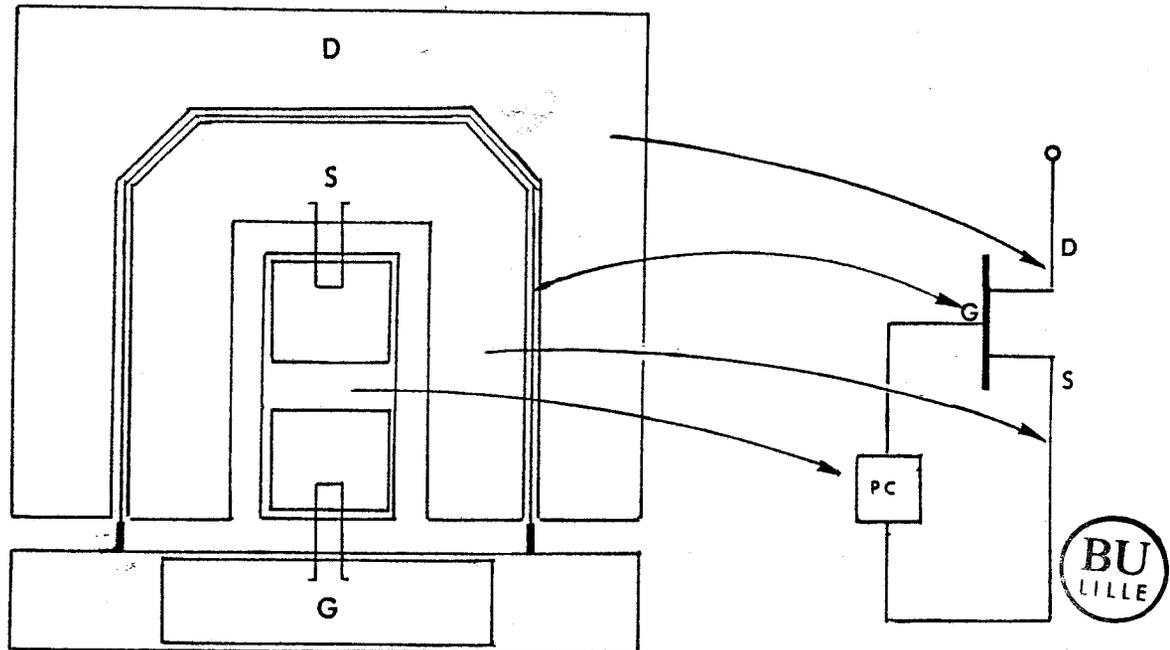


Figure (2. 12)

Nous reconnaissons le TEC de largeur 900 µm entourant le photoconducteur.

Le choix de cette configuration a été retenue de façon à obtenir un maximum de compacité du circuit intégré.

La longueur de grille est de  $2 \mu\text{m}$  dans un canal de  $10 \mu\text{m}$ . Ces valeurs ont été choisies de manière à :

- faciliter l'alignement de la grille dans le canal. En effet, la différence de niveau entre la surface du photoconducteur et l'endroit où la grille est déposée est de l'ordre de  $1,3 \mu\text{m}$ .

Deux problèmes se posent : tout d'abord, la définition de la révélation de la laque photosensible sera moyenne puisque le masque de grille ne sera pas en contact direct avec la grille. Ensuite, cette différence de niveau rend encore plus difficile la mise au point au moment de l'alignement.

- éviter tout risque de cassure de la grille au moment du lift off. Ce problème apparaît fréquemment lorsque la longueur de grille est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$  et la largeur de grille importante.

Il est bien évident qu'avec ces caractéristiques géométriques, le transistor présentera des performances fréquentielles moyennes, notamment à cause de la capacité (grille-source)  $C_{gs}$  qui peut être relativement importante (voisine, voire supérieure au picofarad).

Le photoconducteur de structure simple avec deux contacts ohmiques de dimension ( $80 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ ) et de distance interélectrodes égale à  $20 \mu\text{m}$  aura une résistance équivalente de l'ordre de  $60 \Omega$  dans ce cas.

B. LES MOTIFS DE TEST ET D'ALIGNEMENT - Figure (2. 13)

Les motifs de test comportent :

- Un transistor à effet de champ  
(longueur 2  $\mu\text{m}$ , largeur 150  $\mu\text{m}$ ) pour :
  - . contrôler le creusement du canal de grille.
  - . caractériser la barrière Schottky formant la grille.
  - . vérifier le fonctionnement global du transistor en le comparant avec des transistors de même type, réalisés au laboratoire.
  
- Une échelle de deux photoconducteurs  
de distance interélectrodes 20  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$ , pour :
  - . contrôler l'ohmicité des contacts.
  - . caractériser le photoconducteur seul.

Les motifs d'alignement (CC) sont disposés aux quatre coins de la "puce" et consistent en des croix de centrage. La découpe de la plaquette sera ensuite effectuée en s'aidant de ces croix.

Les dimensions de la "puce" sont telles que celle-ci peut être montée sur un boîtier BMH 60.

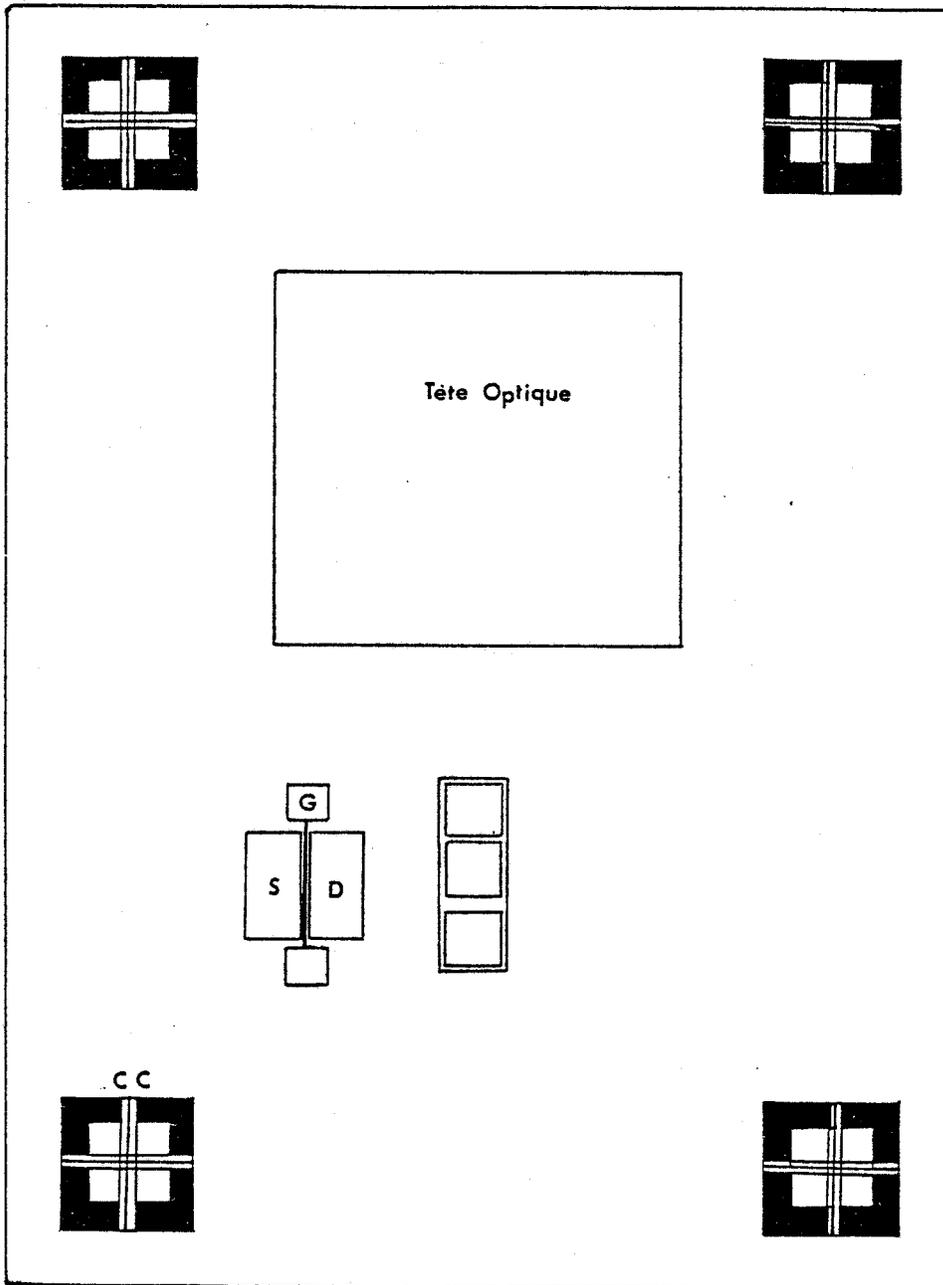


Figure (2. 13) : La "Puce" complète.

De plus, à cause des incertitudes sur les valeurs de l'épaisseur de la couche de Ga InAs et de la vitesse d'attaque de l'usineur et à cause de la faible épaisseur de la couche ( $n^+$ ) de Ga As, il nous a semblé indispensable de mettre au point un moyen de contrôle de l'attaque.

Nous avons utilisé dans ce but :

- l'existence d'un phénomène de photoconduction dans le Ga In As à la longueur d'onde  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ , puisque le Ga As ne peut photodétecter à cette longueur d'onde.
- la mesure de la valeur de résistance en obscurité qui est quasiment donnée par la couche ( $n^+$ ) de Ga As.

C'est pourquoi nous avons utilisé un morceau de la plaquette "CI" pour réaliser indépendamment des échelles de résistances, figure (2. 14). Parallèlement, nous avons monté un banc permettant de relever le photocourant avec un montage sous pointes figure (2. 15) en éclairant avec un laser YAG à  $1,3 \mu\text{m}$ .

En effet, en soumettant le morceau de plaquette contenant les échelles de résistances à un usinage ionique pendant un intervalle de temps  $\Delta t$  qui attaque la zone photosensible, il est bien évident que le photocourant relevé après chaque attaque diminue alors que la résistance totale reste constante jusqu'au moment où la couche ( $n^+$ ) de Ga As est elle-même attaquée. Le photocourant devient alors nul alors que la résistance reste constante jusqu'au moment où la couche ( $n^+$ ) de Ga As est attaquée. Nous observons alors une augmentation de la résistance. C'est ce procédé de contrôle que nous avons utilisé.

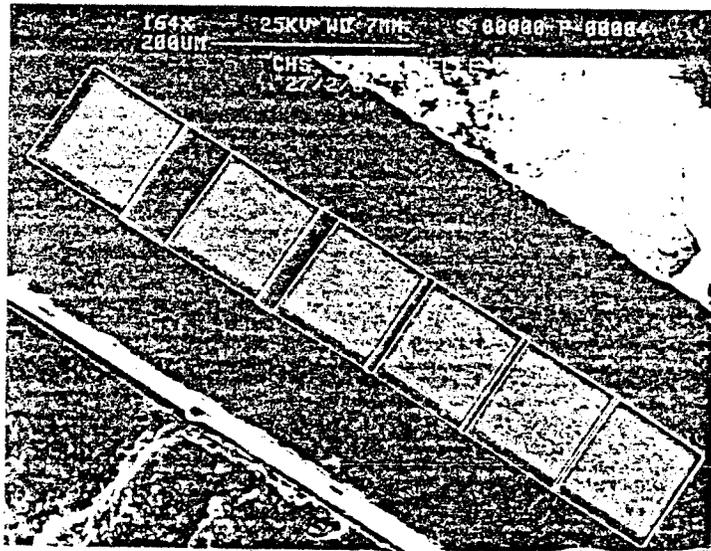


Figure (2. 14) : Un échelle de résistance : Plaquette de contrôle.

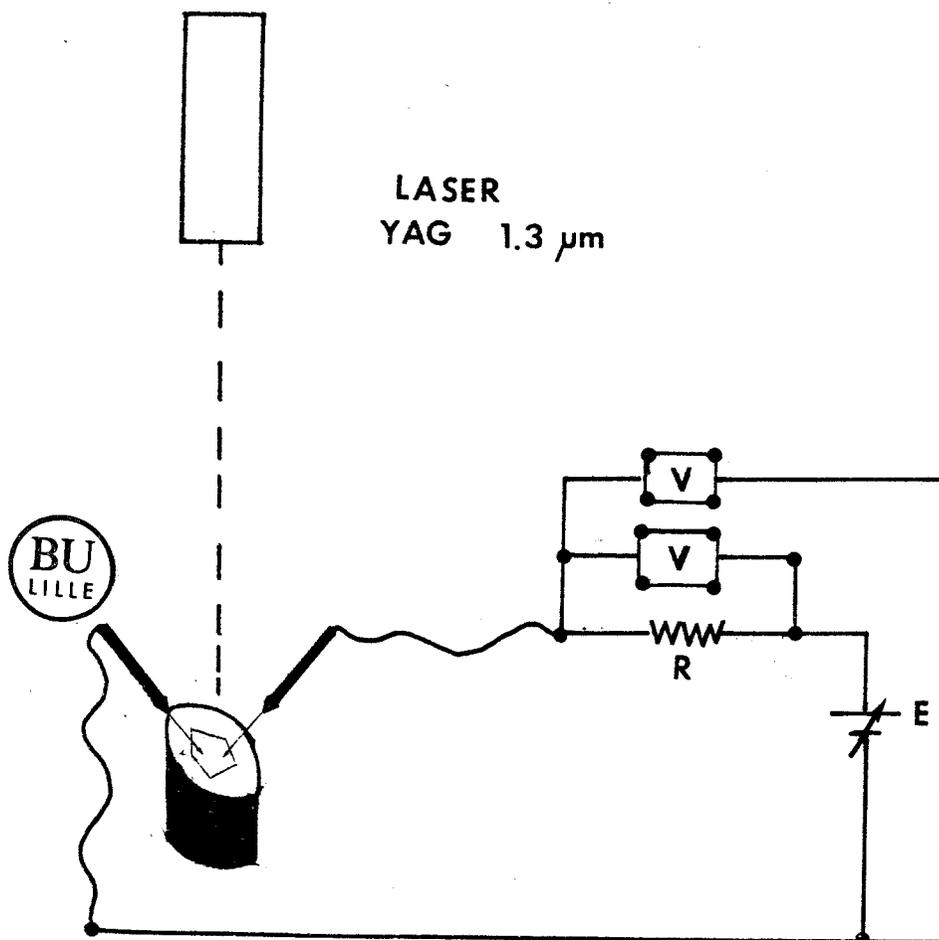


Figure (2. 15) : Banc de mesure du photocourant et de la résistance d'obscurité : "sous pointes".

## C. PROCÉDE TECHNOLOGIQUE

La réalisation des dispositifs en structure planaire sur une plaquette épitaxiée nécessite des opérations de gravure ou de dépôt localisés par un procédé appelé "photolithographie".

Le matériau est enduit d'une fine couche (1 um environ) de laque photosensible (Shipley 1350 ou 1470 H), puis à travers un masque, la laque est illuminée par des rayons ultraviolets. En éliminant chimiquement la partie insolée, la plaquette est prête pour la gravure ou le dépôt.

Ces opérations nécessitent la conception d'une série de masques qui est la première étape de la réalisation technologique du dispositif. Une description détaillée sur la réalisation d'un masque est donnée en annexe 1.

Dans le cas de notre circuit intégré (CI), la réalisation correspondante nécessite l'emploi de 7 masques.

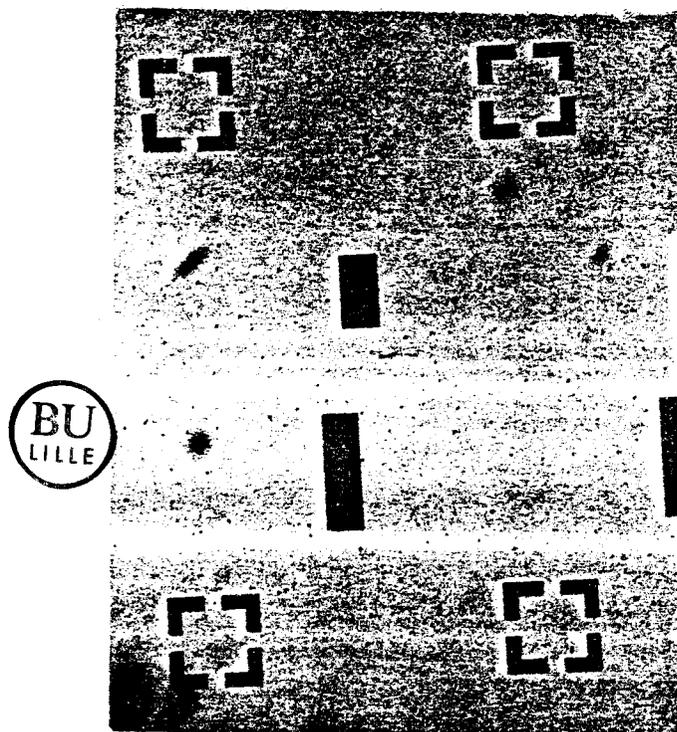
Dans ce qui suit, nous allons décrire les différentes étapes du processus technologique et nous adjoindrons, pour chaque étape, le masque correspondant.

### C1. Réalisation du mesa de dégagement des photo-conducteurs

- dépôt de la résine photosensible (1350 H)
- photomasquage
- révélation de la résine
- rinçage
- séchage

### Attaque ionique

Les plaquettes de contrôle et du circuit intégré sont introduites en même temps dans l'usineur. Les conditions de fonctionnement de ce dernier laissent prévoir une vitesse d'attaque de  $5550 \text{ \AA}/10 \text{ mm}$ .



Masque n° 1

L'intervalle de temps entre deux contrôles et le suivant :

- 1ère attaque : temps d'usinage = 3 mn
- 2ème attaque : temps d'usinage = 3 mn
- 3ème attaque : temps d'usinage = 5 mn
- 4ème attaque : temps d'usinage = 3 mn
- 5ème attaque : temps d'usinage = 3 mn
- 6ème attaque : temps d'usinage = 1 mn

Entre chaque attaque, nous avons relevé le photocourant et la valeur de la résistance des échelles et ceci pour une série d'échantillons placés au milieu de la plaquette. Les courbes associées sont données figure (2. 16).

Après la cinquième attaque, le photocourant a baissé considérablement et la résistance a tendance à augmenter. Ce résultat laisse penser que la couche ( $n^+$ ) de Ga As commence à être attaquée. La plaquette "CI" a été retirée à l'issue de cette dernière attaque pour effectuer la sixième attaque qui a confirmé ce résultat.

- délaquage par agitation ultrasonique dans l'acétone
- rinçage et séchage

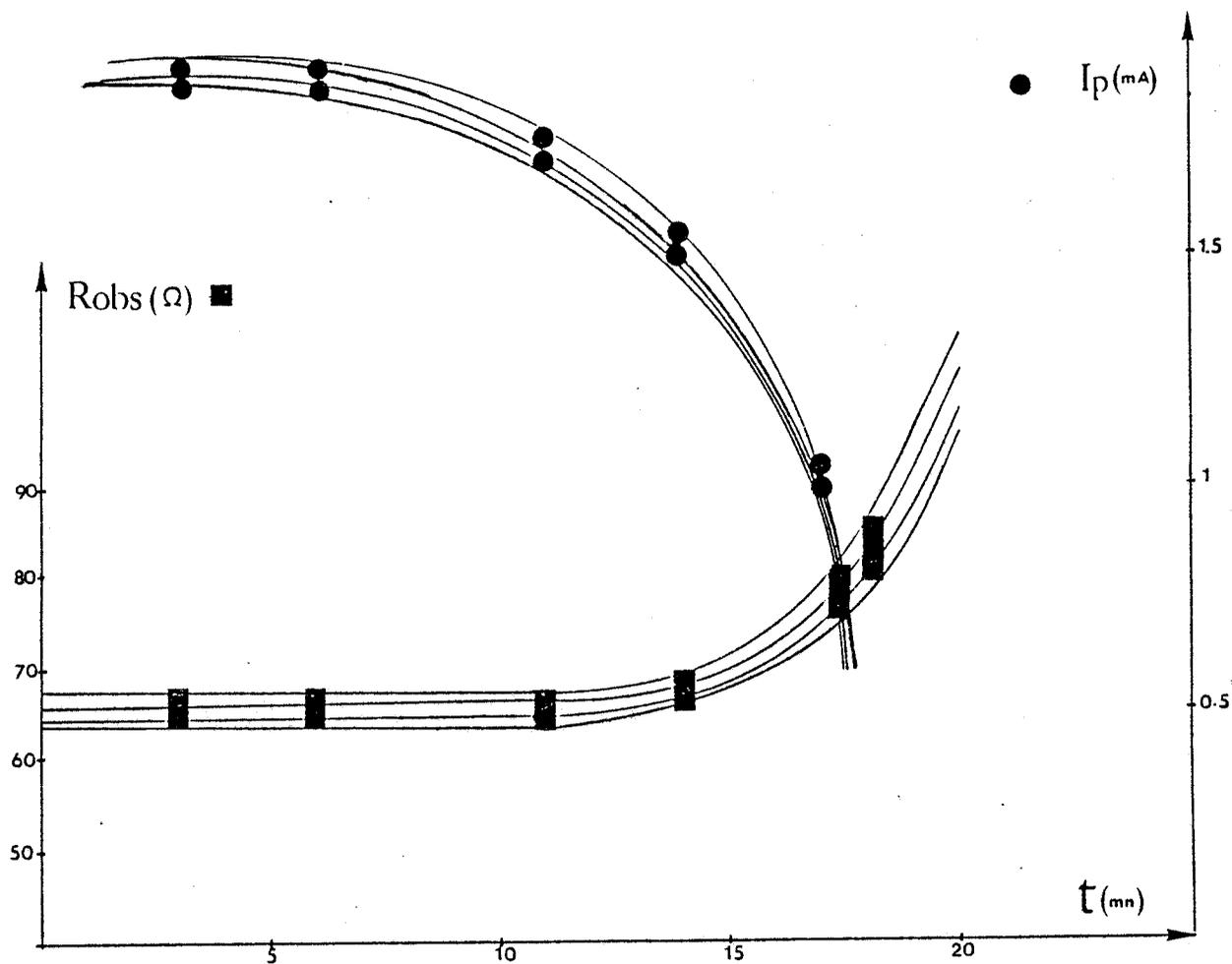


Figure (2. 16) : Variation du photocourant (●) et de la résistance d'obscurité (■) en fonction du temps d'usinage de la couche photosensible.



Nous avons ensuite relevé la hauteur du mesa par un palpeur électromécanique très sensible (Alpha-step), sa hauteur étant de  $1,2 \mu\text{m}$  figure (2. 17).

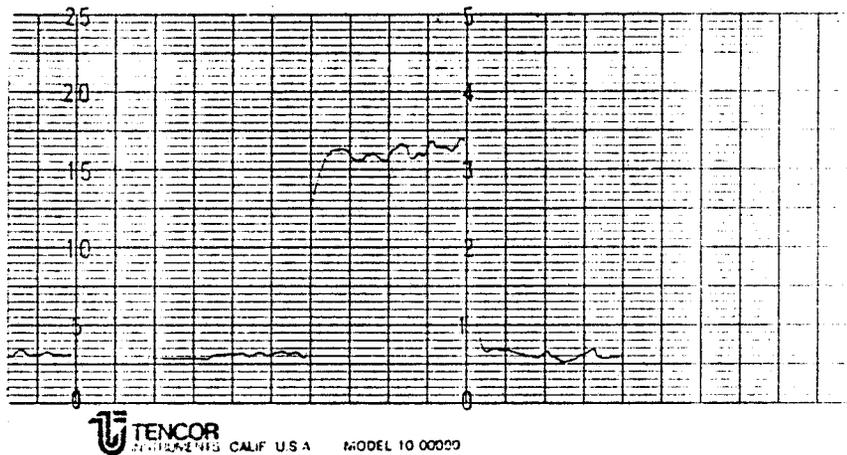


Figure (2. 17)

D'après la vitesse d'attaque de l'usineur et le temps mis, nous avons dû attaquer  $9500 \text{ \AA}$  de matériau.

Grâce à ce moyen de contrôle, il semble bien que l'attaque ait été arrêtée au niveau de la couche Ga As ( $n^+$ ). Ce résultat sera confirmé après avoir déposé les contacts ohmiques.

L'opération d'attaque et son contrôle est la plus longue. Elle a nécessité une journée de mobilisation de l'usineur puisque pour chaque attaque, en effet, il faut remettre l'usineur dans les mêmes conditions et la descente en vide ( $2 \cdot 10^{-6}$  Torr) est assez lente.

## C2. Le mesa d'isolement électrique

### Masque n° 2

Nous utiliserons comme précédemment l'usinage ionique, mais cette fois, pour accéder à la couche tampon de Ga As. Nous sommes ainsi assurés de l'isolement électrique entre les différents motifs réalisés sur la plaquette.

Le procédé technologique est identique à celui décrit précédemment, mais l'attaque s'effectue en une seule fois sans contrôle systématique.

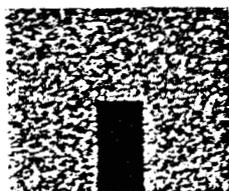


Masque n° 2

La photographie n° 1 donne l'aspect de la plaquette après le deuxième mesa.

Nous distinguons trois zones différentes :

- une zone claire qui correspond au Ga As tampon.
- une zone noire : le Ga In As.
- une zone intermédiaire qui est la couche ( $n^+$ ) de Ga As, qui présente encore des traces de Ga In As.



Photographie n° 1 : Aspect du composant après le deuxième mesa.

### C3. Réalisation des contacts ohmiques

#### Masque n° 3

Le contact ohmique a lieu après évaporation d'une couche de 2000 Å d'Or-Germanium-Nickel (Au-Ge-Ni) dans les proportions 80 %, 10 %, 10 % et suivie d'une pulvérisation de 300 Å de Nickel.

L'addition du Nickel permet d'améliorer l'aspect optique du contact et favorise la diffusion du Ge dans l'As Ga.

#### C3a. Procédé technologique

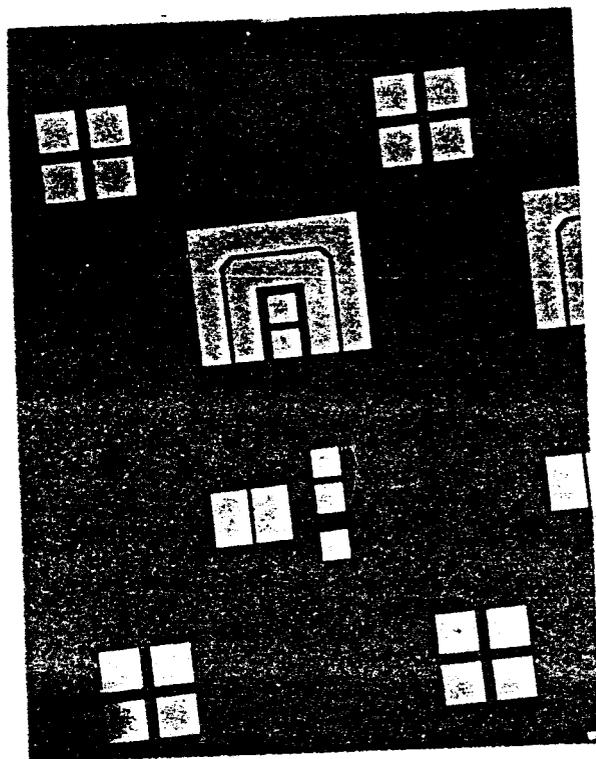
-----

- dépôt de résine (AZ 1470). La plaquette est ensuite trempée dans du chlorobenzène pendant vingt minutes pour obtenir un profil en casquette par durcissement en surface de la résine qui facilitera le délaquage ou le lift off.
- photomasquage.
- révélation.
- rinçage puis séchage.
- désoxydation : la plaquette est trempée dans une solution (HCl 50 %, eau dionisée 50 %) pendant 20 s.
- métallisation du contact ohmique : évaporation de 2000 Å (Au-Ge-Ni), suivie d'une pulvérisation de 300 Å de Ni.
- délaquage par agitation ultrasonique dans l'acétone.
- recuit à 470°C sous une atmosphère d' $N_2H_2$  pendant 1 mn 30 s pour former l'entectique Au-Ge.

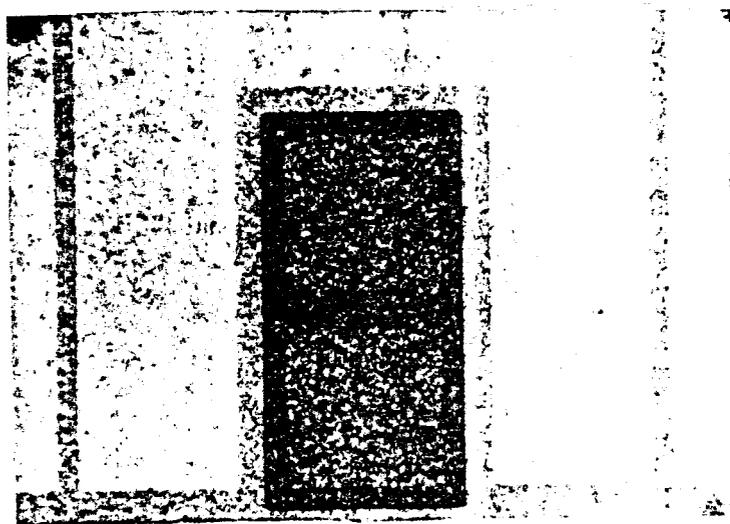
C3b. Aspect du composant

-----

La photographie n° 2 donne l'aspect du composant à l'issue de cette opération.



Masque n° 3



Photographie n° 2

## Contrôle sous pointe

La qualité des contacts ohmiques est vérifiée sous pointes à l'aide d'un traceur de courbe (TEKTRONIX 516). Les caractéristiques  $I(V)$  du TEC de test ( $150 \mu\text{m}$ ) et du photoconducteur ( $20 \mu\text{m}$ ) sont données figures (2. 18) et (2. 19).

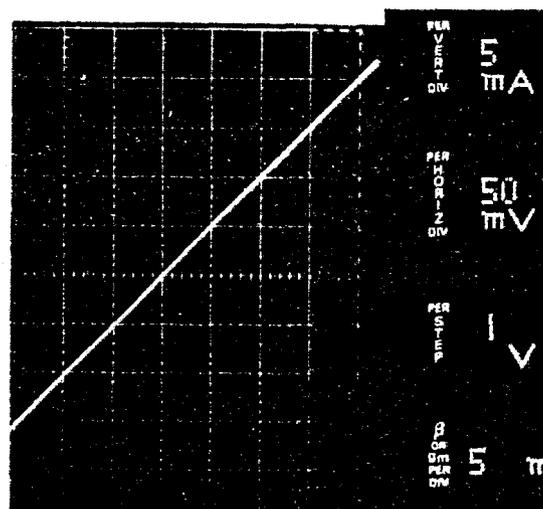
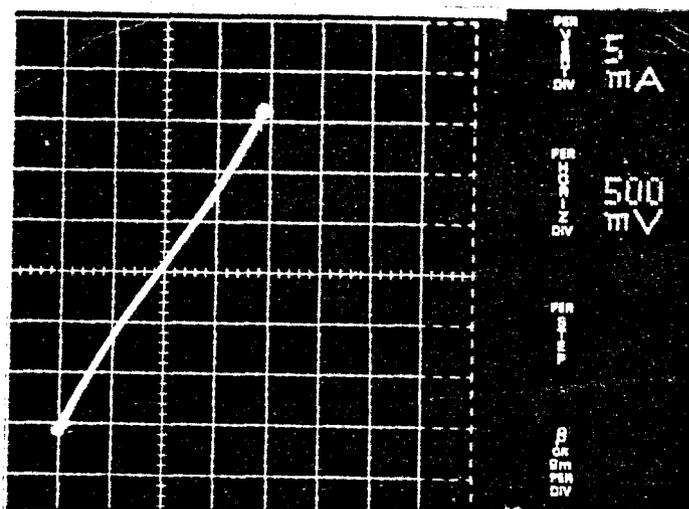


Figure (2. 18)

$I(V)$  du PC ( $20 \mu\text{m}$ )

Figure (2. 19)

$I(V)$  du TEC ( $150 \mu\text{m}$ )



On constate que :

- les contacts réalisés sont bien ohmiques
- la valeur de la résistance d'obscurité du PC ( $62 \Omega$ ) est tout à fait conforme à nos prévisions
- la valeur de la résistance relevée sur le TEC ( $150 \mu\text{m}$ ) est de  $10 \Omega$ . Cette valeur diminuée de la résistance de pointes ( $\approx 4 \Omega$ ) et de la résistance de contact ( $\approx 0,2 \Omega / \text{mm}$ ) correspond exactement à la valeur de la résistance obtenue lorsque le contact ohmique est déposé sur la couche Ga As ( $n^+$ ).

#### C4. Réalisation du recess de grille

##### Masque n° 4

Il s'agit de la gravure de la couche ( $n^+$ ) du canal de la grille. Cette attaque s'effectue en deux temps :

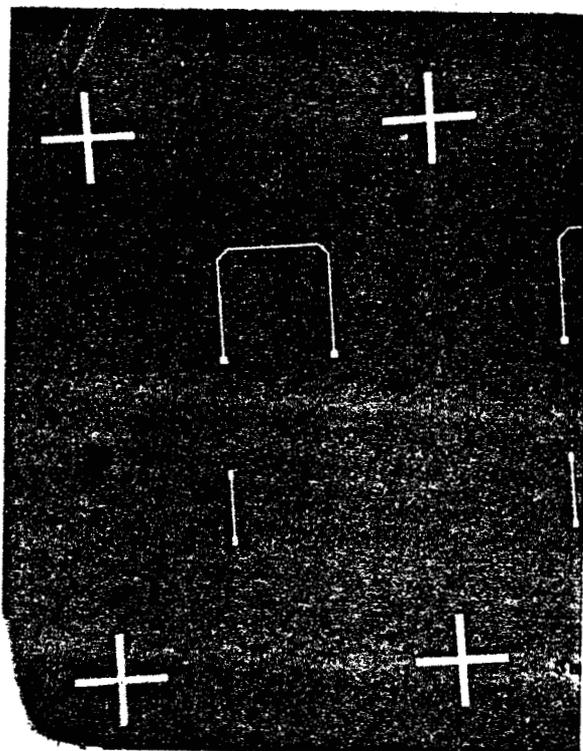
- attaque ionique des 3/4 de la couche ( $n^+$ )
- attaque chimique du 1/4 restant, la solution utilisée étant la suivante : ( $\text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2$ ) qui a une vitesse moyenne d'attaque de 1200 Å/mn

Le contrôle de l'épaisseur attaquée se fait en comparant le courant de saturation mesuré sous pointe, au courant calculé.

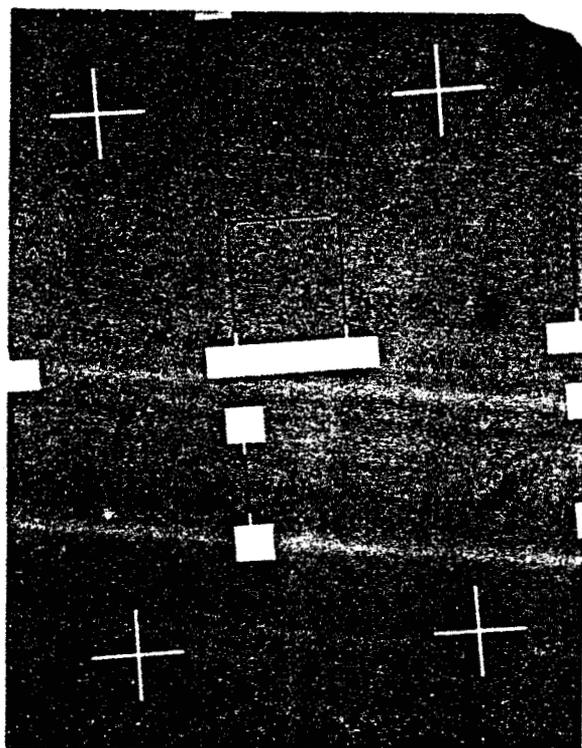
$$I_{DSS} = q \cdot N_D \cdot a \cdot W \cdot v_s$$

- où  $a$  est l'épaisseur de la couche restante après l'attaque
- $N_D$  le dopage de cette couche
- $W$  la largeur de canal du TEC
- $v_s$  la vitesse de saturation de l'As Ga ( $v_s \# 10^7$  cm/s)
- $q$  la charge de l'électron ( $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C)

Le procédé technologique est identique à celui de l'étape 3.



Masque n° 4



Masque n° 5



## C5. Réalisation de la grille

### Masque 5

- photomasquage comme pour l'étape 4 : REALISATION DU RECESS DE GRILLE
- attaque de la couche ( $n^+$ ) de Ga As. Cette attaque permet d'enterrer la grille

Dans cette étape, l'attaque ionique est exclue car elle peut induire des défauts dans le réseau cristallin, à l'endroit où le métal réalisant la grille sera déposé. Par conséquent, il existe un risque de dégradation du coefficient d'idéalité du contact Schottky.

Nous utilisons l'attaque chimique. La solution utilisée est celle donnée précédemment. La jonction métal-semiconducteur est réalisée en évaporant une couche de Titane ( $Ti = 500 \text{ \AA}$ ) qui permet l'accrochage sur le matériau, puis une couche de  $300 \text{ \AA}$  de Platine (Pt) qui empêche la diffusion de l'or sous le contact et une deuxième couche d'accrochage ( $Ti = 300 \text{ \AA}$ ) suivie d'une couche de  $2000 \text{ \AA}$  d'or pour assurer une bonne conductivité du contact.

La tension de pincement désirée est  $V_p = -2V$ . Elle est donnée théoriquement par l'expression :

$$V_{bi} + |V_p| = \frac{q N_d a^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r}$$

avec  $a$  : épaisseur de la couche active restante  
 $\epsilon_0 \epsilon_r$  : permétabilité du Ga As =  $1,12 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$   
 $N_d$  =  $1,9 \cdot 10^{17} \text{ atm/cm}^3$   
 $q$  =  $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$   
 $V_{bi}$  : tension de built-in =  $0,8 \text{ V}$

Dans ce cas, il doit subsister une épaisseur (a) de la couche active donnée par :

$$a = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_r (V_{bi} + |V_p|)}{q N_d}}$$

soit a # 1430 Å

Le courant pour le TEC 150 µm sera donc :  $I_{DSS} = 65 \text{ mA}$

En tenant compte de la barrière de potentiel développée en surface de Ga As ( 0,6 V), le courant devient :

$$I_{réel} = I_{DSS} \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{0,6}{|V_p| + V_{bi}}} \right)$$

$$I_{réel} = 35 \text{ mA}$$

La définition de la tension de pincement du transistor sera donc contrôlée par la mesure de  $I_{réel}$ .

#### Procédé technologique

- photomasquage, comme précédemment
- attaque chimique de la couche ( $n^+$ ) de Ga As et contrôle sous pointes
- métallisation de la grille
 

Ti	-	Pt	-	Ti	-	Au
500 Å		300 Å		300 Å		1900 Å

- délaquage
- recuit sous  $N_2H_2$  à  $250^\circ C$  pendant 20 mn

Le contrôle sous pointes du TEC 150 et du TEC 900  $\mu m$  conduit aux résultats présentés figures (2. 20) et (2. 21).

On constate que le contact est bien redresseur, la tension de claquage est de 8 V et la transconductance statique  $gm_0$  vaut 15 mS.

La résistance continue de la grille est égale à  $R_g = 18,7 \Omega$  pour  $W = 150 \mu m$ .

#### C6. Dépôt d'isolant (polyimide)

Les connexions entre le photoconducteur et le transistor (une électrode du photoconducteur doit être reliée à la source et l'autre à la grille du transistor) sont effectuées par dépôt d'une couche diélectrique au-dessus du matériau semi-conducteur. Ce dépôt permet d'isoler les connexions métalliques des couches actives de Ga As fortement conductrices.

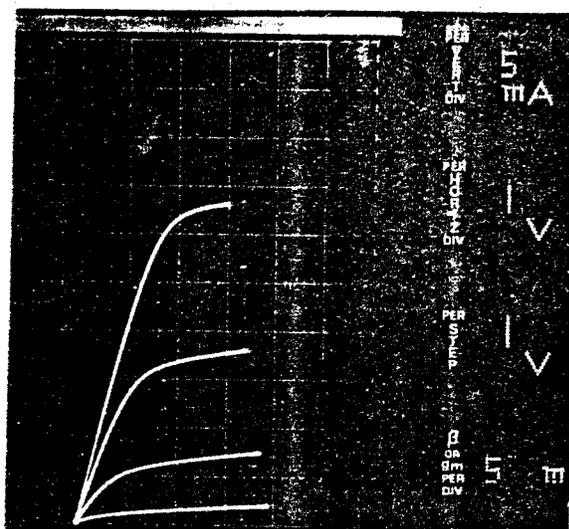
L'isolant utilisé est le polyimide pyralin (Pi 25.55) qui se présente sous forme liquide, est donc commode à l'emploi. Notons cependant que du point de vue optique, le polyimide est globalement transparent aux longueurs d'ondes supérieures à  $5500 \text{ \AA}$ , (Réf. : 13).

#### Procédé technologique

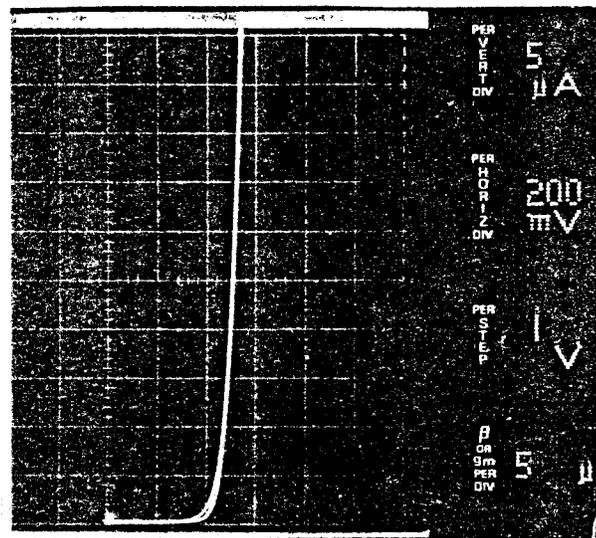
- dépôt de polyimide par centrifugation
- recuit à  $250^\circ C$  pendant une heure pour polymériser le polyimide

CARACTERISTIQUE DU TEC : 150  $\mu\text{m}$

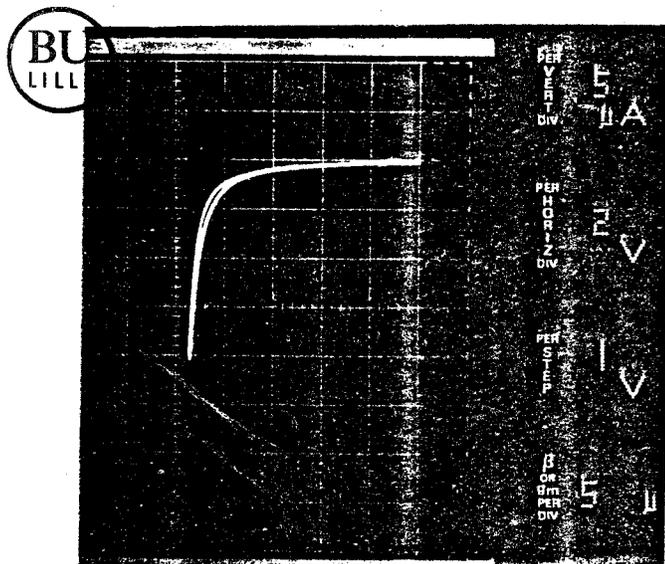
Figures (2. 20)



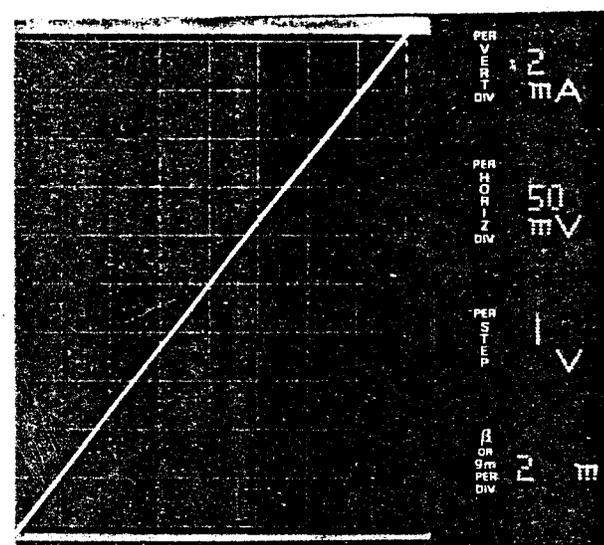
Réseau de caractéristiques  
 $I_{ds} = f(V_{ds})$



Caractéristique directe de  
la barrière Schottky



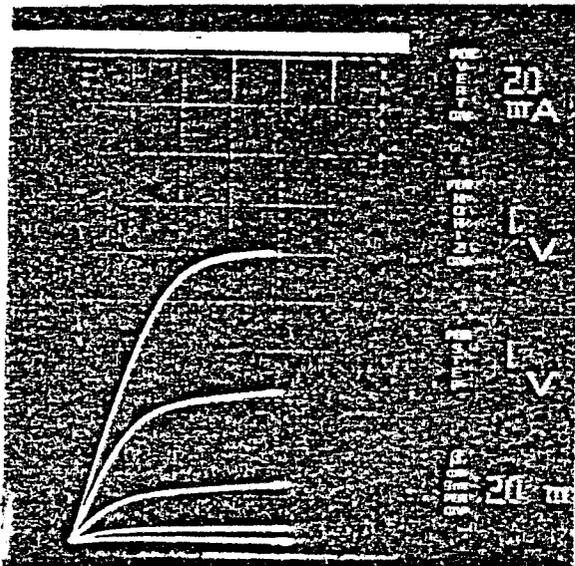
Caractéristique inverse de  
la barrière Schottky



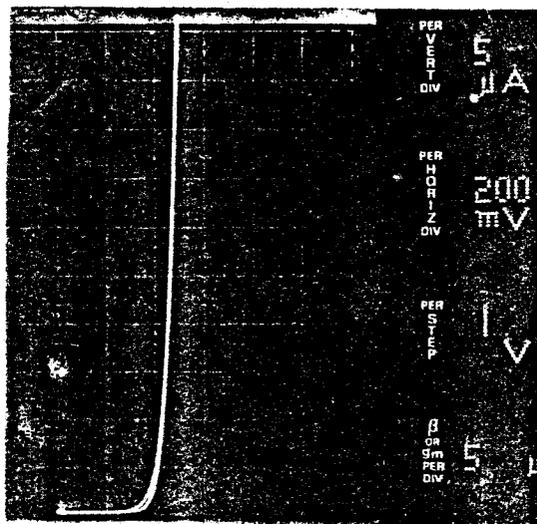
Résistance statique de la  
grille

CARACTERISTIQUES DU TEC : 900 μm

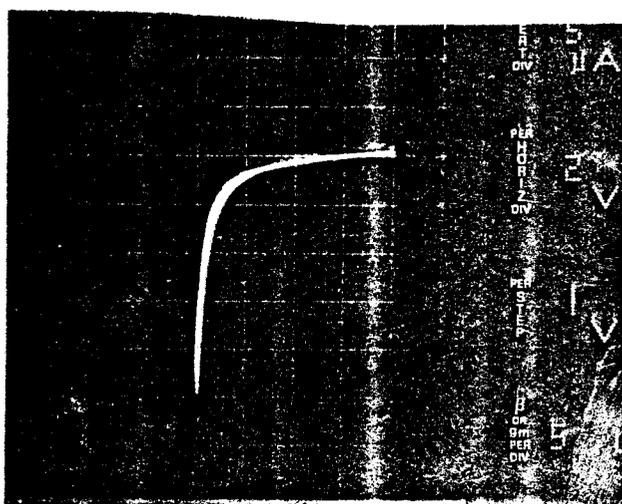
Figures (2. 21)



Réseau de caractéristiques  
 $I_{ds} = f(V_{ds})$

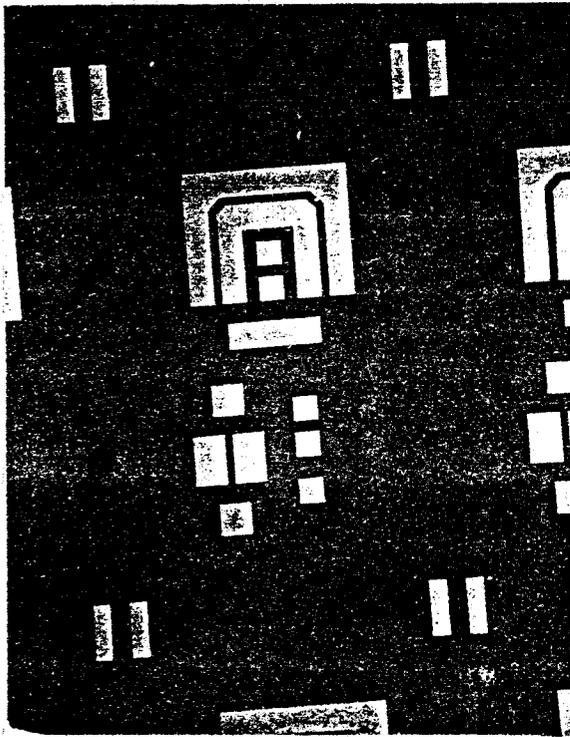


Caractéristique directe de  
la barrière Schottky

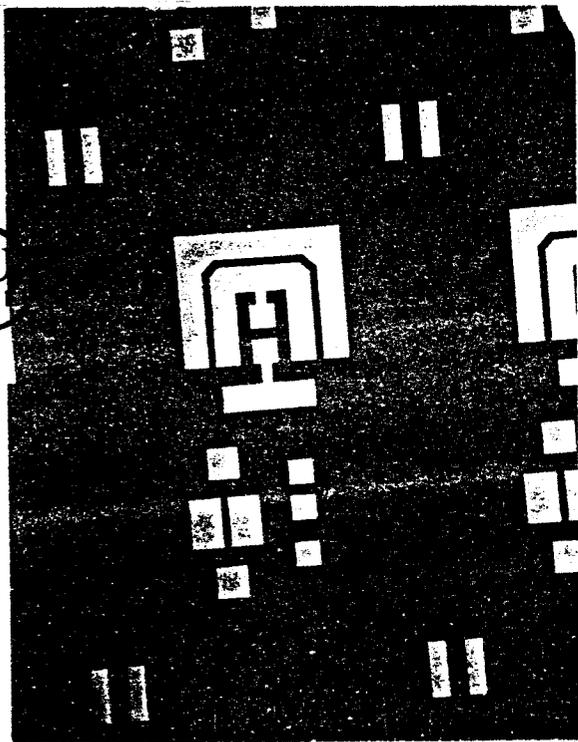


Caractéristique inverse de  
la barrière Schottky





Masque n° 6



Masque n° 7

BU  
LILL

### C7. Gravure du polyimide

Masque n° 6

Il s'agit dans cette étape, d'ouvrir des fenêtres pour l'étape qui suit et qui est la métallisation des connexions entre le photoconducteur et le TEC, et la réalisation des plots d'épaississement.

- photomasquage comme pour le grand mesa
- attaque du polyimide. Cette opération est réalisée par gravure ionique réactive (GIR) dans un plasma d'air pendant huit minutes
- délaquage

### C8. Réalisation des plots d'épaississement

Masque n° 7

- photomasquage comme pour les contacts ohmiques
- dépôt de la métallisation Ti - Pt - Ti - Au  
500 Å 300 Å 300 Å 3000 Å
- délaquage
- recuit à 250°C pendant 20 mn

La figure (2. 22) représente une vue schématique du circuit terminé.

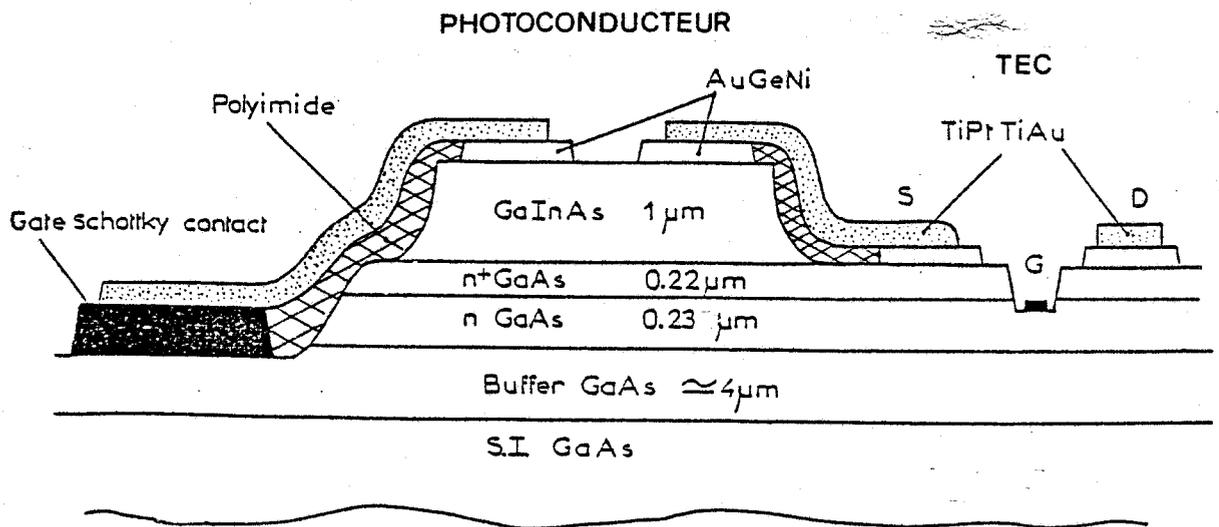
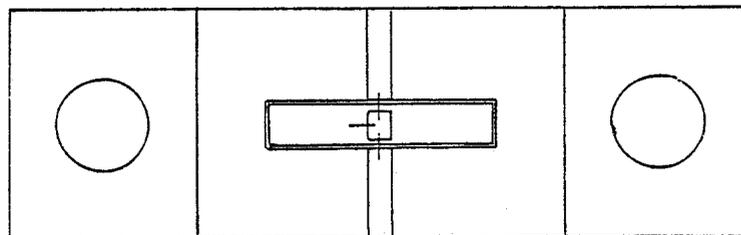


Figure (2. 22)

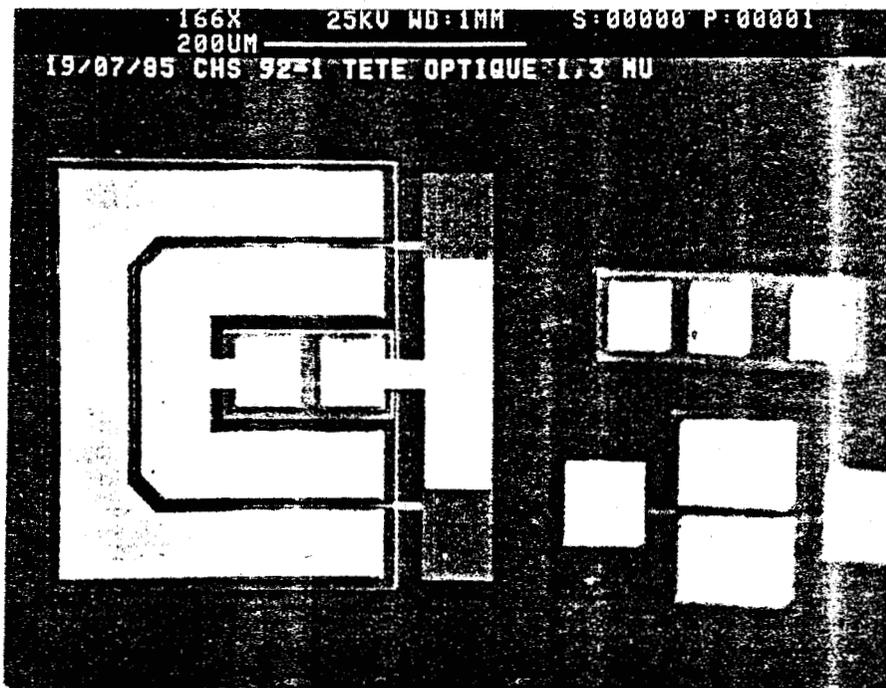
Lorsque la technologie est terminée, nous procédons à la découpe de la plaquette puis à un tri des échantillons sous pointes. les échantillons sont ensuite montés sur des boitiers BMH 60 et sont prêts à la caractérisation.



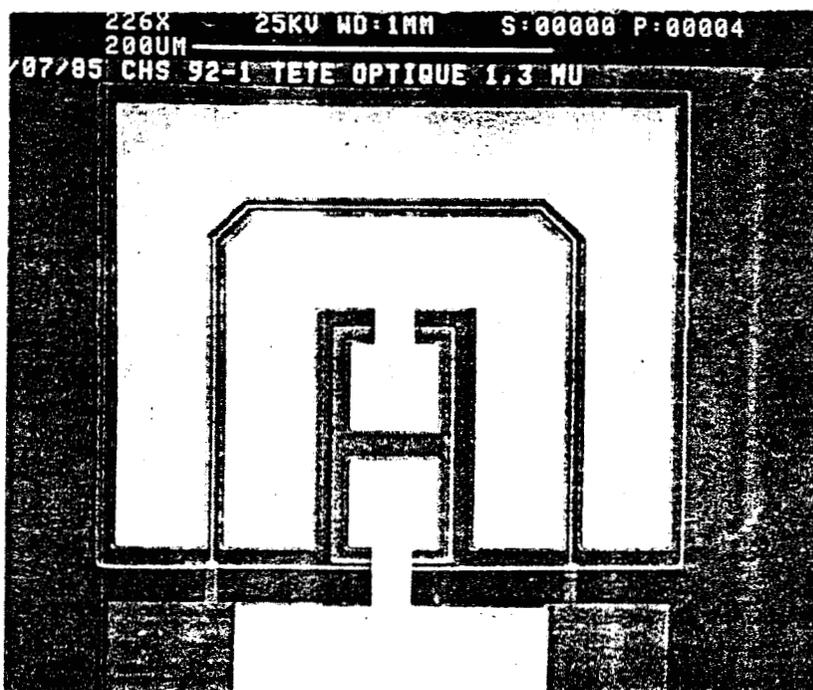
BOITIER BMH 60

C9. Aspect du composant terminé

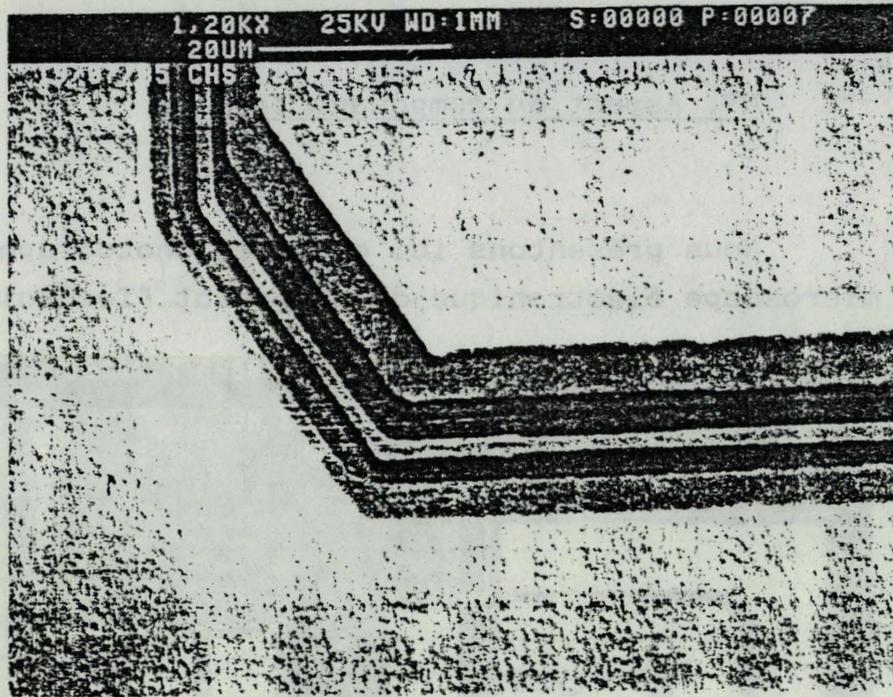
Nous présentons ici quelques photographies prises au microscope électronique du composant "Technologie terminée".



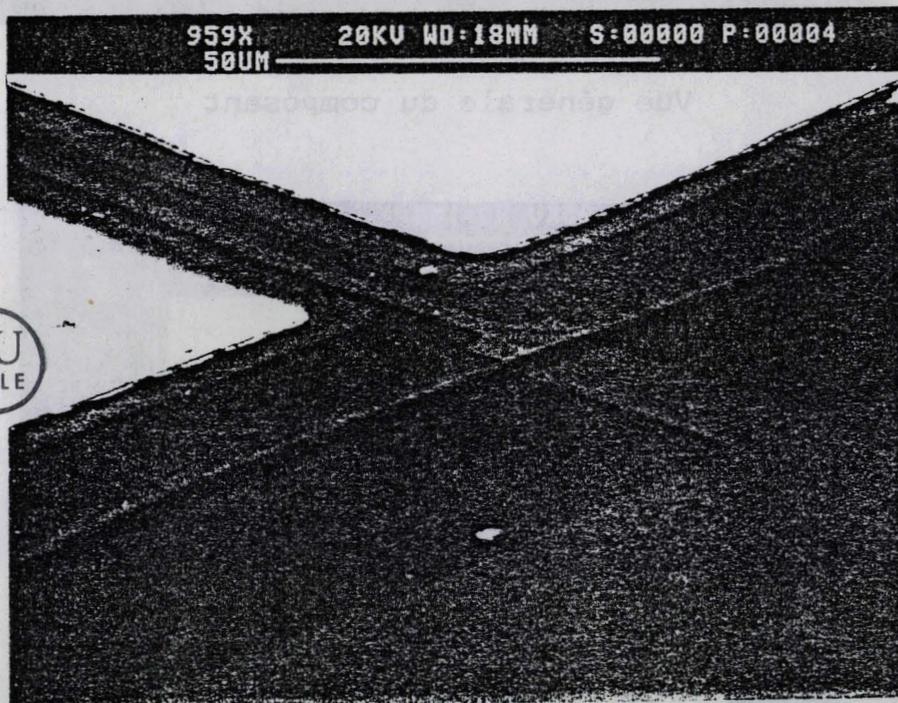
Vue générale du composant



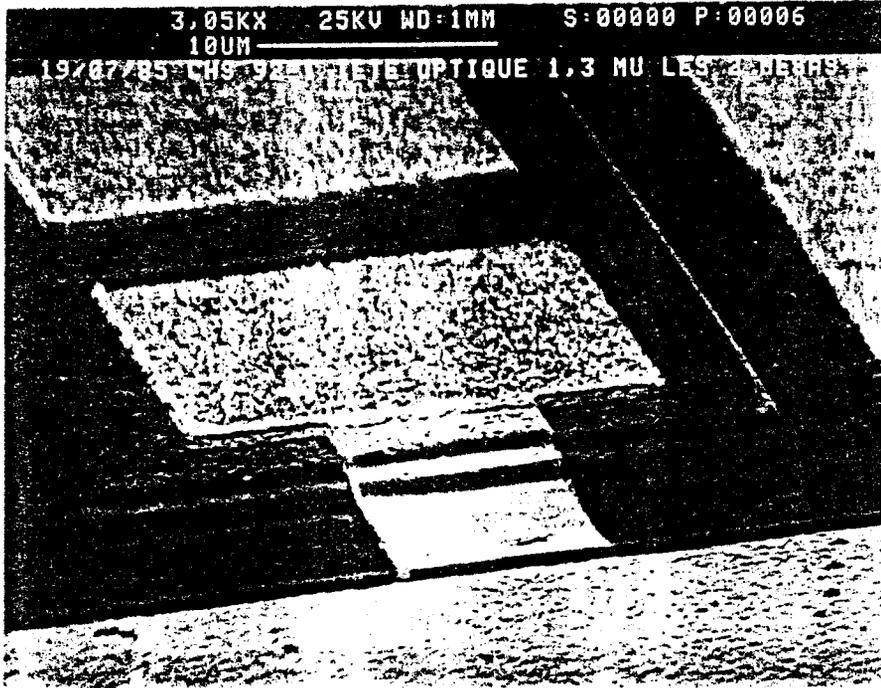
Tête optique seule



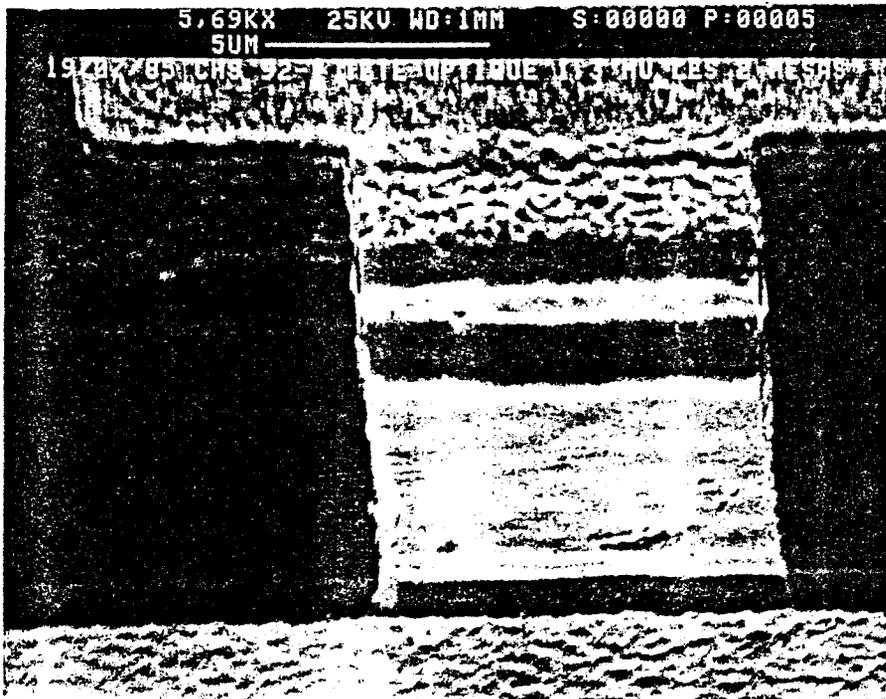
Détail de la grille au niveau des angles



Elargissement de la grille au niveau de la descente du mesa d'isolement



Détail d'une interconnexion



Détail des deux mésas



BIBLIOGRAPHIE  
CHAPITRE 2

1. "Monolithic integration of PIN photodiode and a field effect transistor using a new fabrication technic-graded step process".  
S. MIURA and al.  
A.P.L., 46 (4), 15 fév. 1985.  
  
"Planar In Ga As / InP PINFET Fabricated by ion implantation".  
S. HAT and al.  
Elec. Lett., Vol. 20 n° 22, oct. 1984.  
  
"A monolithically Integrated Al Ga As / Ga As PIN/FET Photoreceiver by MOCVD".  
S. MIURA and al.  
IEEE. Elec. Devices, Vol 4 n° 10, Oct 1983.  
  
"Integrated In<sub>0,53</sub> Ga<sub>0,47</sub> As PIN FET photoreceiver".  
R.F. LEHENY and al.  
Elec. Lett., Vol 16 n° 10, May 1980.
2. C.Y. CHEN and Al.  
  
"Bit rate dependence of receiver sensitivities in Ga<sub>0,47</sub> In<sub>0,53</sub> As Photoconductive detectors".  
Elec. Letters, Vol 21 n° 7, March 1985.  
  
"2 Gb/s sensitivity of Ga<sub>0,47</sub> In<sub>0,53</sub> As photoconductive detector/Ga As field effect transistor hybrid photoreceiver"  
A.P.L., Vol 46 (4), Feb. 1985.

"Low-noise  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  photoconductive detectors using Fe compensation".

A.P.L. Vol 25 (10). Nov. 1984.

"High-sensitivity  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  photoconductive detectors prepared by vapor phase epitaxy".

A.P.L. Vol 44 (12), June 1984.

"Interdigitated  $\text{Al}_{0,48} \text{In}_{0,52} \text{As} / \text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  photoconductive detector".

A.P.L. Vol 44, 1.1 Jan. 1984.

3. S.R. FORREST.

"The Sensivity of Photoconductor Receivers for Long-Wavelenght Optical Communications".

J.L.T. Vol 3, n° 2, April 1985.

"Monolithic optoelectronic integration : a new component technological fo light wave communications".

J.L.T. Vol 3, n° 6, Dec. 1985.

"Photoconductor Receiver Sensibility".

I.E.E.E. EDL (5), n° 12, Dec. 1984.

4. "Planar monolithic integration of a Ga As photoconductor and a Ga As Field effect transistor".

J.P. Vilcot and Al.

Elec. Lett., Vol 22 n° 4, Feb. 1986.

5. "Etude de photoconducteurs sur matériaux III-V et possibilités d'application".

A. BOYODI

Thèse de Docteur ingénieur : U.S.T.L. FA., février 1987.

6. "Croissance et caractérisation de l'hétérojonction et de structures à puits quantiques Ga In As - InP obtenues par MOCVD".  
M. RAZEGHI  
Revue technique Thomson CSF, Vol 16 n° 1, 1984.
7. " $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  : a Ternary Semiconductor for Photo-detector Applications".  
T. PEARSALL.  
I.E.E.E. J. Q. E., Vol 16 n° 7, July 1980.
8. "Gate noise in Field effect Transistors at Moderately High Frequencies".  
A. VAN DER ZIEL  
PROCEEDINGS OF IEEE, March 1963.
9. W. BAECHTOLD  
"Noise Behavior of Ga As Field-Effect Transistors with short Gate Lengths".  
IEEE TRANS. ED., Vol 19 n° 5, May 1972.  
  
"Noise Behavior of Schottky Barrier Gate Field Effect Transistors at Microwave Fréquences".  
IEEE TRANS. ED, Vol. 18 n° 2, Feb. 1971.
10. "Signal and noise properties of Gallium arsenide microwave field-effect transistors". R. A. PUCCEL.  
In. Adv. Elec. Phys. New York, Academic Press 1975, 38.
11. "Noise Caused by Ga As MESFETS IN OPTICAL Receivers".  
K. OGAWA  
The BST J. Vol 60 n° 6, July-August 1981.
12. "Etude et réalisation de photorécepteurs associant en intégration monolithique sur As Ga une photodiode Schottky et un TEC".  
H. VERRIEL  
Thèse de Doctorat. USTL FA, 7 mai 1987.

13. "Polyimide passivation of  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , InP, and In Ga As P / InP p-n junction".  
R. Yeats and Al.  
A.P.L. Vol 44, Jan 1984.

## INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude des propriétés du photoconducteur, du transistor à effet de champ ainsi que du circuit intégré.

Dans une première étape, nous présenterons les propriétés de photodétection du photoconducteur seul.

Les résultats expérimentaux concernent essentiellement le gain statique, le temps de réponse, le gain dynamique et le bruit en hautes fréquences. Nous les interpréterons en termes de phénomènes de piégeage et de temps de transit, en nous aidant des études déjà effectuées sur les photoconducteurs cités au début du chapitre II.

Dans la seconde étape, nous nous proposons de décrire les différents résultats obtenus en statique et en hyperfréquences pour le TEC (900  $\mu\text{m}$ ) de la tête optique.

La troisième étape sera consacrée à la caractérisation de la tête optique. Les performances obtenues seront comparées à celles du photoconducteur et du TEC seuls. Elles seront ensuite discutées en vue d'une optimisation du dispositif.

## 1. CARACTERISATION DU PHOTOCONDUCTEUR SEUL

Cette étude a été menée sur le photoconducteur de 20  $\mu\text{m}$ , de distance interélectrodes

### A. GAIN STATIQUE

Nous avons étudié l'influence de la tension de polarisation, de la puissance optique incidente et de la température sur le gain statique ( $G_0$ ) présenté par ce photoconducteur. Rappelons que ( $G_0$ ) est défini dans le circuit extérieur par :

$$G_0 = \frac{\text{NOMBRE D'ELECTRONS RECOLTES}}{\text{NOMBRE DE PHOTONS INCIDENTS}} = \frac{N_e}{N_{ph}}$$

qui peut se déduire des mesures du photocourant  $I_p$  et de la puissance lumineuse  $P_L$  à l'aide de l'expression :

$$G_0 = \frac{h \nu}{q} \cdot \frac{I_p}{P_L}$$

#### a. Influence de la tension de polarisation

Nous avons relevé le gain statique (en éclaircissement continu) à la longueur d'onde  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ , pour des tensions de polarisation comprises entre 0 et 4 volts, la puissance optique variant entre 800nW et 60  $\mu\text{W}$ .

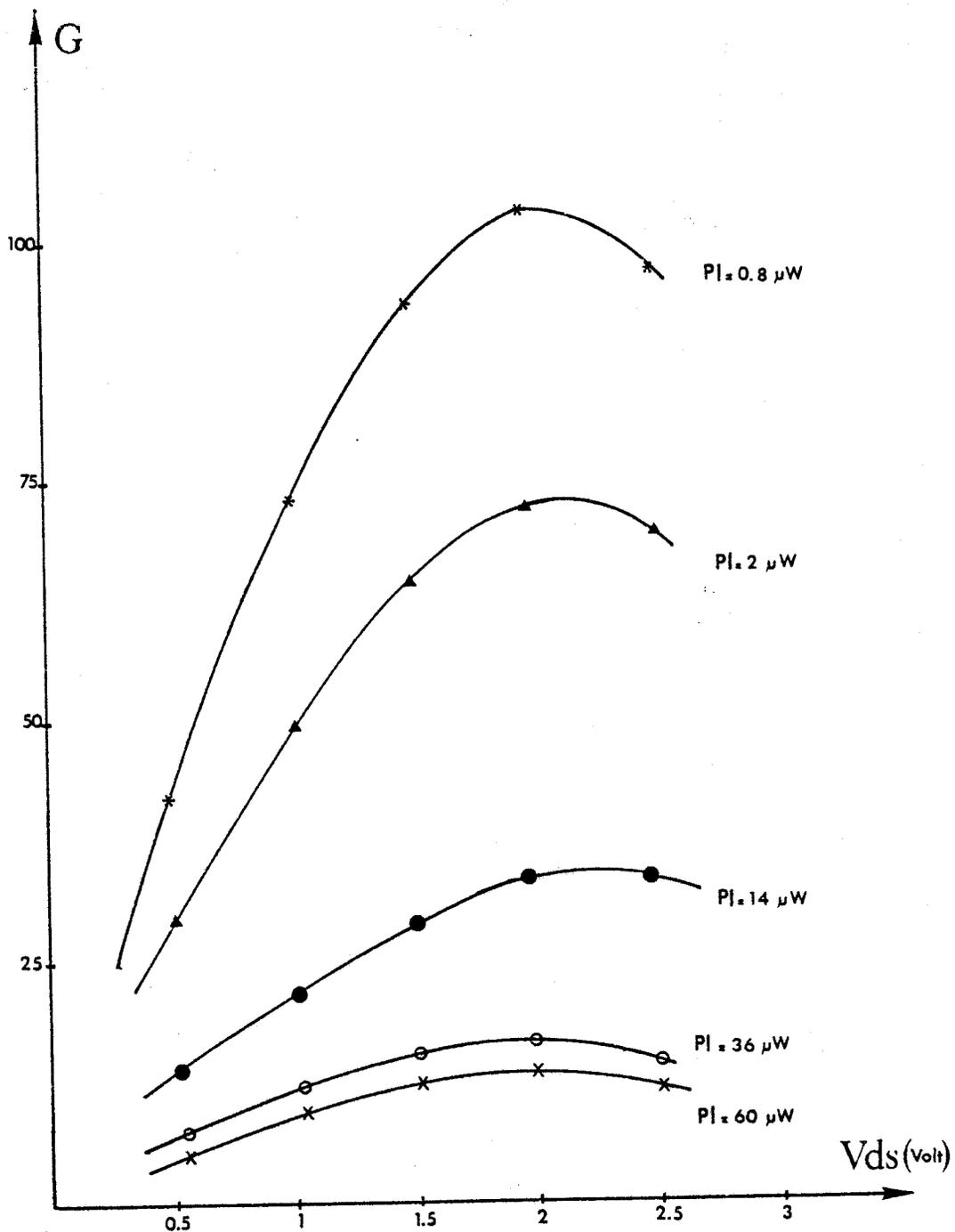


Figure (3.1).

Evolution du gain statique en fonction de la tension de polarisation ( $V_{ds}$ ) pour plusieurs puissances lumineuses ;  $\lambda = 1,3 \mu m$

Des résultats typiques sont donnés figure (3. 1).

On constate que le gain augmente avec la tension de polarisation, passe par un maximum et ensuite décroît. Conformément à l'expression du gain ( $G_0$ ), l'augmentation de  $G_0$  peut être expliquée par la diminution du temps de transit qui est ensuite masquée par un phénomène de réduction de la durée de vie  $T_v$ , résultant probablement de l'échauffement de la couche active à cause de la puissance électrique dissipée ainsi qu'on le verra ultérieurement.

Pour des tensions encore plus élevées, la puissance électrique est elle qu'il peut y avoir risque de détérioration de l'échantillon. C'est pourquoi nous avons limité notre étude à des tensions inférieures à 4 volts pour lesquelles les valeurs de champ électrique sont encore inférieures aux champs électriques qui correspondent à la vitesse de saturation des électrons.

Remarquons que pour  $P_L = 2 \mu W$  le gain est voisin de 70

Ce résultat peut s'expliquer par une valeur de durée de vie  $T_v$  de paires "electrons-trou" relativement faible et doit pouvoir s'interpréter par des phénomènes d'interfaces ou de surface ainsi qu'on le présentera dans le paragraphe (1' ).

Sur la figure (3.2) est reportée la variation du gain en fonction de la tension de polarisation pour  $\lambda = 1,3 \mu m$  et  $1,55 \mu m$  à puissances pratiquement identiques, on constate que le gain à  $\lambda = 1,3 \mu m$  est légèrement plus élevé qu'à  $\lambda = 1,55 \mu m$ . L'écart observé pourrait s'expliquer par les différences de profondeurs de pénétration.

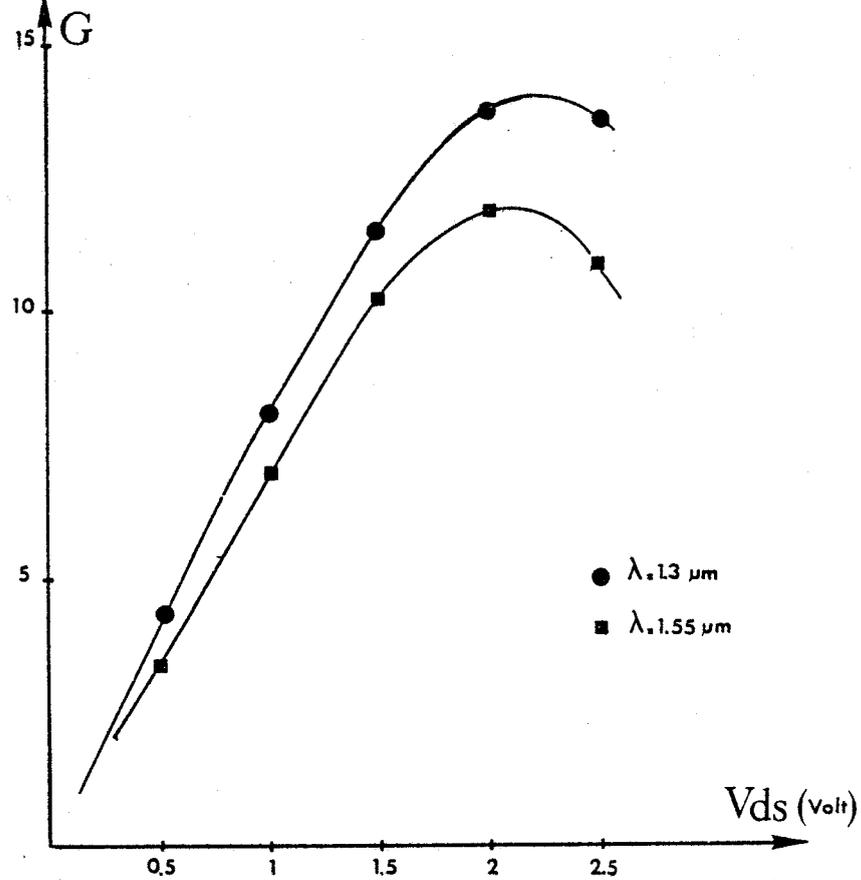


Figure (3. 2).  
 $G = f(V_{ds}) ; \lambda = 1,3 \text{ et } 1,55 \mu\text{m}. P_I = 30 \mu\text{W}.$

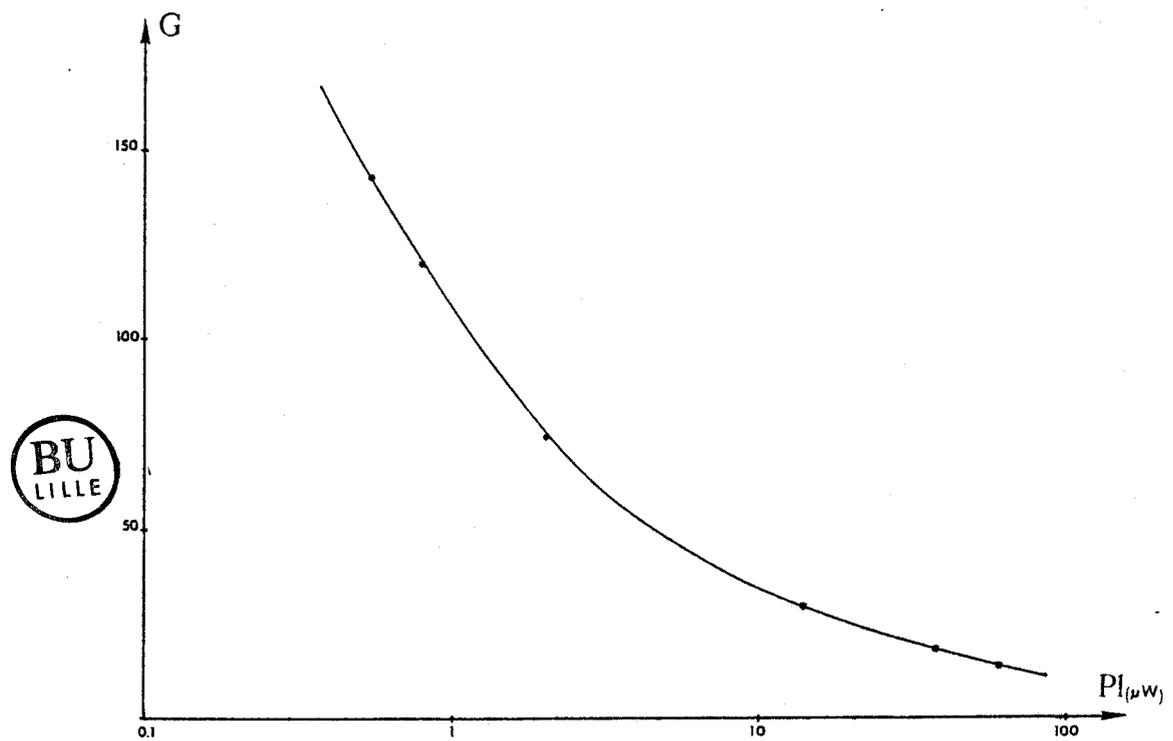


Figure (3. 3).  
 Evolution du gain  $G$  en fonction de la puissance lumineuse,  
 $V_{ds} = 2 \text{ V}.$

### b. Influence de la puissance lumineuse

Nous avons relevé la variation du gain en fonction de la puissance lumineuse incidente pour une tension  $V_{ds} = 2$  volts correspondant au gain maximal.

On peut noter une assez forte variation du gain avec la puissance lumineuse ; ce phénomène ayant été déjà observé dans d'autres photoconducteurs de type planaires et ayant été interprété en terme de modification des phénomènes de piégeages en surface ou à l'interface par les porteurs photocréés. On peut se demander si une interprétation analogue ne pourrait pas être appliquée aux résultats qui sont présentés ici.

### c. Influence de la température

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un laser YAG émettant à la longueur d'onde  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  et pour différentes puissances lumineuses. L'échantillon est placé dans un Cryostat (cf Chapitre I) et la température varie entre  $-140^\circ\text{C}$  et  $+70^\circ\text{C}$ . La tension de polarisation est de 2 volts.

Les résultats présentés en termes de gain sont donnés figure (3. 4).

Nous constatons que :

- pour les températures les plus élevées, le gain varie avec la température selon une loi de type Boltzmann.
- pour les températures les plus basses, il apparait un effet de saturation du gain.

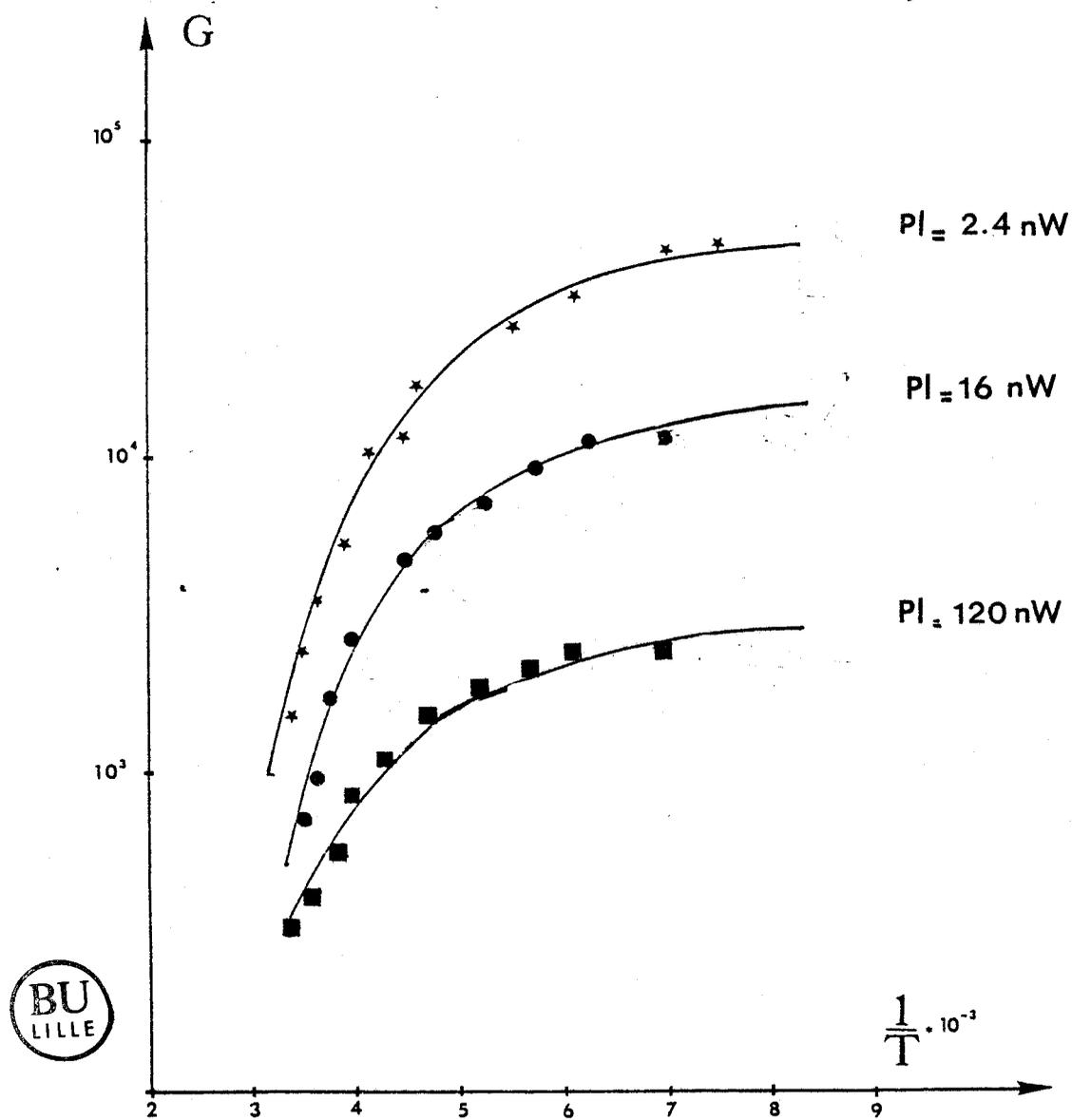


Figure (3. 4).

Evolution de gain statique avec la température et pour trois puissances lumineuses ( $P_L$ ),  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ .

Ici encore, le comportement avec la température et la puissance lumineuse  $P_L$  est tout à fait comparable à celui déjà observé sur des PC à matériaux non contraints et ces résultats ont tendance à conforter l'idée selon laquelle les mécanismes qui régissent la durée de vie sont dûs à un phénomène de piégeage à l'interface ou en surface.

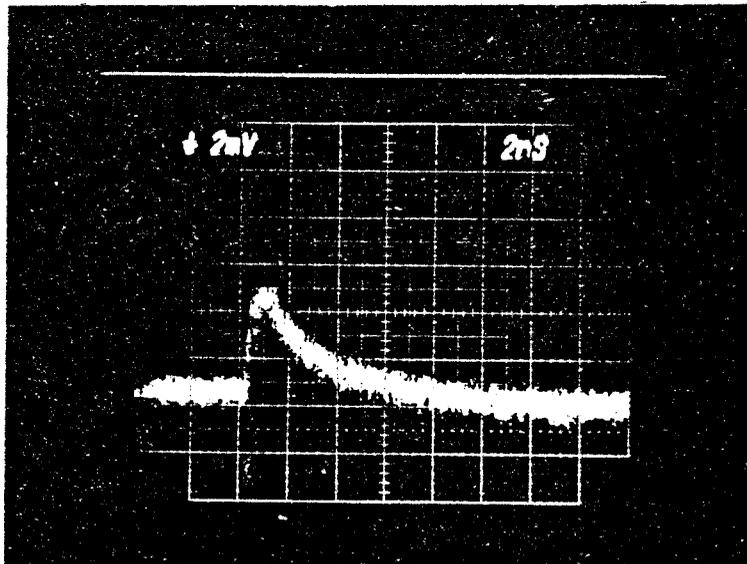
### B. REPOSE IMPLUSIONNELLE

Les photographies n° 1, 2 et 3 représentent la réponse impulsionnelle du photoconducteur à la longueur d'onde  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  pour des tensions de polarisation égales à 2, 3 et 4 volts.

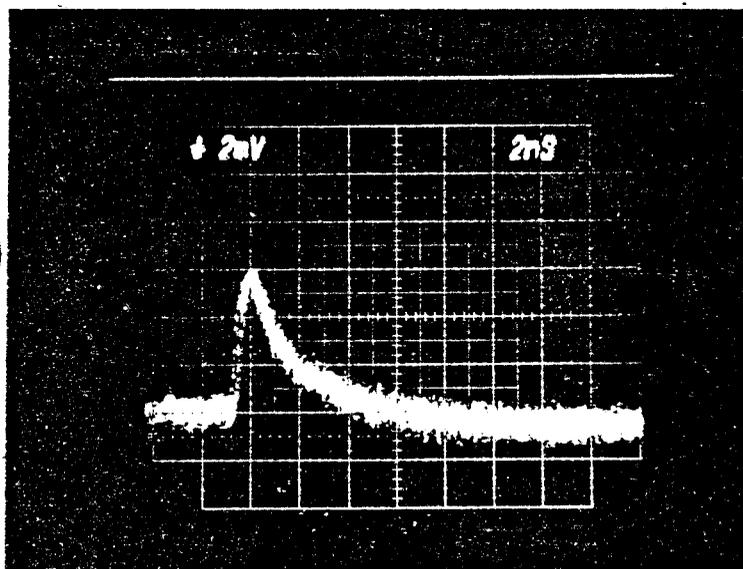
Nous constatons que la réponse du photoconducteur est de type exponentiel, conformément à un phénomène de recombinaison selon une loi de Poisson (n°1.6 ).

Elle est caractérisée par :

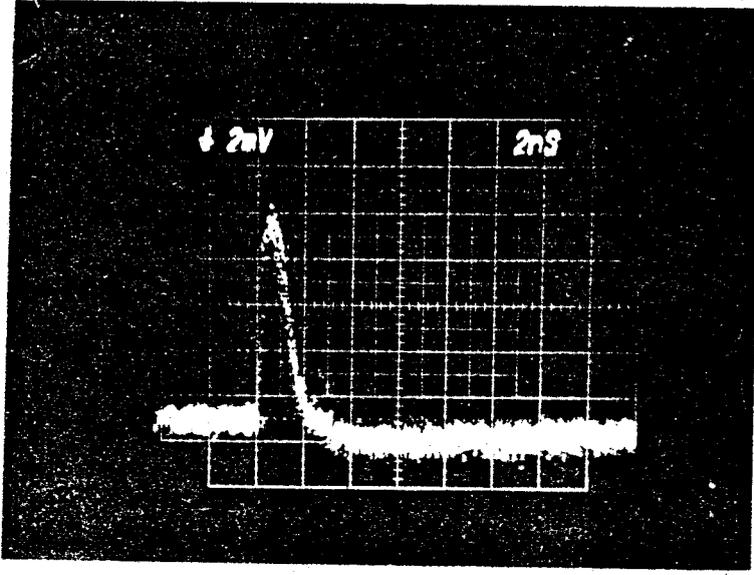
- Un temps de montée ( $t_1$ ) d'autant plus faible que la tension  $V_{ds}$  est élevée. En effet,  $t_1$  est liée directement au temps de transit des porteurs photogénérés. Plus le champ électrique développé entre les électrodes est élevé, plus la vitesse des porteurs augmente et plus le temps de transit diminue (lorsque la vitesse de saturation n'est pas atteinte).
- L'intensité "Pic" de cette réponse augmente avec  $V_{ds}$ . Cette augmentation peut s'interpréter par la diminution du temps de transit.
- Un temps de descente ( $t_2$ ) voisin de 5 ns qui peut être



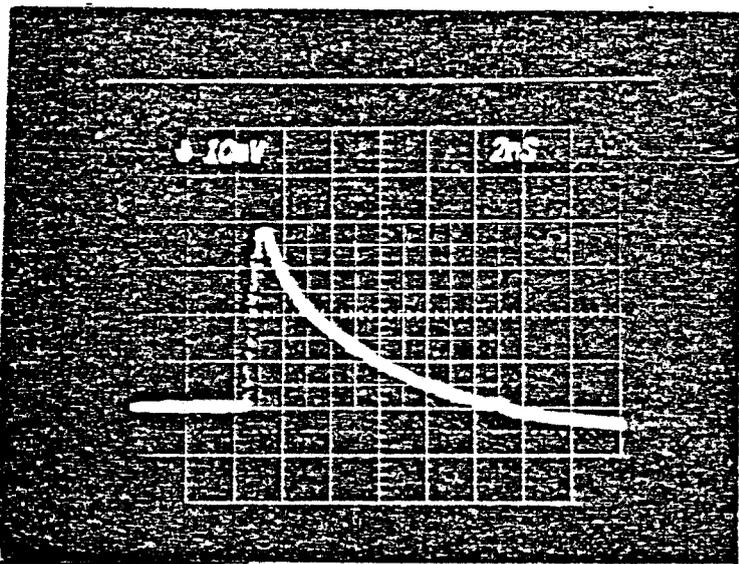
Photographie n° 1 : Réponse impulsionnelle  
 $V_{ds} = 2 \text{ V}$  ;  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$



Photographie n° 2 :  $V_{ds} = 3 \text{ V}$  ;  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$



Photographie n° 3 :  $V_{ds} = 4 V$



Photographie n° 4 : Réponse impulsionnelle d'un photoconducteur type Ga In As / InP.  
 $V_{ds} = 5 V ; \lambda = 1,55 \mu m.$

V <sub>ds</sub> :V	2	3	4
T:ns	≈ 5	≈ 3.5	≈ 2

Tableau (3. 1)

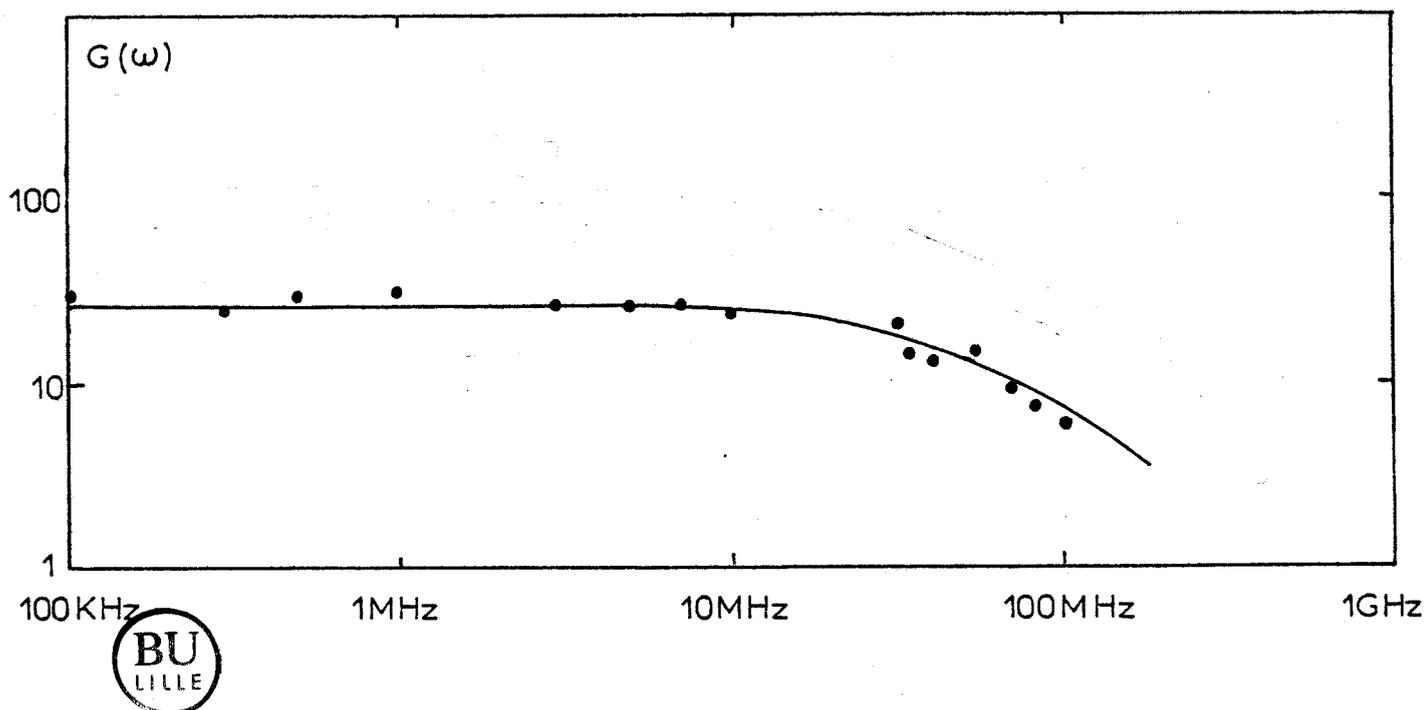


Figure (3. 5) : Gain du photoconducteur en fonction de la fréquence.

$$P_o = 6 \mu W$$

une limite de vitesse de réponse du dispositif . Il correspond probablement à la durée de vie des paires "électron-trou" photocrées. Comparé aux photoconducteurs sur matériaux non contraints (photo 4 ,GaInAs/InP), ce temps de réponse est de même ordre de grandeur.

De plus,  $(t_2)$  diminue au fur et mesure que  $V_{ds}$  augmente (tab 3.1) ce qui pourrait résulter de l'échauffement de la couche active liée à la puissance électrique dissipée qui a pour conséquence de diminuer la durée de vie  $T_v$  des paires "électron -trou" conformément aux variations du gain en fonction de la température présentées figure (3. 1).

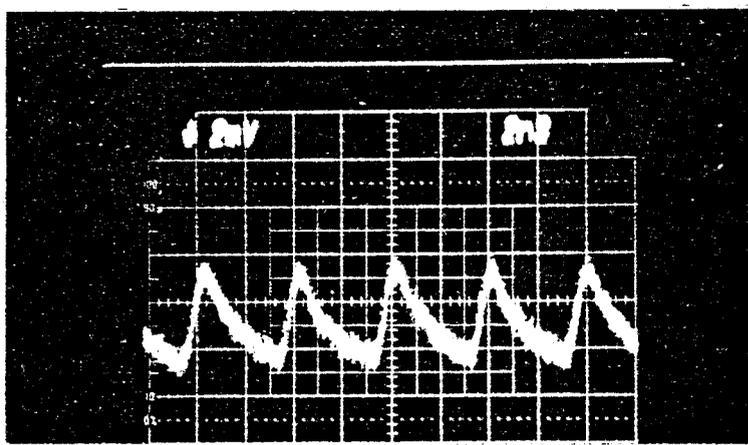
### C. REPOSE FREQUENTIELLE

Nous avons relevé le gain en fonction de la fréquence à la longueur d'onde  $\lambda = 1,3 \mu m$  obtenu par modulation sinusoïdale d'un laser à semiconducteur (cf Chapitre I).

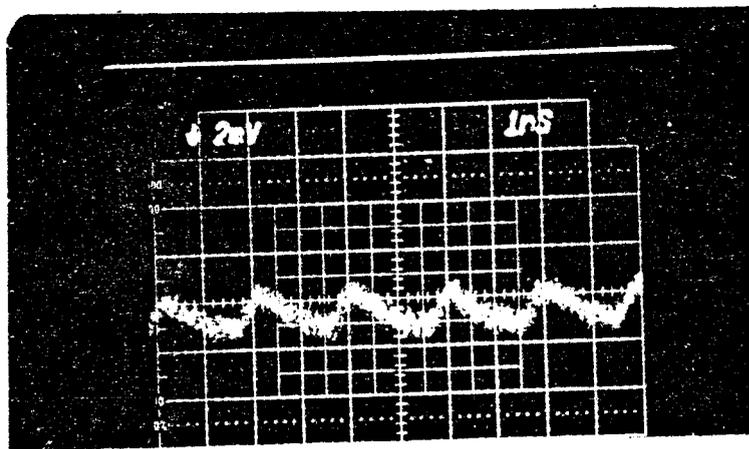
Les résultats sont donnés figure (3. 5).

La réponse fréquentielle est tout à fait compatible avec la réponse impulsionnelle et varie elle aussi, selon une loi de Poisson (expression n°1.5), les représentations fréquentielles et temporelles étant transformée de Fourier l'une de l'autre.

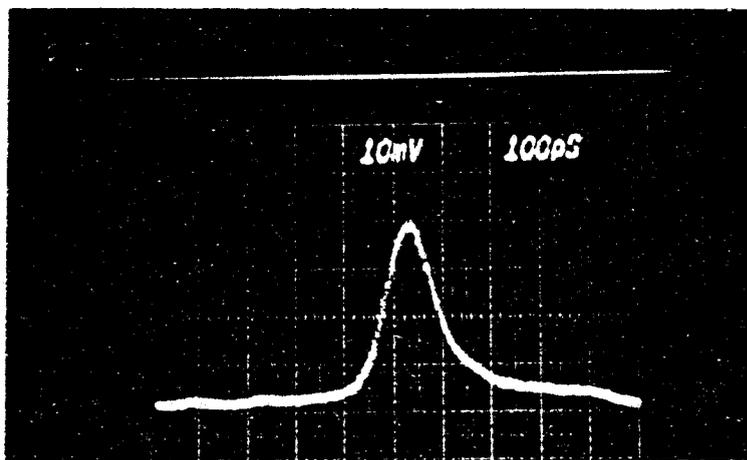
La fréquence de coupure  $f_c$  définie par la fréquence pour laquelle le gain est égal au gain maximal diminué de 3 dB est de l'ordre de 30 Mhz. Cette fréquence correspond exactement à la valeur déterminée à partir de la valeur de la durée de vie déduite de la réponse impulsionnelle. En deçà de  $f_c$  , le gain est constant et de l'ordre de 30 , au delà le gain varie en  $1/f$  conformément à la relation ( 1.5 )



Photographie n° 5 :  $V_{ds} = 2$  ;  $f = 250$  MHz.



Photographie n° 6 :  $V_{ds} = 2$  V ;  $f = 500$  MHz.



Photographie n° 7 : Réponse d'une photodiode Ga In As / InP

Nous avons également relevé la réponse du photoconducteur à un débit d'impulsions lumineuses égal à 250 MHz et 500 MHz (photographies 5 et 6).

La forme de la réponse est bien conservée, cependant on observe une diminution de l'amplitude de la réponse lorsque la fréquence augmente. Elle montre les limites des détecteurs liés à une distance interélectrodes de 20  $\mu\text{m}$ .

A titre d'exemple, la photographie n° 7 représente la réponse d'une photodiode PIN (Ga In As/ InP) à un débit d'impulsions optiques égal à 500 MHz.

#### D. BRUIT

Le bruit du composant a été mesuré pour différentes tensions de polarisations et pour deux puissances lumineuses 80  $\mu\text{W}$  et 400  $\mu\text{W}$ . figure (3. 6).

Afin de déterminer le bruit apporté par le phénomène de photoconduction, les mesures ont été effectuées en régime d'obscurité et sous éclairage.

Nous constatons que :

- le bruit en obscurité comme sous éclairage diminue lorsque la fréquence augmente.
- le bruit dû à l'éclairage augmente avec la puissance optique incidente et apparaît surtout sous forte puissance lumineuse.

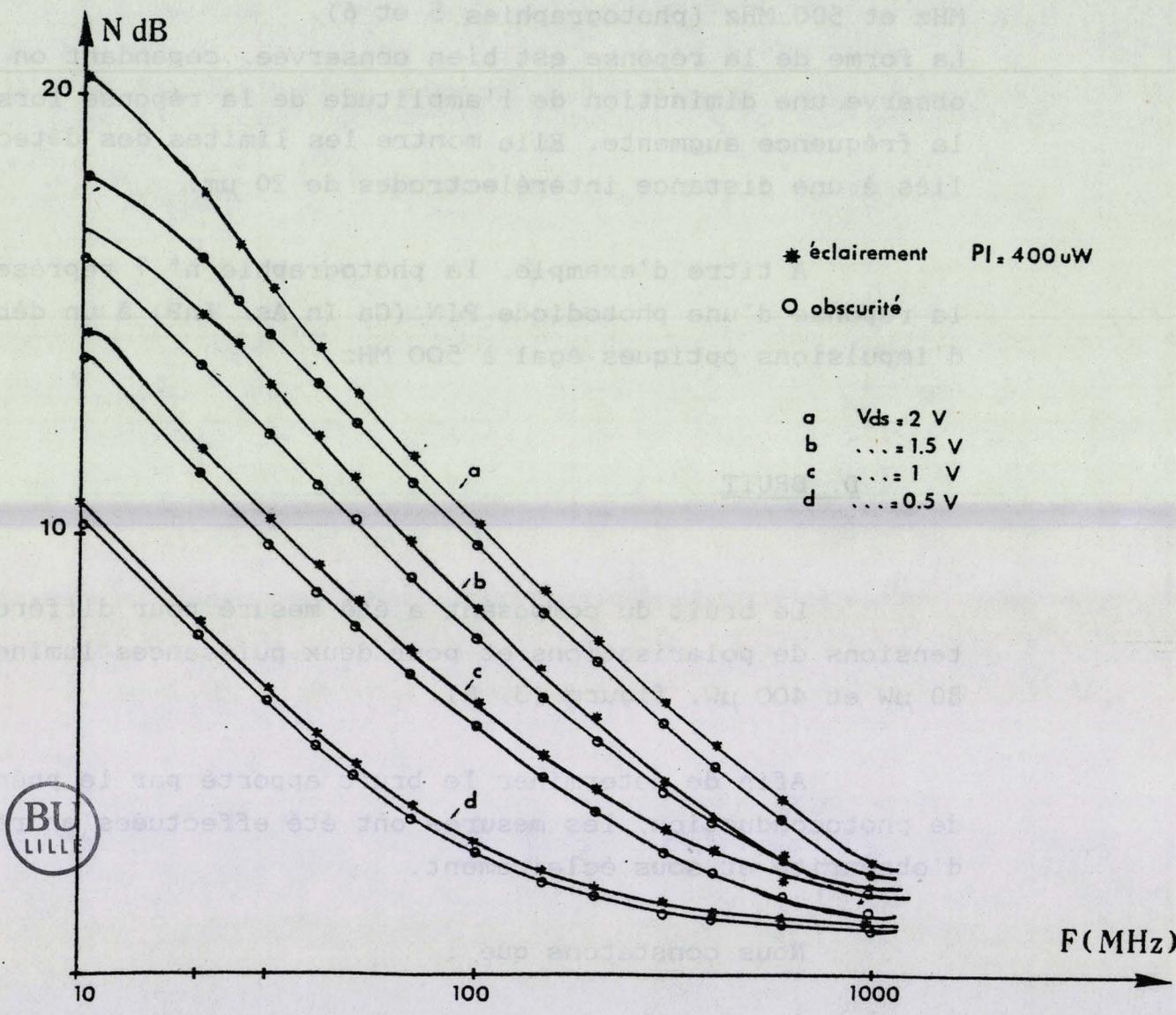


Figure (3. 6) : Bruit en fonction de la fréquence pour différentes tensions de polarisation.

A la puissance  $P_L = 80 \mu W$ , le bruit dû à l'éclaircissement est confondu avec le bruit d'obscurité.

- le bruit en très hautes fréquences est faible et voisin du bruit thermique.

Nous avons également étudié l'influence de la tension de polarisation et donc du courant d'obscurité sur la puissance de bruit. Les expériences ont été effectuées aux fréquences 30 MHz et 1 GHz, figures (3. 7) et (3. 8).

On constate dans les deux cas une augmentation linéaire du bruit exprimé en dB avec la tension de polarisation.

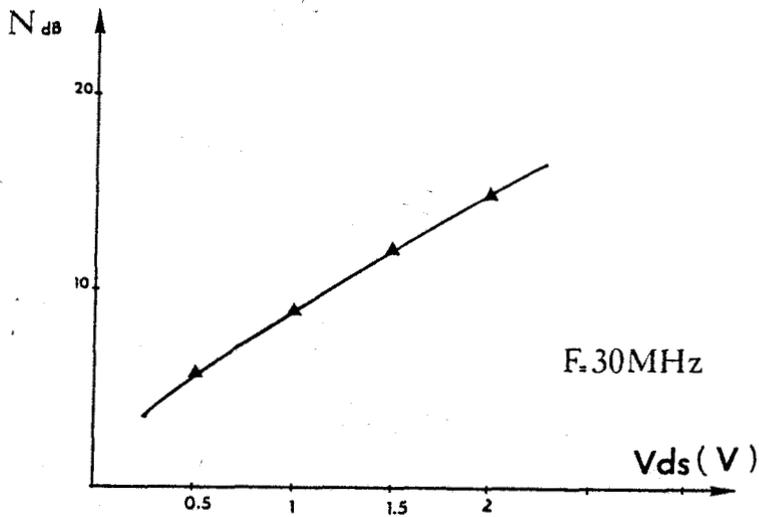


Figure (3. 7)



Evolution du bruit en fonction de la tension de polarisation à la fréquence  $F = 30 \text{ MHz}$ .

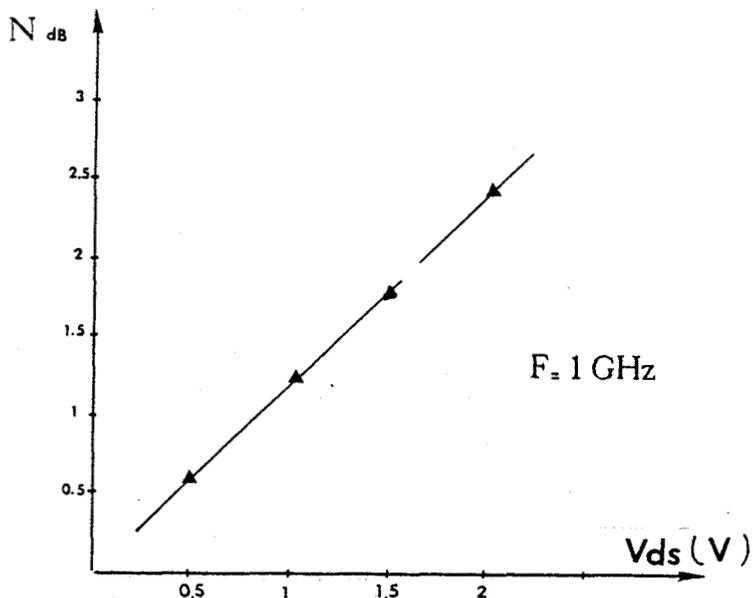


Figure (3. 8)

Evolution du bruit en fonction de la tension de polarisation à la fréquence  $F = 1 \text{ GHz}$ .

## 1' . INTERPRETATION DES RESULTATS

Les différents résultats qui ont été obtenus montrent comme c'est le cas pour la plupart des photoconducteurs que deux mécanismes sont à la base du phénomène de photoconduction : la durée de vie ( $T_v$ ) et le temps de transit ( $T_t$ ). En ce qui concerne la durée de vie  $T_v$  des paires "électron-trou", un grand nombre de résultats expérimentaux observés (gain en fonction de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse et notamment de la température) nous incitent à penser que les phénomènes de piégeages sont régis par des mécanismes à l'interface Ga In As / Ga As. ou à la surface du GaInAs

Examinons la structure de bande d'une hétérojonction isotype Ga In As / Ga As figure (3.9) dans l'hypothèse d'une interface idéale sans défauts.

Par application du modèle d'Anderson, il apparaît comme pour les hétérojonctions Ga Al As / Ga As et Ga In As / InP, un puits de potentiel à l'interface du côté du matériau dont le gap est le plus faible. Il en résulte un champ électrique à l'interface et donc une séparation géométrique entre les électrons et les trous photocréés. Dans le cadre de cette hypothèse, cette séparation géométrique serait à l'origine de la durée de vie des paires "électron-trou" photocréées puisqu'il faut que les trous figure (3.9) soient suffisamment activés thermiquement pour s'affranchir de la barrière de potentiel due à la courbure des bandes et se recombiner avec les électrons. Dans ces conditions, partant des travaux effectués sur des photoconducteurs planaires à base d'As Ga (réf. : 1) et d'autres matériaux III-V de type Ga Al As / Ga As et Ga In As / InP (réf. : 2);

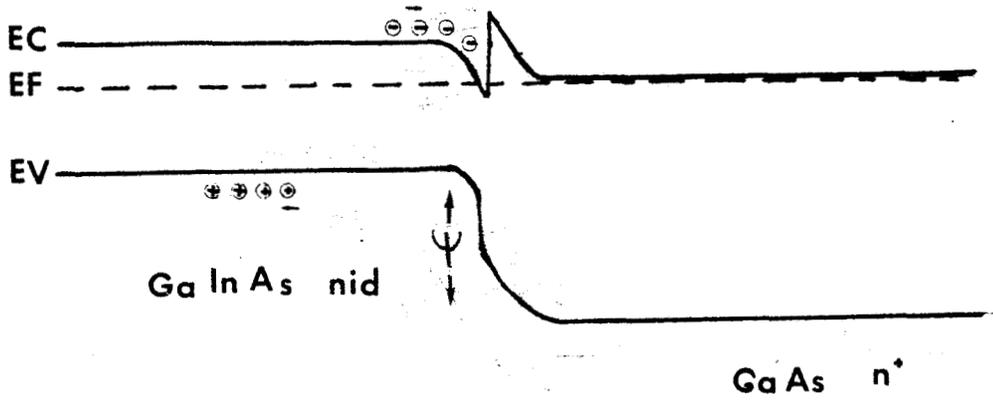


Figure (3. 9)

Nous exprimons la durée de vie  $T_v$  selon une loi de type loi de Boltzmann:

$$T_v = T_0 \exp\left(\frac{q\psi}{RT}\right) \quad (3.1)$$

- avec  $T_0$  temps moyen nécessaire aux trous pour traverser la zone de charge d'espace par agitation thermique
- $k$  constante de Boltzmann
- $T$  température absolue
- énergie d'activation liée à la courbure de bandes à l'interface en régime d'obscurité.

Si l'on tient compte en plus, des paires "électron-trou" photocréées, la durée de vie  $T_v$  se met sous la forme :

$$T_v = T_0 \exp\left(\frac{q(\psi - \Delta\psi)}{kT}\right) \quad (3.2)$$

où  $\Delta\psi$  représente l'abaissement de la barrière de potentiel dû à cette modification de charges.

Dans l'hypothèse où la répartition des charges photocréées dans le Ga In As est uniforme :

$$\Delta\psi = q \cdot \eta \cdot \frac{P_L \cdot \tau_v \cdot W}{2 \epsilon \cdot h \nu \cdot S} \quad (3.3)$$

avec  $W$ : profondeur de pénétration (ou épaisseur de la couche, si elle est plus faible que la profondeur de pénétration)  
 $S$ : surface photosensible de l'échantillon  
 $\epsilon$ : permittivité du matériau  
 $P_L$ : puissance lumineuse incidente

Dans ces conditions, il apparait que la durée  $\tau_v$  dépend à la fois de la température et de la puissance lumineuse; le gain statique qui en résulte est donné par la relation :

$$(3.4) \quad G_0 = \eta \cdot \frac{\tau_0}{\tau_t} \cdot \exp \left[ \frac{q}{kT} \left( \psi - \frac{q \eta P_L}{2 \epsilon \cdot h \nu \cdot S} \cdot \tau_v \cdot W \right) \right]$$

où  $T$  représente la température de la couche active du photoconducteur qui est donnée par la température du boîtier augmentée de l'échauffement de la couche active liée à la résistance thermique. Cet effet peut être assez important dans le cas du photoconducteur étudié puisque la couche  $n^+$  du Ga As induit un courant d'obscurité élevé. Dans ce cas l'augmentation de température due au passage du courant d'obscurité s'exprime par :

$$\Delta T = R_{th} \cdot V \cdot I$$

avec  $R_{th}$  : résistance thermique du photoconducteur de l'ordre de  $400^\circ/W$

$V$  : tension de polarisation

$I$  : courant traversant le composant

Nous avons calculé le temps de transit dans l'hypothèse du régime de mobilité, puisque les conditions expérimentales ne nous permettaient pas d'atteindre l'état de saturation de vitesse des porteurs.

Pour calculer la durée de vie ( $\tau_v$ ) et le gain statique ( $G_0$ ) à l'aide de la relation (3.4), il est nécessaire d'introduire la valeur de l'énergie d'activation  $\psi$ . Une façon de procéder consiste à l'évaluer à l'aide des dopages respectifs des couches en présence en utilisant l'expression classique donnant la position du niveau de Fermi :

$$E_C - E_F = kT \cdot \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (3.5)$$

avec  $E_C$  : niveau bas de la bande de conduction

$E_F$  : niveau de Fermi

$k$  : constante de Boltzman

$N_C$  : densité d'états dans la bande de conduction

$N_D$  : dopage de la couche Ga In As

ainsi que la position de niveau de Fermi à l'intérieur du puits de potentiel.

Une autre démarche consiste à considérer la valeur de  $\psi$  comme un paramètre et à rechercher la valeur qui conduit à un accord entre gain calculé et mesuré quelles que soient la température de l'échantillon, la puissance lumineuse et la tension de polarisation, et ensuite de comparer cette valeur à celle que l'on peut déduire du dopage des couches épitaxiées.

La confrontation gain calculé et gain mesuré conduit à une valeur de  $\psi$  égale à 0,23eV figure (3.10). Comparons cette valeur à celle déduite de la relation (3.5) : pour un dopage  $N_D = 10^{15}$  atomes/cm<sup>3</sup>, on obtiendrait une énergie d'activation égale à 0.15 eV valeur inférieure à celle qui est compatible avec nos résultats expérimentaux.

Il est assez surprenant que la valeur trouvée ne soit pas plus éloignée de celle déduite des dopages des couches. On doit s'attendre en effet, compte tenu des différences de mailles cristallines, à des effets supplémentaires dus aux défauts et pièges d'interfaces qui auraient pour conséquences de bouleverser complètement la structure de bandes au voisinage de l'interface. Or l'écart entre la valeur retenue (0.23 eV) et la valeur (0.15 eV) n'est pas si important, même s'il se traduit par une modification non négligeable de la barrière de potentiel.

On peut donc se demander si l'effet du désaccord de mailles n'est pas d'introduire l'équivalent d'une charge d'interface qui pourrait se traduire par un effet moyen sur le champ électrique et l'énergie potentielle vue par les porteurs photocréés.

D'autres effets peuvent également intervenir pour déterminer la durée de vie ( $\tau_v$ ) des paires "électron-trou" photocréées. On peut penser par exemple au phénomène de piégeage en surface, ce mécanisme ayant déjà été attribué pour expliquer les phénomènes de photoconduction dans le cas de photoconducteur planaires du type Ga In As sur substrat InP (réf. : 2 ). Mais d'autres mécanismes pourraient également intervenir pour modifier cette durée de vie notamment :

- des phénomènes de recombinaison à l'interface
- des phénomènes de piégeage ou de recombinaison en volume qui pourraient s'expliquer par la propagation des défauts à l'intérieur de la couche épitaxiée.

Compte tenu des études déjà effectuées sur des photoconducteurs de type Ga In As / InP, l'hypothèse d'un mécanisme de piégeage en surface pourrait être retenue. C'est pourquoi

nous avons calculé le gain statique en fonction de la température et de la puissance lumineuse dans le cadre de cette hypothèse.

Nous admettons comme pour le Ga As que les états de surface du Ga In As sont caractérisés par une charge de surface conduisant à une courbure de bandes d'énergie, figure (3.9') Il en résulte une zone déserte pour les électrons et un puits de potentiel pour les trous. Nous assimilons ce potentiel à un potentiel de surface  $\Psi$  donné par la relation :

$$\Psi = \frac{Q_{ss}^2}{2q \epsilon N_d} \quad (3.6)$$

où  $Q_{ss}$  est la charge superficielle

$\epsilon$  la permittivité du matériau

$N_d$  le dopage du Ga In As

La durée de vie  $T_v$  correspond alors au temps moyen pendant lequel les trous sont piégés en surface dans le puits de potentiel. Nous supposons que les trous ne sont dépiégés que par agitation thermique. La durée de vie  $T_v$  est alors donnée par une loi type loi de Boltzmann, où l'énergie d'activation est le potentiel de surface  $\Psi$ . De plus, chaque trou photocréé et piégé modifie la charge superficielle  $Q_{ss}$  qui devient :

$$Q'_{ss} = Q_{ss} - \eta \frac{q P_L T_v}{h\nu \cdot S} \quad (3.7)$$

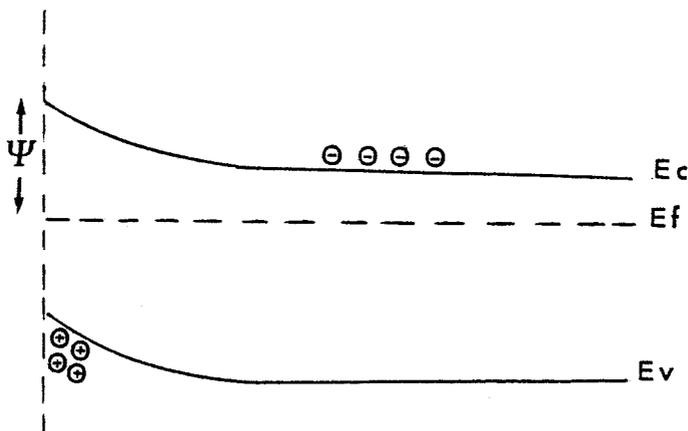
Ce phénomène tend ainsi à diminuer la barrière de potentiel  $\Psi$ .

La durée de vie  $T_v$  s'exprime alors :

$$(3.8) \quad T_v = T_0 \exp \left[ \frac{1}{2 \epsilon N_D k T} \cdot \left( Q_{ss} - \frac{\eta q P_c T_v}{h r S} \right)^2 \right]$$

A partir de cette expression de la durée de vie, nous avons calculé le gain statique ( $G_0$ ) figure (3.10) en fonction de la température et avec les mêmes conditions (puissance lumineuse, tension de polarisation) que celles citées précédemment (figure 3.4). On constate, pour toutes les températures explorées et les trois puissances lumineuses, un bon accord entre les gains mesurés et calculés. dans le cadre de cette hypothèse, à condition que le potentiel de surface soit égal à 0,25 eV, valeur du même ordre de grandeur que celle obtenue dans l'hypothèse d'un piégeage à l'interface.

Ce résultat laisse penser que ce mécanisme de surface pourrait intervenir d'une manière non négligeable dans les phénomènes de photoconduction caractéristiques de notre composant.



Structure de bande au voisinage de la surface (Ga In As (nid)).

Figure (3. 9')

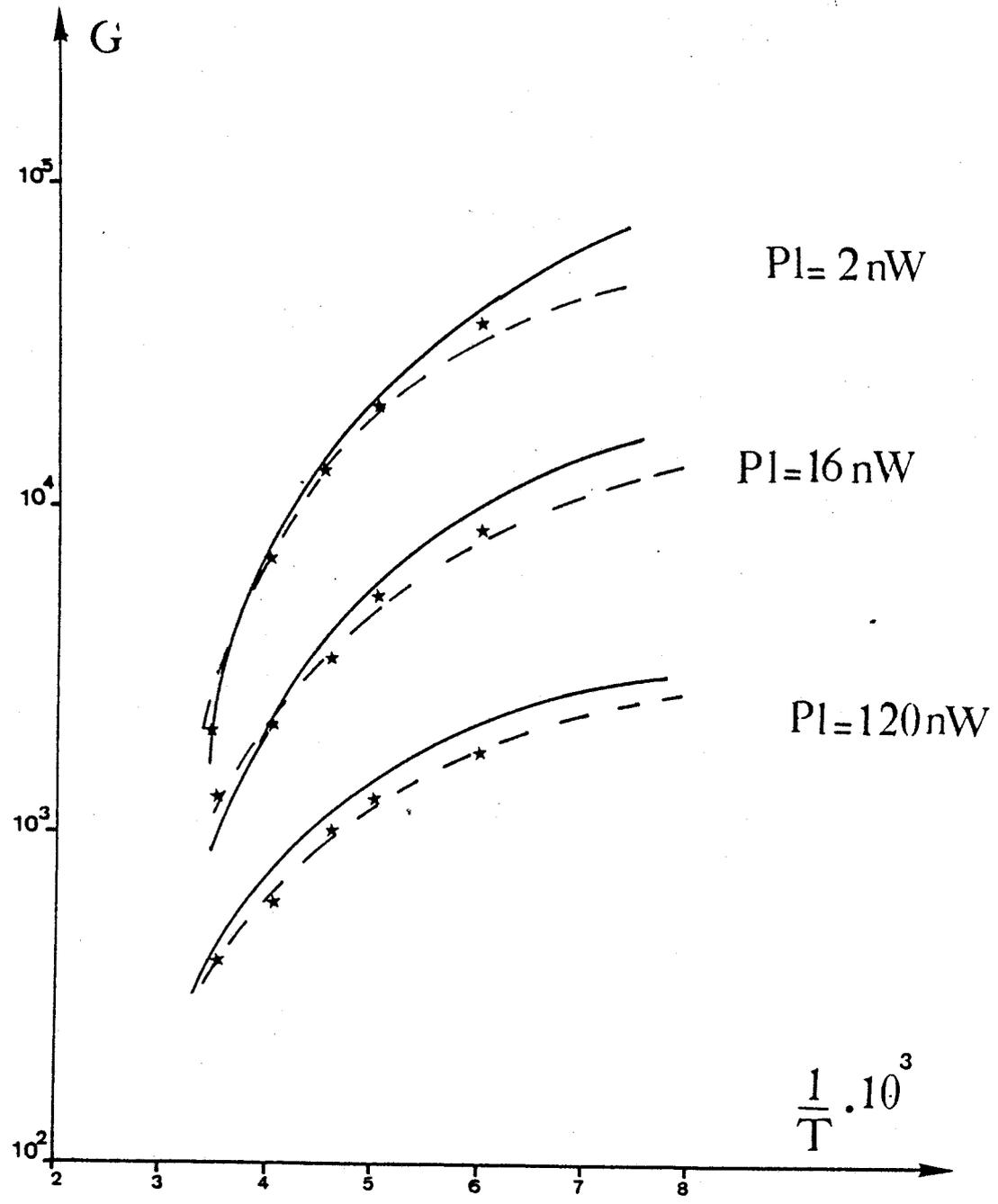


Figure (3. 10) : Gain statique en fonction de la température.

- \* Expérience
- Théorie (potentiel de surface  $\psi = 0,25 \text{ eV}$ )
- \_\_\_\_\_ Théorie (potentiel d'interface  $\psi = 0,23 \text{ eV}$ )

Dans l'état actuel de nos moyens d'investigations, une conclusion plus précise sur la nature exacte des phénomènes s'avère délicate. Une possibilité serait d'étudier les phénomènes de photoconduction en fonction de la température, de la puissance lumineuse et de la tension de polarisation, en faisant varier la longueur d'onde de façon à modifier de manière continue la profondeur de pénétration de la lumière et localiser ainsi les phénomènes qui sont prépondérants.

Une autre possibilité serait d'étudier les phénomènes de photoconduction pour un photoconducteur planaire dont la couche active de Ga In As serait déposée sur une couche de Ga As non dopée de façon à modifier la structure de bandes à l'interface. Cette analyse sera effectuée au chapitre suivant et elle devrait nous permettre de conclure si les phénomènes les plus importants sont des mécanismes de surface ou d'interface.

Il serait cependant, à notre avis, opportun de compléter les résultats obtenus sur les phénomènes de photoconduction par une étude approfondie des propriétés du matériau proprement dit (Spectre Auger, analyse SIMS, diffraction X, photoluminescence à très basse température, effet Hall quantique ...), (Réf. : 3 ).

Le manque de moyens d'analyse ne nous a pas permis pour l'instant, de conclure sur la nature exacte des phénomènes de piégeage qui sont à l'origine de la durée de vie ( $T_v$ ) des paires "électron-trou" photocréées. Cependant les modèles proposés nous permettent de calculer une durée de vie ( $T_v$ ) conforme à l'expérience quelles que soient la puissance lumineuse et la température dans la mesure où le paramètre introduit (représentant le potentiel de surface ou d'interface) est choisi correctement !

Nous utiliserons l'un de ces deux modèles et plus particulièrement le modèle de surface pour prévoir la durée de vie  $\tau_v$  et calculer les gains statiques, dynamiques et les réponses impulsionnelles en fonction de la puissance lumineuse et la tension de polarisation, dans la mesure où un certain nombre de résultats présentés dans le chapitre 4 nous incitent à penser que le phénomène de surface est plus important que le phénomène d'interface.

### GAIN STATIQUE

Nous examinons dans ce paragraphe l'influence de la tension de polarisation sur le gain du photoconducteur.

Rappelons que le gain statique est donné par l'expression  $G_0 = \frac{\tau_v}{\tau_t}$  et qu'une augmentation de la tension de polarisation a pour effet de diminuer le temps de transit des porteurs, tant que le champ électrique est suffisamment faible pour que la vitesse des porteurs corresponde au régime de mobilité. Le temps de transit a été calculé dans ces conditions en admettant une mobilité de  $6000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ , valeur compatible avec des résultats obtenus pour le photoconducteur dont la couche active de Ga In As a été déposée sur du Ga As tampon (voir chapitre 4). La présence de la couche  $n^+$  de Ga As ne nous a pas permis d'effectuer une mesure correcte de mobilité sur l'échantillon étudié dans ce chapitre.

La comparaison entre gain calculé et mesuré est présentée figure (3.11) pour plusieurs valeurs de puissance lumineuse incidente. Ainsi que nous l'avons déjà précisé, la valeur de  $\tau_v$  est calculée à partir de l'expression (3.8) en introduisant une valeur de potentiel de surface  $\psi$  égale

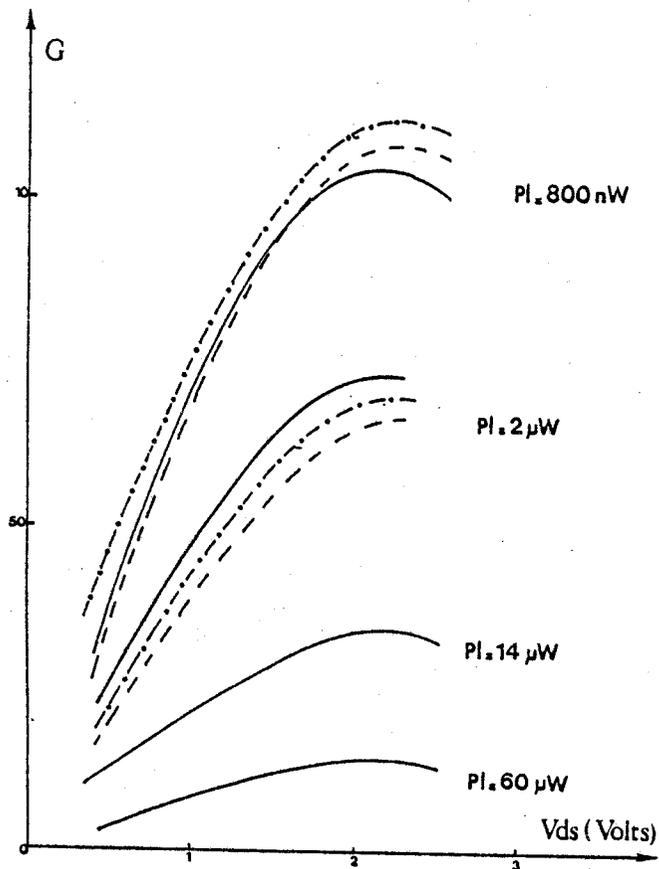


Figure (3. 11) : Gain statique en fonction de  $V_{ds}$

- Expérience
  - .-.-.-. Théorie (potentiel de surface  $\Psi = 0,25$  eV)
  - Théorie (potentiel d'interface  $\Psi = 0,23$  eV)
- A titre indicatif.

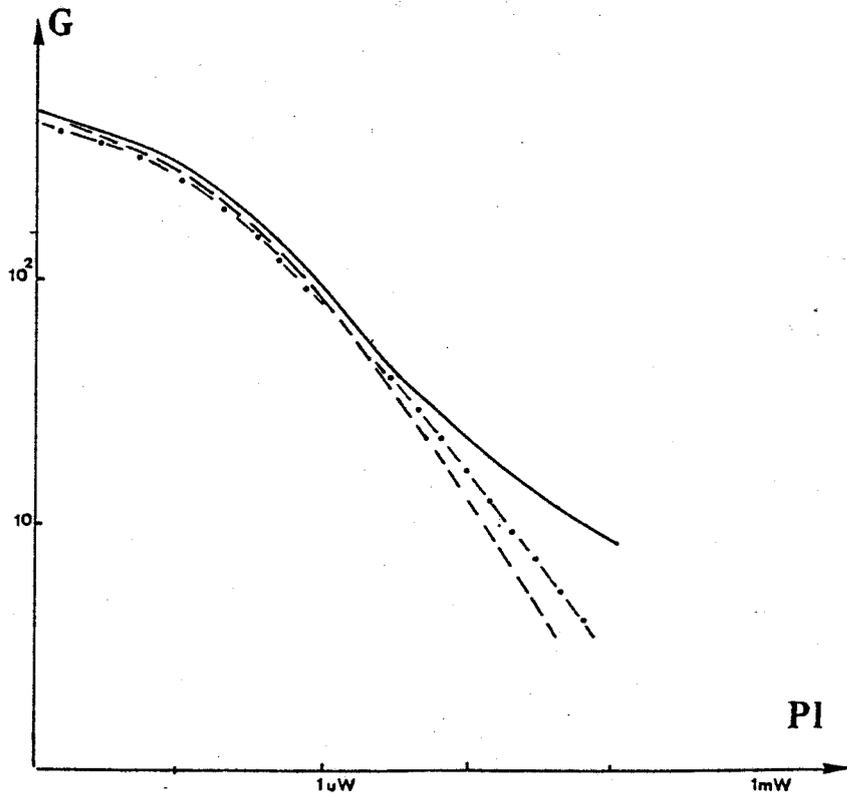


Figure (3. 12) : Gain en fonction de la puissance lumineuse.

- Expérience
- .-.-. Théorie (potentiel de surface)
- Théorie (potentiel d'interface), à titre indicatif.

à 0.25 eV et en tenant compte de l'échauffement de la couche active dû au passage du courant d'obscurité.

La valeur de la résistance thermique  $R_{th}$  a été prise égale à  $400^\circ/W$ , valeur compatible avec celle d'autres types de photoconducteurs, (réf. : 4 ). Nous avons pu ainsi vérifier que cet effet d'échauffement explique que le gain observé ne varie pas de manière linéaire pour les tensions de polarisation les plus élevées. De façon générale, l'accord entre les gains calculés et mesurés est satisfaisant quelles que soient la tension de polarisation et la puissance lumineuse, tant que celle-ci est inférieure à la dizaine de microwatt (figure 3.12). On note un écart pour les puissances lumineuses les plus élevées qui pourrait être dû à la façon dont on tient compte de la modification de la distribution de charge sous éclairage.

### GAIN DYNAMIQUE

Dans l'hypothèse de phénomènes de recombinaison régis selon une loi de Poisson dont le temps caractéristique est la durée de vie des paires "électron-trou" photocréés, le gain dynamique du photoconducteur est donné par la relation

$$G(f) = \eta \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{1}{\left( 1 + (2\pi f \tau_v)^2 \right)^{1/2}}$$

expression déjà proposée au premier chapitre (paragraphe B2.b)

Comme pour le gain statique, la durée de vie  $\tau_v$  est calculé à l'aide de la relation ( 3.8 ) et le temps

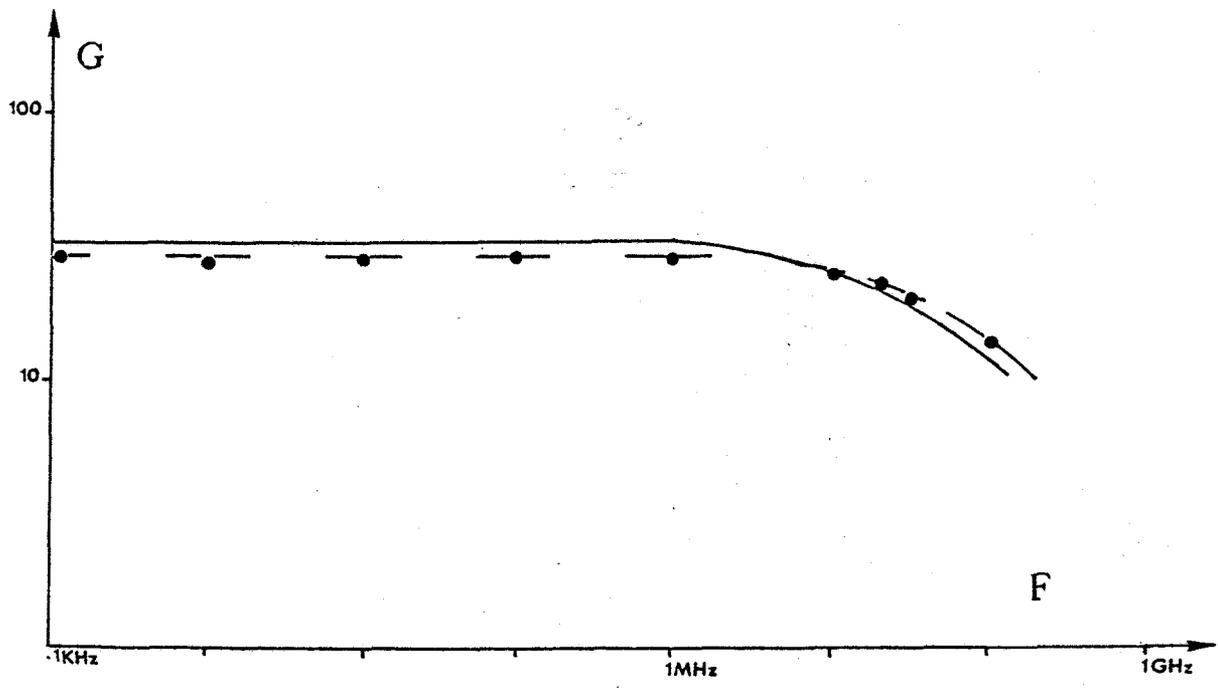


Figure (3. 13) : Gain en fonction de la fréquence ( $P_L = 6 \mu W$ )

---●--- Expérience  
 ——— Théorie (potentiel de surface  $\Psi = 0,25 \text{ eV}$ )

	$\tau_v$	$\Delta I.$
Théorie	7 ns	350 $\mu A$
Expérience	$\approx 5 \text{ ns}$	$\approx 200 \mu A$



Tableau (3. 2) : Réponse impulsionnelle  
 Comparaison entre temps de réponse et valeur initiale du photocourant mesurés et calculés.

de transit est calculé en régime de mobilité.

La comparaison entre le gain dynamique calculé et mesuré a été effectuée figure (3.13 ). Elle montre que l'accord est ici aussi très satisfaisant quelle que soit la fréquence, pourvu que l'on prenne une valeur de mobilité de  $6000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ . Cette confrontation semble donc montrer que la valeur de mobilité retenue est celle que l'on pourrait mesurer directement si la nature des couches épitaxiées nous permettait une mesure par effet Hall ou par magnétorésistance. Ce résultat montre surtout que l'effet de la contrainte et des défauts qui peuvent en résulter ne dégradent pas trop les propriétés de mobilité, donc de vitesse élevée des électrons dans le Ga In As. Ce résultat est particulièrement intéressant et justifie les développements qui pourraient être envisagés à partir de ce composant.

#### REPONSE IMPULSIONNELLE

Ici encore son expression a été donnée au premier chapitre. Dans l'hypothèse où une impulsion lumineuse crée une quantité  $N_e$  de paires "électron-trou" dont les phénomènes de recombinaison sont régis par une loi de Poisson de temps caractéristique  $\tau_v$ , la réponse impulsionnelle s'exprime par :

$$I_{ph}(t) = q \frac{N_e}{\tau_t} \cdot e^{-t/\tau_v}$$

Dans le tableau (3.2 ) nous effectuons une comparaison entre les valeurs calculées et mesurées du courant initial  $\Delta I_0$  et du temps de réponse de l'impulsion. Expérimentalement le courant initial  $\Delta I_0$  est donné par l'intensité de la réponse impulsionnelle. Et le temps de réponse est déterminé en admettant une décroissance exponentielle.

On constate que les valeurs calculées et mesurées sont du même ordre de grandeur. Les écarts observés peuvent s'expliquer par l'existence de phénomènes de recombinaison à des temps très courts et par la durée de l'impulsion lumineuse.

### BRUIT D'OBSCURITE

Nos expériences ont montré que le bruit d'obscurité comprend en plus du bruit thermique, un bruit de génération-recombinaison. Une interprétation complète de ces phénomènes supposerait une étude de niveau de bruit dans une large bande de fréquences et de température de façon à mettre en évidence l'ensemble des mécanismes de piégeage qui interviennent dans le bruit basses fréquences et de façon à tenter de les isoler et de les caractériser de la manière la plus précise possible (densité de pièges, énergie d'activation ...). Pour ce qui nous concerne, et malgré le domaine de fréquences limité que nous avons exploré, nous avons tenté de proposer un essai d'interprétation du bruit d'obscurité que nous avons observé.

Dans la mesure où l'on admet que le bruit de génération-recombinaison est dû aux phénomènes de piégeage (à l'interface ou en surface) et que ce mécanisme est simple, une expression classique de ce bruit est de la forme. (Réf.: 5 )

$$\langle i^2 \rangle = \left[ \frac{I_0^2}{N} \cdot \frac{\tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} \cdot \frac{N_T}{N} \right] \quad (3.9)$$

où  $N_T$  représente la quantité de pièges en surface ou à l'interface et  $N$  est le nombre de porteurs susceptible de participer à la conduction.

Nous admettons que le temps caractéristique est donné par l'expression ( 3.8 ).

Cependant, pour le photoconducteur que nous étudions, le courant d'obscurité résulte à la fois d'un courant dans la couche Ga In As et dans la couche ( $n^+$ ) de Ga As. Le bruit observé qui est une conséquence des fluctuations de ces deux courants doit donc tenir compte des fluctuations du courant dans le Ga In As et dans le Ga As. Il est donc probable que les niveaux de bruit mesurés sont une conséquence de mécanismes dans le Ga In As, le Ga As ( $n^+$ ) et à l'interface de ces deux matériaux. Une interprétation de ces diverses contributions semble donc délicate étant donné le nombre d'informations expérimentales limitées dont nous disposons et nous nous sommes limités à la présentation des résultats expérimentaux (paragraphe 1.D) pour évaluer les niveaux de sensibilité du dispositif (voir paragraphe 3.E).

Une étude plus complète, sur le bruit dans l'hypothèse des phénomènes de génération-recombinaison sera effectuée pour le composant présenté au chapitre 4

## 2. ETUDE DU TEC DE LA TETE OPTIQUE

Dans cette partie, nous présentons les résultats déduits de la caractérisation du TEC (900  $\mu\text{m}$ ). Cette dernière consiste à soumettre le TEC à une série de mesures dans un ordre préférentiel pour une exploitation la plus complète possible des informations expérimentales.

Toutes ces mesures sont automatisées et commandées par calculateurs de table Hewlett-Packard.

Le schéma équivalent du TEC utilisé est donné figure (3. 14).

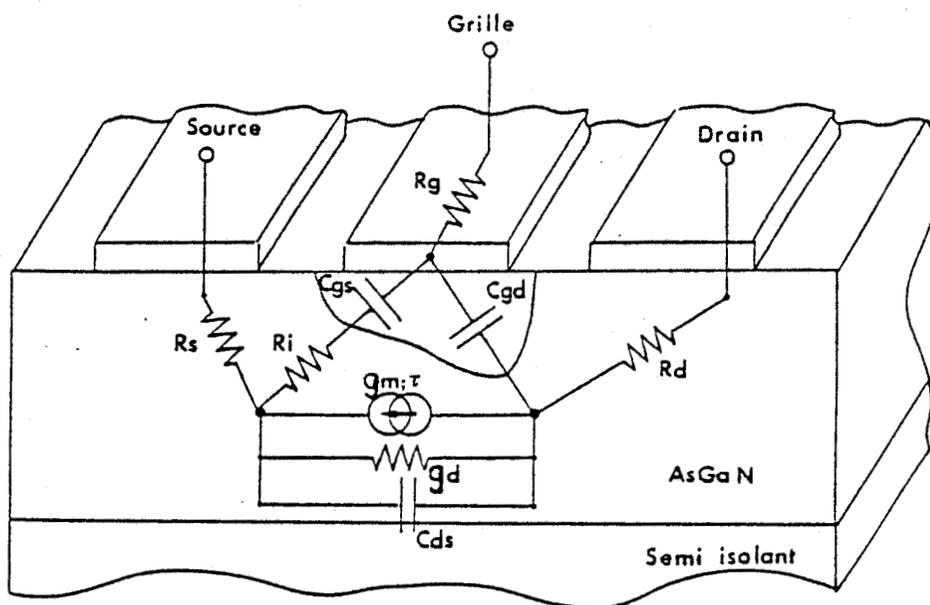


Figure (3.14) : Schéma équivalent du TEC.

## A. MESURE DE LA MOBILITE

Elle est déterminée par magnétorésistance en comparant les valeurs de la résistance drain-source ( $R_{ds}$ ) avant et pendant l'application d'un champ magnétique ( $B$ ) de 1 Tesla.

La variation de la résistance ( $R_{ds}$ ) est donné par l'expression :

$$R_{ds}(B) = R_{ds}(0) \cdot \left[ (\mu_0 B)^2 + 1 \right]$$

Le résultat obtenu est donné figure (3.15).

La courbe en trait plein représente l'évolution de la mobilité moyenne des électrons dans le canal en fonction de la tension grille-source ( $V_{gs}$ ), tandis que la courbe en pointillés représente la mobilité différentielle à l'extrémité de la zone désertée. La fréquence de travail est de 100 MHz.

Nous constatons par exemple à  $V_{gs} = 0$  volt, que  $\mu_0$  a une valeur de  $3700 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ . Cette valeur est tout fait compatible avec les valeurs de mobilité obtenues sur des TEC réalisés sur des épitaxies Ga As classiques. Nous pouvons donc penser que les couches Ga As sur lesquelles a été réalisé le TEC de la tête optique n'ont pas été perturbées par les contraintes dues à la croissance de la couche de Ga In As.

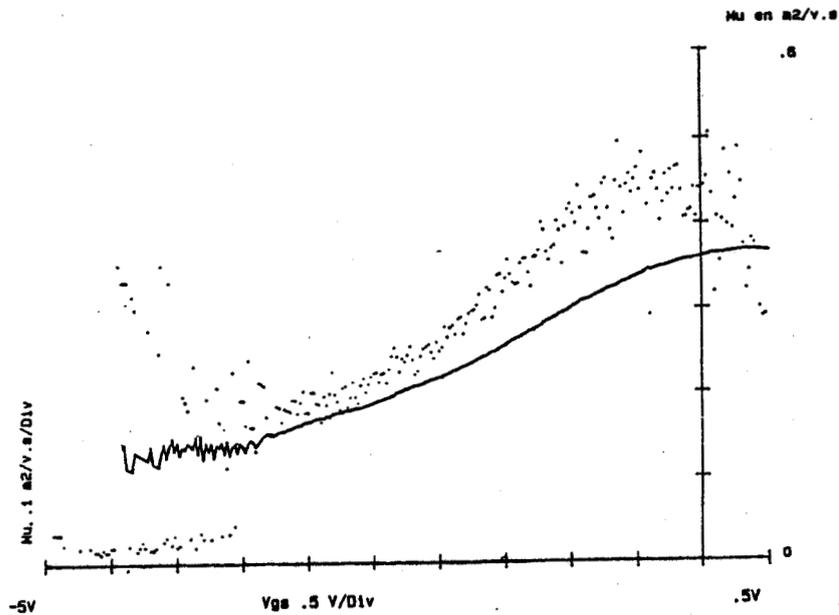


Figure (3.15) : Mobilité  $\mu = f(V_{gs})$  à 300 ° K.

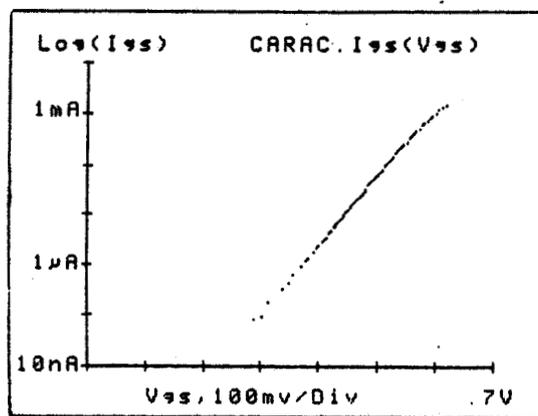


Figure (3.16)



EXPLOITATION DE LA PARTIE LIN.

T = 300 K      S = 1800  $\mu\text{m}^2$

Vmin = .400 V  
Vmax = .500 V

Correlation dans la partie lin.  
 $r^2 = .99999$  (sur 33 Pts)

Cour. Lim.  $I_{s0} = 4.27E+000 \mu\text{A}$   
Coef. Ideal.  $n = 1.16E+000$   
Tens. Built.  $V_b = .749 \text{ V}$   
( $\eta \times V_b$ )  $n \times V_b = .869 \text{ V}$

## B. MESURES DES CARACTERISTIQUES DE GRILLE

Le relevé de la caractéristique du contact Schottky  $I_{gs} = f(V_{gs})$  permet de connaître le coefficient d'idéalité de la jonction  $\eta$  et de la tension de diffusion  $V_b$  à l'aide de l'expression :

$$I_{gs} = A^* \cdot T \cdot S \cdot \exp\left(-\frac{qV_b}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qV_{gs}}{\eta kT}\right)$$

où

- $A^*$  est la constante de Richardson
- $T$  est la température de jonction
- $S$  est la surface du contact Schottky

Le relevé des caractéristiques  $V_{ds} = f(I_{gs})$  et  $V_{ds} = f(I_{gd})$  lorsque  $I_{gs}$  et  $I_{gd}$  sont importants, permet de déduire les résistances d'accès

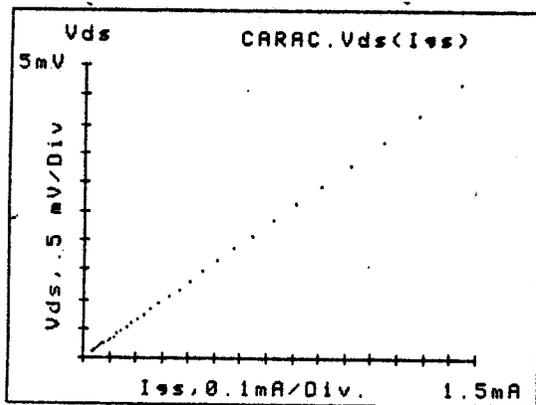
- côté source  $R_s + R_i = \frac{V_{ds}}{I_{gs}}$

et

- côté drain  $R_d + R_i = \frac{V_{ds}}{I_{gd}}$

Les valeurs de  $\eta$ ,  $V_b$ ,  $R_s + R_i$  et  $R_d + R_i$  sont données figures (3.16) ; (3.17) ; (3.18).

Nous constatons en particulier que le coefficient  $\eta$  d'idéalité est de l'ordre de 1,16 et la tension de diffusion 0.75 V, résultats qui prouvent que le contact Schottky réalisé



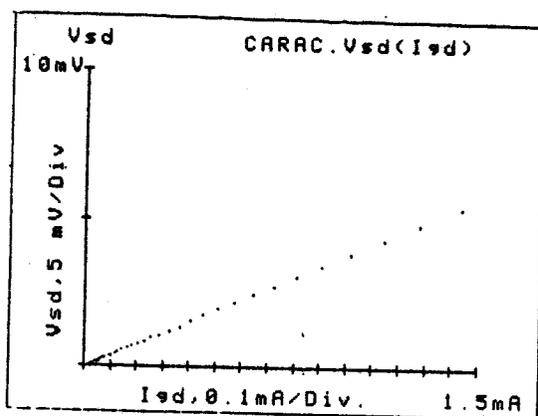
EXPLOITATION DE Vds(Ies)

Imin= .040 mA  
Imax= 1.435 mA

Correlation dans la partie lin.  
 $\sigma^2= 1$  (sur 32 Pts)  
La droite calculee coupe  
l'axe Vds en  $-3.06E-004$  mV

RES.  $\langle R_s+R_i \rangle = 3.2 \ \Omega$   
 $\pm 0.1 \ \Omega$

Figure (3.17)



EXPLOITATION DE Vsd(Ied)

Imin= .040 mA  
Imax= 1.435 mA

Correlation dans la partie li  
 $\sigma^2= .99998$  (sur 32 Pts)  
La droite calculee coupe  
l'axe Vsd en  $6.45E-003$  mV

RES.  $\langle R_d+R_i \rangle = 3.8 \ \Omega$   
 $\pm 0.1 \ \Omega$



Figure (3.18)

est correct et donc que la couche active de Ga As n'a pas été dégradée par l'épitaxie du matériau Ga In As contraint.

### C. DETERMINATION DE LA CAPACITE DE JONCTION ET DE LA TENSION DE PINCEMENT

La mesure de la capacité grille-source ( $C_{gs}$ ) en fonction de  $V_{gs}$  à une fréquence de 500 MHz, figure (3.19) permet après intégration de déterminer l'évolution de la quantité de charge sous la grille en fonction de  $V_{gs}$  à l'aide des relations :

$$C_{gs} = \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}}$$

avec

$$Q(V_{gs}) = q \cdot Z \cdot L_g \cdot a \cdot N_d \cdot \left( 1 - \left( \frac{-V_{gs} + V_b}{V_{wo}} \right)^{1/2} \right)$$

où  $q$  est la charge d'un électron  
 $Z$  est la largeur de grille  
 $L_g$  est la longueur de grille  
 $N_d$  est le dopage de la couche active  
 $V_{wo}$  est la tension de pincement  
 $a$  est l'épaisseur de la couche active non déplétée

Par extrapolation à  $Q = 0$ , on déduit la tension de pincement  $V_{wo}$ , de même lorsque  $V_b - V_{gs} = 0$  il est possible

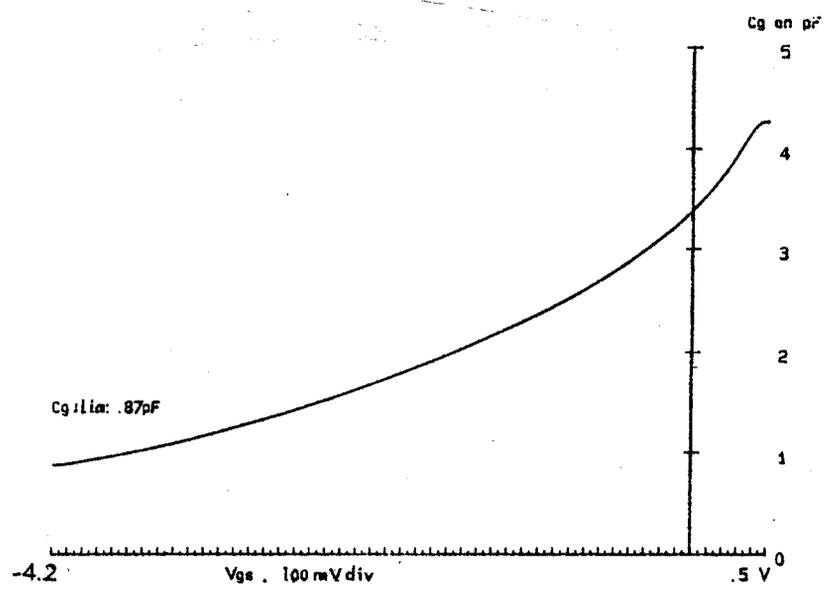


Figure (3.19) :  $C_{gs} = f(V_{gs})$  ; Fréq = 500 MHz.

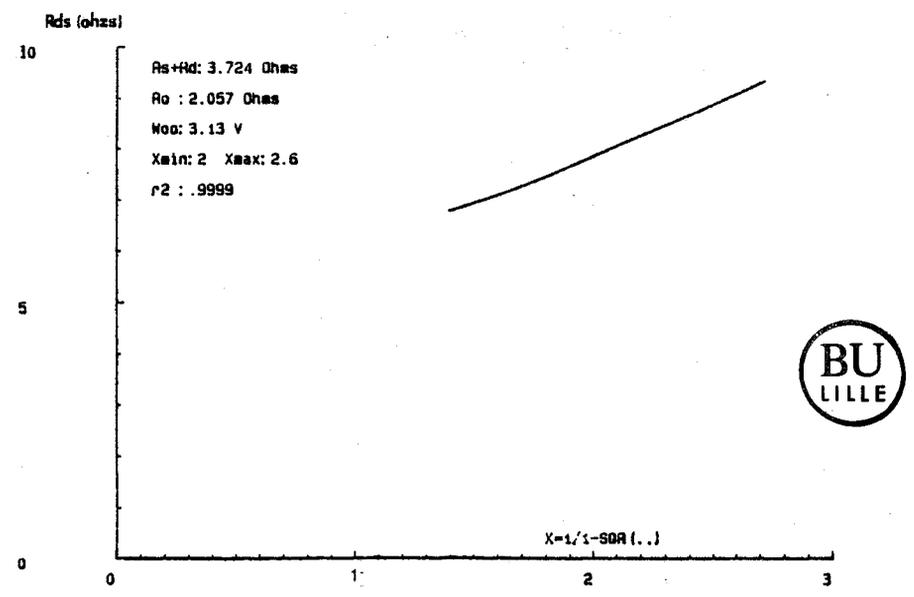


Figure (3.20) :  $R_{ds} = f(A)$  où A est une quantité dépendant de  $V_{gs}$  (voir paragraphe D).

de déterminer la quantité totale de charge  $Q_0$  sous la grille.

La valeur de  $C_{gs}$  obtenue est importante, de l'ordre de 1.8 pF ( $V_{gs} = -2V$ ).

Ce résultat est conforme à nos prévisions (cf Chapitre II), il résulte des fortes valeurs de la longueur et la largeur de grille que nous avons volontairement fixées pour des commodités technologiques ( $L_g$ ) et pour un fonctionnement en amplification ( $Z$ ).

#### D. EVOLUTION DE LA RESISTANCE DRAIN-SOURCE $R_{ds}$ EN FONCTION DE $V_{gs}$

A partir de la relation :

$$R_{ds} = R_s + R_d + \frac{\overbrace{R_0}^{R_0}}{\underbrace{L_g}_{L_g}} \cdot \frac{\overbrace{A}^A}{1 - \left( \frac{-V_{gs} + V_b}{\sqrt{V_{00}}} \right)^{1/2}}$$

où  $R_0$  représente la résistance du canal sous la grille,

en relevant la courbe  $R_{ds} = f(A)$ , figure (3.20), on détermine la résistance ( $R_s + R_d$ ) des contacts ohmiques de source et drain.

La connaissance des valeurs de ( $R_s + R_d$ ), ( $R_i + R_d$ ) et ( $R_s + R_i$ ) conduit aux valeurs de  $R_s$ ,  $R_d$  et  $R_i$ . D'autre part, à l'aide de  $Q_0$ ,  $R_0$ ,  $U_0$  et  $W_{00}$ , on peut calculer les valeurs de  $L_g$ ,  $a$  et  $N_d$ , la largeur du TEC,  $Z$  étant connue.

Sur le tableau suivant sont donnés les résultats déduits de l'exploitation des mesures effectuées.

Paramètres mesurés

$$W_{00} = 3.13 \text{ V}$$

$$V_b = 0.75 \text{ V}$$

$$R_o = 2,06$$

$$V_p = - 2.38 \text{ V}$$

Paramètre fixés

$$\mu_0 = 3700 \text{ cm}^2/\text{V.s}$$

(Magnétorésistance)

$$Z = 900 \text{ } \mu\text{m}$$

Paramètres déduits

$$L_g = 2.4 \text{ } \mu\text{m}$$

$$a = 0.2 \text{ } \mu\text{m}$$

$$N_d = 10^{17} \text{ atm.cm}^{-3}$$

$$R_s = 1.57 \text{ } \Omega$$

$$R_d = 2.17 \text{ } \Omega$$

$$R_i = 1.62 \text{ } \Omega$$

Les valeurs des résistances d'accès sont comparables à celles obtenues avec d'autres TEC réalisés au Centre Hyperfréquences et semiconducteurs (C.H.S.) sur des couches d'AsGa classiques. De nouveau, ce résultat montre que le dépôt du Ga In As sur le Ga As n'a pas modifié de façon sensible les qualités électriques espérées de la couche ( $n^+$ ) de Ga As.

E. LA TRANSCONDUCTANCE STATIQUE

Le tracé des caractéristiques courant drain-source ( $I_{ds}$ ) en fonction de  $V_{ds}$  à  $V_{gs}$  constant et  $I_{ds} = f(V_{gs})$

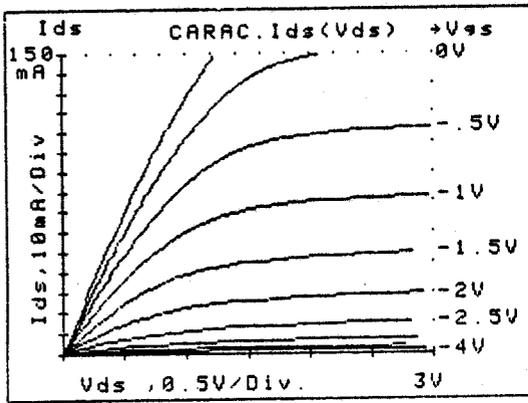


Figure (3. 21)

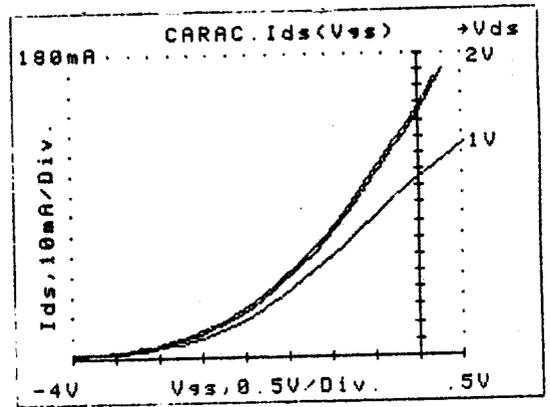
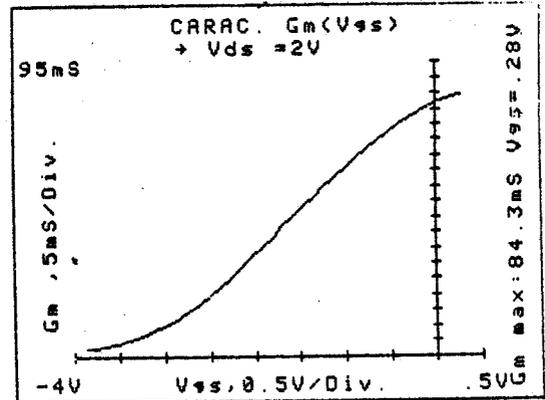
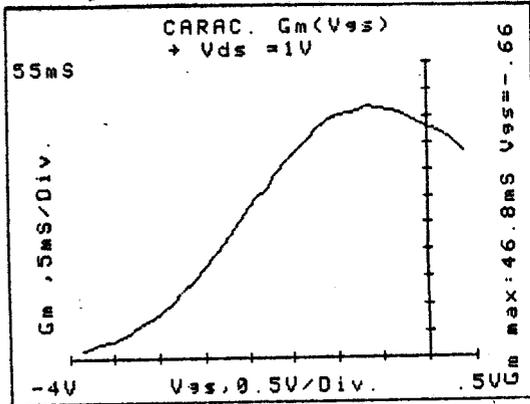


Figure (3. 22)

- a -

- b -



- c -

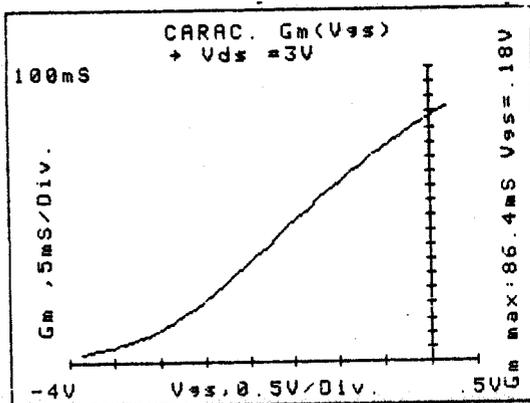


Figure (3. 23)

$$G_m = f(V_{gs})$$

a :  $V_{ds} = 1 \text{ V}$

b :  $V_{ds} = 2 \text{ V}$

c :  $V_{ds} = 3 \text{ V}$

à  $V_{ds}$  constant, figures (3.21) et (3.22) permet de déterminer l'évolution de la transconductance statique ( $g_m$ ) en fonction de  $V_{gs}$  pour différentes tensions  $V_{ds}$ , figure (3.23).

La valeur de  $g_m$  maximale obtenue est tout à fait conforme à nos prévisions (cf Chapitre 2).

#### F. DETERMINATION DES ELEMENTS DU CIRCUIT EQUIVALENT DU TEC

A partir des paramètres (S) mesurés par l'analyseur de réseaux, on déduit les valeurs des éléments du circuit équivalent du TEC à l'aide des expressions suivantes :

$$g_m = \frac{1}{2} Y_0 \cdot |S_{11}| \cdot \left( 1 + \frac{g_d}{Y_0} \right).$$

$$g_d = Y_0 \left( 1 - |S_{22}| \right) / \left( 1 + |S_{22}| \right).$$

$$C_{gd} = \frac{1}{2\omega} Y_0 |S_{21}| \left( 1 + \frac{g_d}{Y_0} \right).$$

$$C_{gs} = -C_{gd} + J_m \left( \frac{Y_{11}}{\omega} \right).$$

Nous donnons figure (3.24) l'évolution de ces éléments en fonction de  $V_{gs}$  à  $V_{ds}$  égale à 3 volts et à la fréquence égale à 500 MHz.

Sur la figure (3.25) est présentée l'évolution de  $|S_{21}|$  en fonction de la fréquence (100 MHz - 5 GHz) pour différentes tension  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$  étant égales à 3 volts. La fréquence de transition définie lorsque  $|S_{21}| = 0$  dB est de l'ordre de 4 GHz ( $V_{gs} = -2$  volts ;  $V_{ds} = 3$  volts).

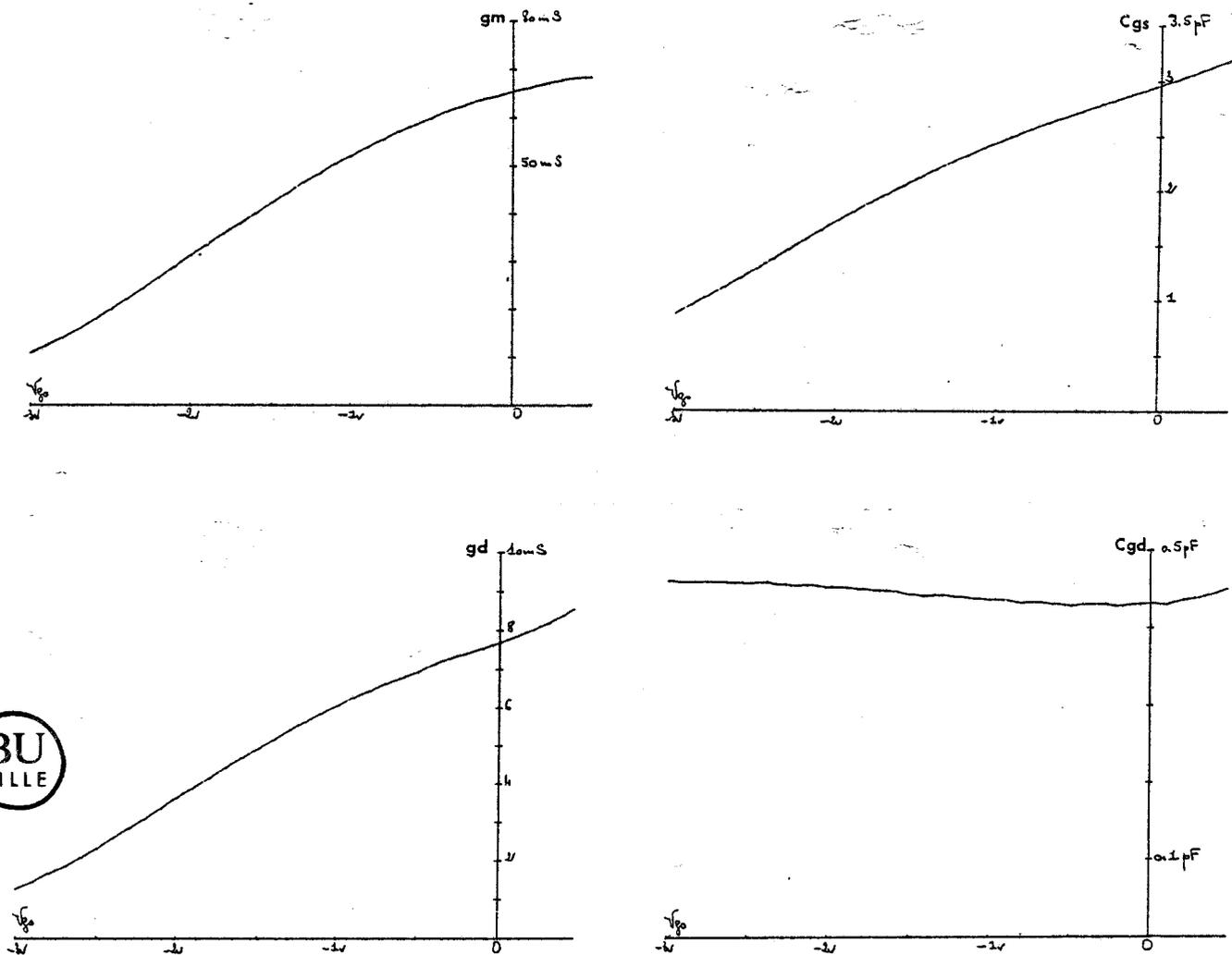


Figure (3.24),: Elements du circuit équivalent du TEC (900  $\mu\text{m}$ ), ( $g_m$ ,  $C_{gs}$ ,  $g_d$ ,  $C_{gd}$ ) en fonction de  $V_{gs}$  à la fréquence  $F = 500$  MHz,  $V_{ds} = 3$  V.

L'ensemble des caractéristiques du TEC aussi bien en statitique qu'en dynamique, confirme encore une fois de plus l'hypothèse selon laquelle la contrainte qui résulte du dépôt de Ga In As sur Ga As a peu d'effet sur les performances du TEC sur ces couches de Ga As.

Ces résultats laissent donc prévoir qu'en adoptant des structures de TEC plus élaborées avec des grilles plus courtes devraient conduire à des performances élevées typiques de transistors hyperfréquences. fréquence de coupure supérieure à 15 GHz.

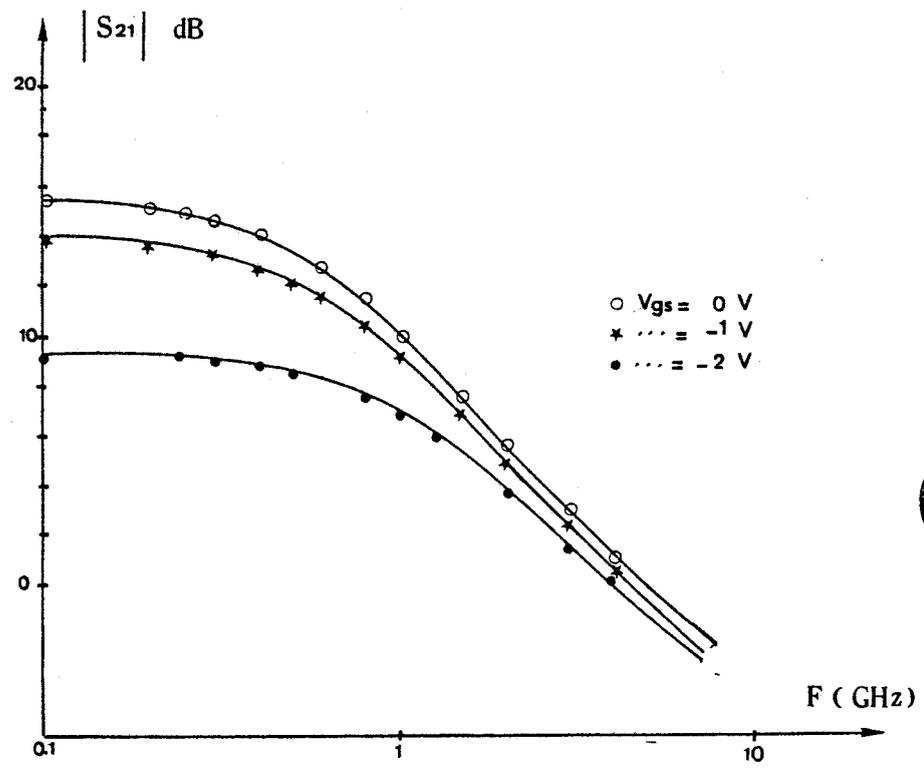


Figure (3.25)

### 3. ETUDE DE LA TETE OPTIQUE INTEGREE

#### A. CARACTERISATION EN REGIME STATIQUE

Nous avons relevé tout d'abord le gain apporté par le TEC en éclairage continu à la longueur d'onde  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  et à la puissance lumineuse  $P_L = 6 \mu\text{W}$ . Cette étude a été effectuée en mesurant la variation du courant drain-source ( $I_{ds}$ ) sous éclairage et en régime d'obscurité. Les valeurs de gain en courant obtenues en fonction de la tension de polarisation de la grille  $V_{gs}$  sont reportées dans le tableau suivant :

$V_{gs}$ (volt)	Gain expérimental	Gain calculé
- 0,5	5.6	3.5
- 1	2.8	3
- 2	1.3	1.5

Les valeurs relevées sont en accord avec l'expression du gain en courant :  $G = g_m \cdot R$

Ces calculs ont été effectués ; avec les valeurs de  $g_m$  du TEC présenté paragraphe (2. E), ces valeurs ne sont pas forcément identiques à celles du transistor de la tête optique et expliquent les écarts observés à  $V_{gs} -0.5 \text{ V}$

## B. CARACTERISATION EN REGIME DYNAMIQUE

Le schéma électrique que nous avons adopté afin de caractériser la tête optique en régime impulsionnel, sinusoïdal basses fréquences et en bruit, est donné figure (3. 26) :

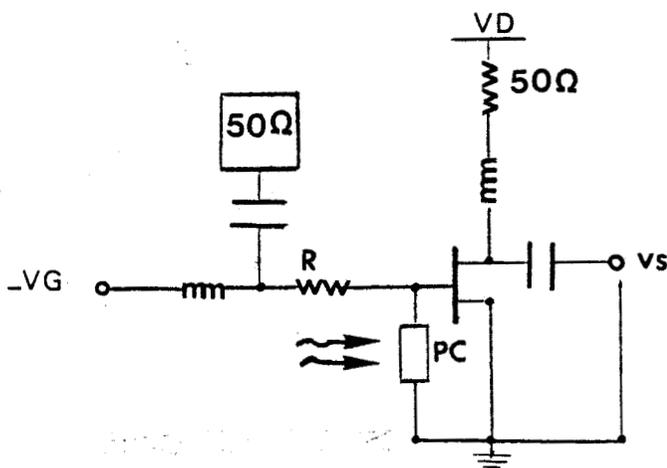


Figure (3. 26)

Il est constitué de :

- deux tés de polarisation (grille-drain) dont la bande de fréquences d'utilisation s'étend de 10 KHz à 12 GHz.
- une charge de  $50\ \Omega$  pour adapter le circuit à l'entrée.
- une résistance de  $50\ \Omega$  "chip" pour la polarisation du drain et pour l'adaptation du circuit en sortie.
- une résistance R de polarisation de grille.

## B1. Réponse impulsionnelle

Les réponses impulsionnelles de la tête optique pour différentes tensions  $V_{gs}$  sont données figures (3. 27, 28, 29).

Il apparait tout d'abord que le TEC ne modifie pratiquement pas l'allure de la réponse du photoconducteur. Les temps de montées et de descentes sont pratiquement identiques. Le gain apporté est voisin de 2 (à  $V_{gs}$  égale à -2 volts). Ici aussi les résultats obtenus sont en accord avec l'expression classique du gain en courant ( $gmR$ ). Notons de plus que l'effet de la capacité  $C_{gs}$  n'apparait que pour des fréquences supérieures au GHz ( $C_{gs} = 1,5$  pF à  $V_{gs} = -2$  volts).

## B2. Réponse fréquentielle

Nous donnons figure (3.30) les résultats relatifs à la caractérisation du photoconducteur et de la tête optique en régime fréquentiel. La puissance optique moyenne est de  $6 \mu W$ .

On note que l'effet d'amplification dans toute la gamme de fréquence explorée et tout à fait compatible avec les résultats déjà exposés (gain de l'ordre de 3 à  $V_{gs} = -2$  volts). La fréquence de coupure de la tête optique est celle imposée par le photoconducteur car comme nous l'avons déjà signalé, l'effet de la capacité  $C_{gs}$  est négligeable dans cette gamme de fréquence.

## C. BRUIT

Nous avons effectué des mesures de puissance de bruit

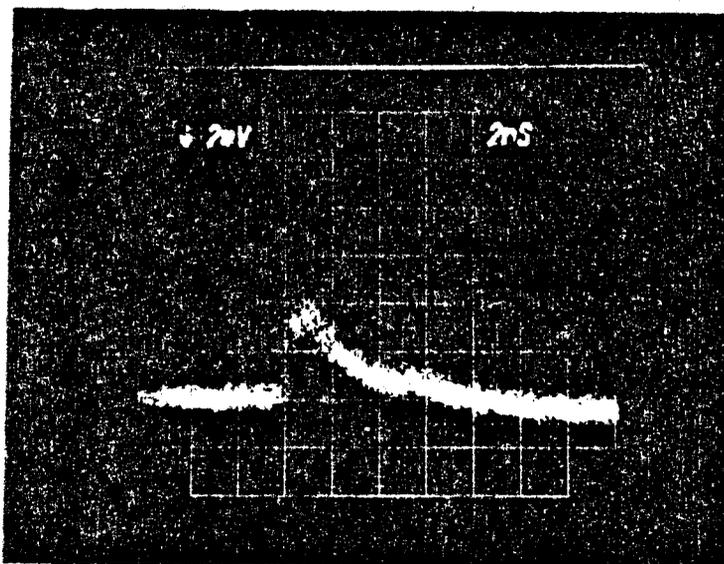


Figure (3.27) : Réponse impulsionnelle de la tête optique.

$$V_g = - 0,5 \text{ V}$$

$$V_{ds} = 3 \text{ V}$$

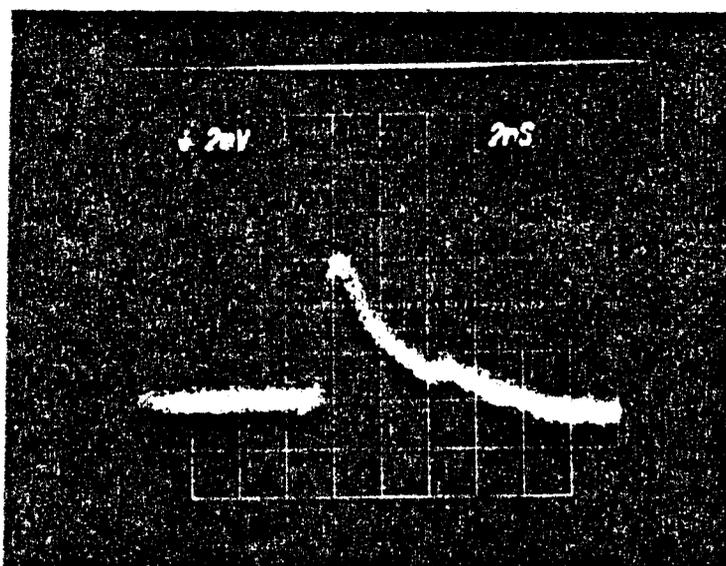


Figure (3.28) : Réponse impulsionnelle de la tête optique.

$$V_g = - 1 \text{ V}$$

$$V_{ds} = 3 \text{ V}$$

Réponse impulsionnelle de la tête optique.

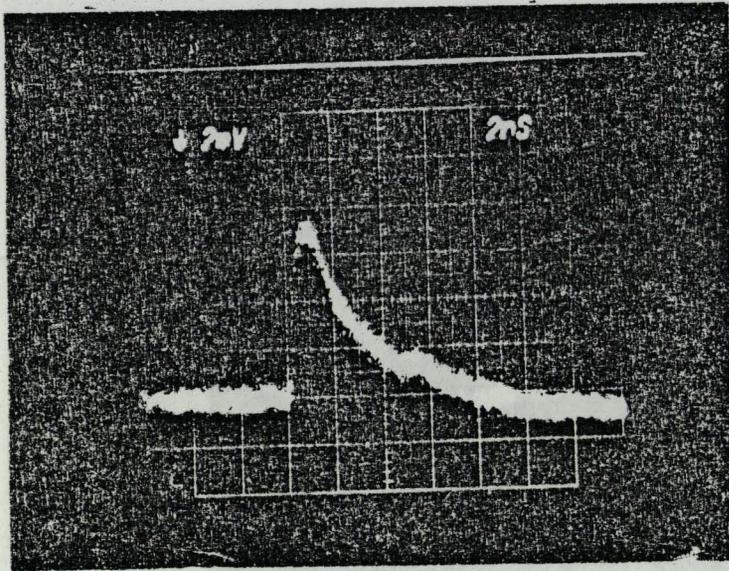
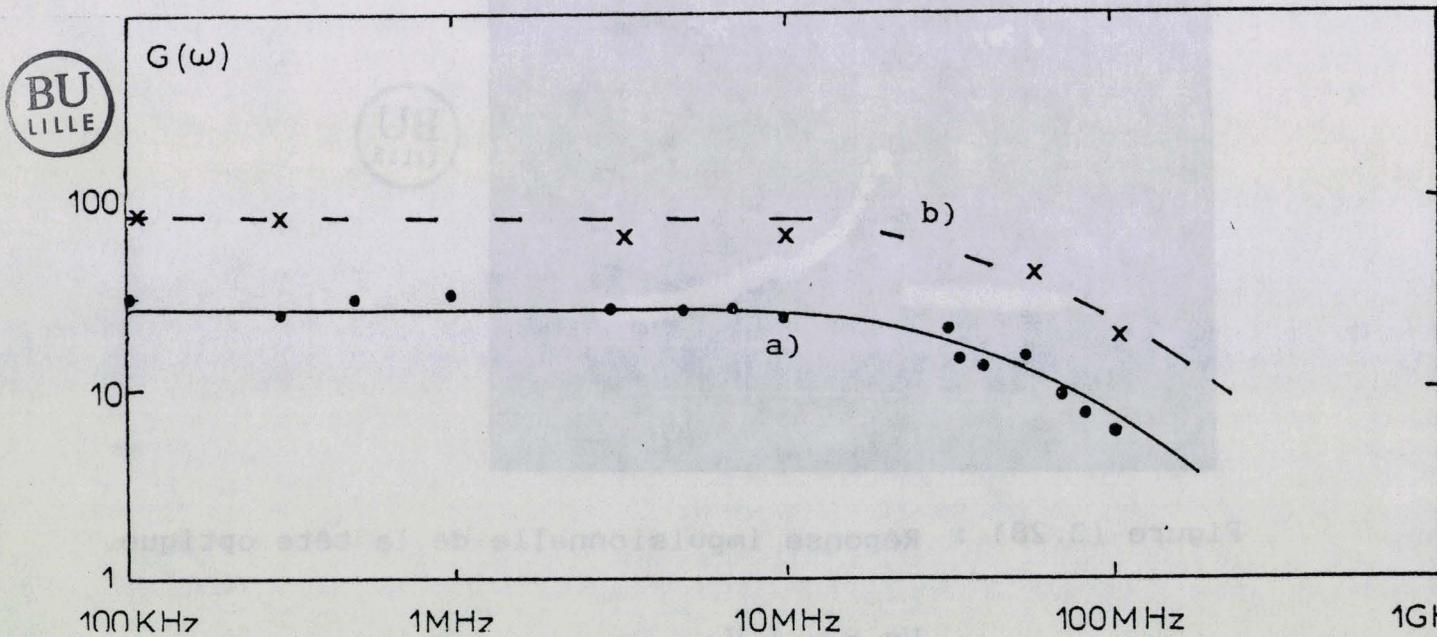


Figure (3.29) :  $V_g = - 2 V$   
 $V_{ds} = 3 V$

Figure (3.30) : Gain en fonction de la fréquence.  $P_1 = 6 \mu W$ .

- a) PC seul
- b) Tête optique



dans la gamme 10 MHz - 1500 MHz, figure (3. 31 ).

Sur cette figure sont reportés les niveaux de puissance de bruit du photoconducteur, du TEC de la tête optique et du circuit intégré. Nous constatons qu'en général le bruit prépondérant est celui présenté par le transistor. Comme pour ce dernier , la tête optique est caractérisé par un bruit en  $1/f$  important pour les fréquences inférieures à 100 MHz. Par contre, pour les fréquences supérieures à 100 MHz, le bruit de la tête optique est quasiment donné par le bruit du TEC augmenté du bruit du photoconducteur amplifié par le TEC.

#### D. CARACTERISATION DE LA TETE OPTIQUE EN MODULATION OPTIQUE NUMERIQUE

Nous avons relevé l'effet d'amplification du TEC à une fréquence de modulation impulsionnelle de la puissance lumineuse égale à 250 MHz et 500 MHz, figure (3. 32) et (3. 33).

La comparaison des réponses du photoconducteur, photos 5 et 6 avec celles de la tête optique figures (3. 32) et (3. 33 ) montre que ici encore le gain apporté par le TEC est de l'ordre de 3.

L'allure des réponses n'a pratiquement pas été modifié. Bien que le rôle de ce dispositif était surtout d'étudier un essai de faisabilité d'une tête optique intégrée monolithiquement et qu'il n'ait fait l'objet d'aucune optimisation, nous avons cherché à évaluer la puissance minimale détectable correspondante

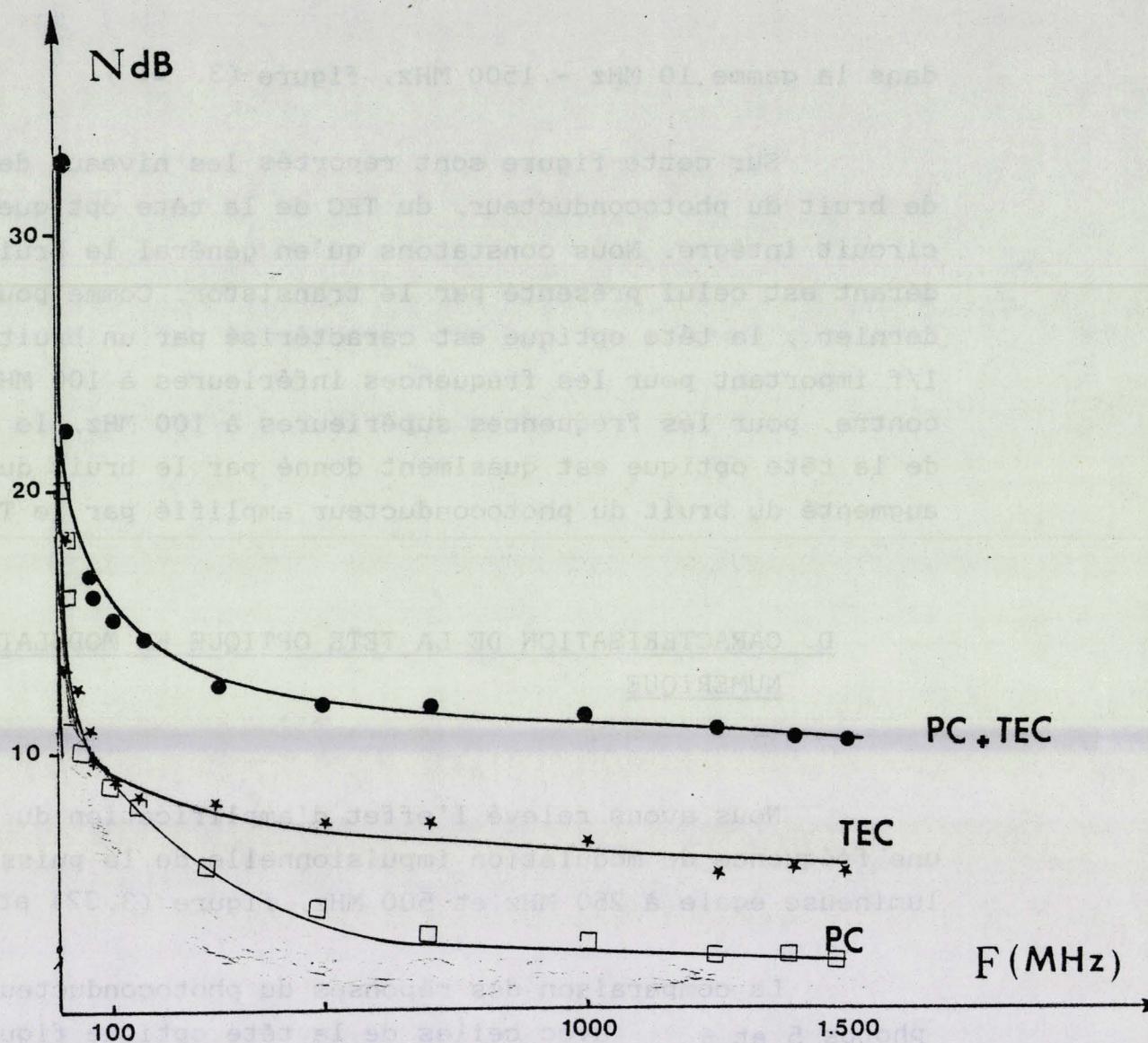


Figure (3.31) : Evolution du bruit en fonction de la fréquence du PC, TEC et la tête optique (PC + TEC), en régime d'obscurité.

( $V_{ds} = 3 \text{ V}$  ;  $V_g = - 2 \text{ V}$ )

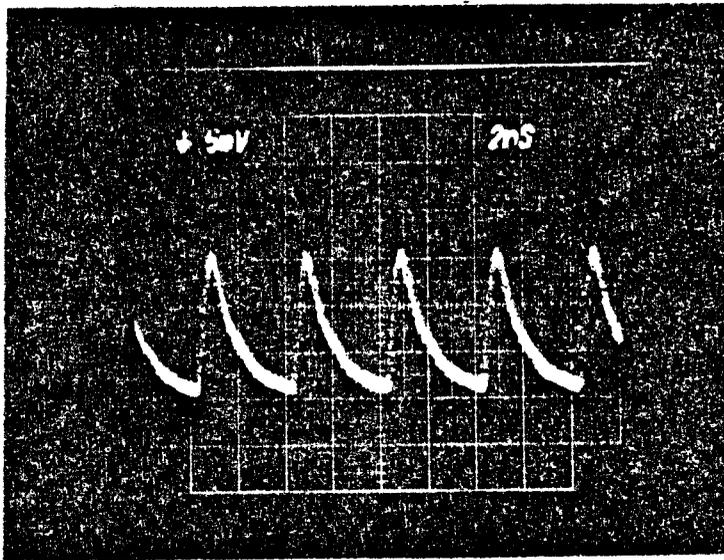


Figure (3. 32) :  $V_{ds} = 3 \text{ V}$   
 $V_g = - 2 \text{ V}$   
 $f = 250 \text{ MHz}$

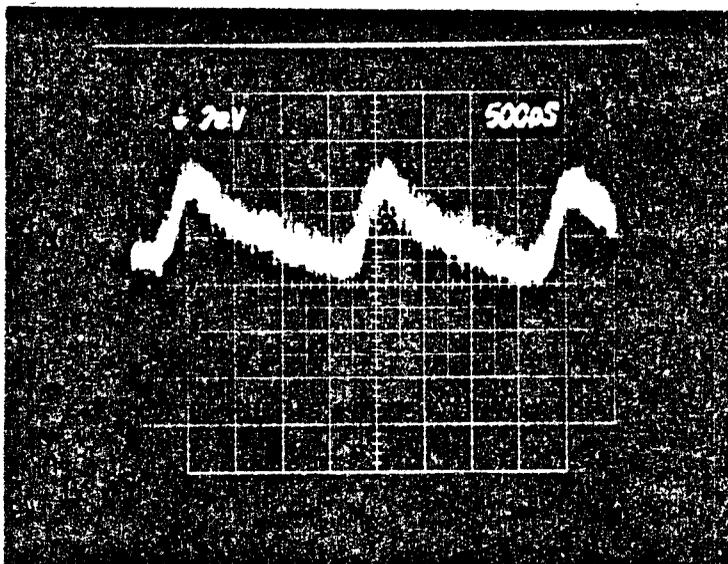


Figure (3. 33) :  $V_{ds} = 3 \text{ V}$   
 $V_g = - 2 \text{ V}$   
 $f = 500 \text{ MHz}$



## E. EVALUATION DE LA PUISSANCE MINIMALE DETECTABLE EN TRANSMISSION NUMERIQUE POUR UN TAUX D'ERREURS DONNE

Le taux d'erreur est un paramètre important caractérisant la qualité de la transmission digitale. Le bruit généré par le récepteur limite, pour un taux d'erreur donné, la puissance optique minimale requise par le récepteur. En d'autres termes, nous allons étudier la détection d'un signal binaire, image du signal origine pour un débit et un taux d'erreurs donnés.

Dans le chapitre 1 (paragraphe 1.C), nous avons donné le schéma synoptique d'un récepteur optique ainsi qu'une description des rôles de chacun de ses éléments.

### E.1. Etude de bruit dans un fonctionnement digital

Nous avons évalué dans le chapitre 2 (paragraphe 2. B2) l'intensité de bruit total à l'entrée du TEC (expression 2.10). Cependant, dans un fonctionnement numérique, l'effet d'interférence entre symboles peut être une source d'erreur pour la décision sur l'état binaire du signal détecté. L'expression de cette grandeur en terme d'intensité de bruit est : (ref. 6)

$$\frac{d\langle I_s f^2 \rangle}{df} = \frac{4qG}{1 + (2\pi f\tau_v)^2} \cdot \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} I_p(t - mT)$$

où  $T$  est la durée d'un bit  
et  $m$  un entier relatif représentant les instants d'échantillonnage ou de décision

Dans ce cas, l'intensité du bruit total en entrée est exprimée par la relation suivante :

$$\frac{d\langle i_{nt}^2 \rangle}{df} = \frac{d\langle i_x^2 \rangle}{df} + \frac{4qG}{1 + (2\pi f\tau_v)^2} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} I_p(t - mT)$$

Le calcul du bruit en sortie dans une bande passante (B) nécessite la connaissance de la fonction de transfert du système  $H_T(f)$ , elle est définie par :

$$H_T(f) = \frac{H_s(f)}{H_e(f)}$$

où  $H_s(f)$  est la transformée de Fourier de signal en sortie  $h_s(t)$

et  $H_e(f)$  celle de la réponse impulsionnelle du photodétecteur  $h_e(t)$

En général, on impose une forme particulière à  $h_s(t)$  : impulsion en "cosinus surélevé", "raised cosinus" selon la terminologie anglo-saxonne, afin de réduire l'effet d'interférence intersymboles aux instants de décision, ref.: 6

Le bruit total en sortie du récepteur est alors :

$$\begin{aligned} \langle i_{nt}^2 \rangle &= \frac{4kTB}{R_r} \cdot I_2 + 2qI_g \cdot B \cdot I_2 + \frac{4kT\Gamma}{g_m} \cdot (2\pi C_{gs})^2 B^2 (BI_3 + I_4) \\ &+ 4qI_p GB (\Sigma_{\downarrow} - I_1) + 4qI_p GB I_{\downarrow} \\ &= \langle i_x^2 \rangle + 4qI_p GB \Sigma_{\downarrow} \end{aligned}$$

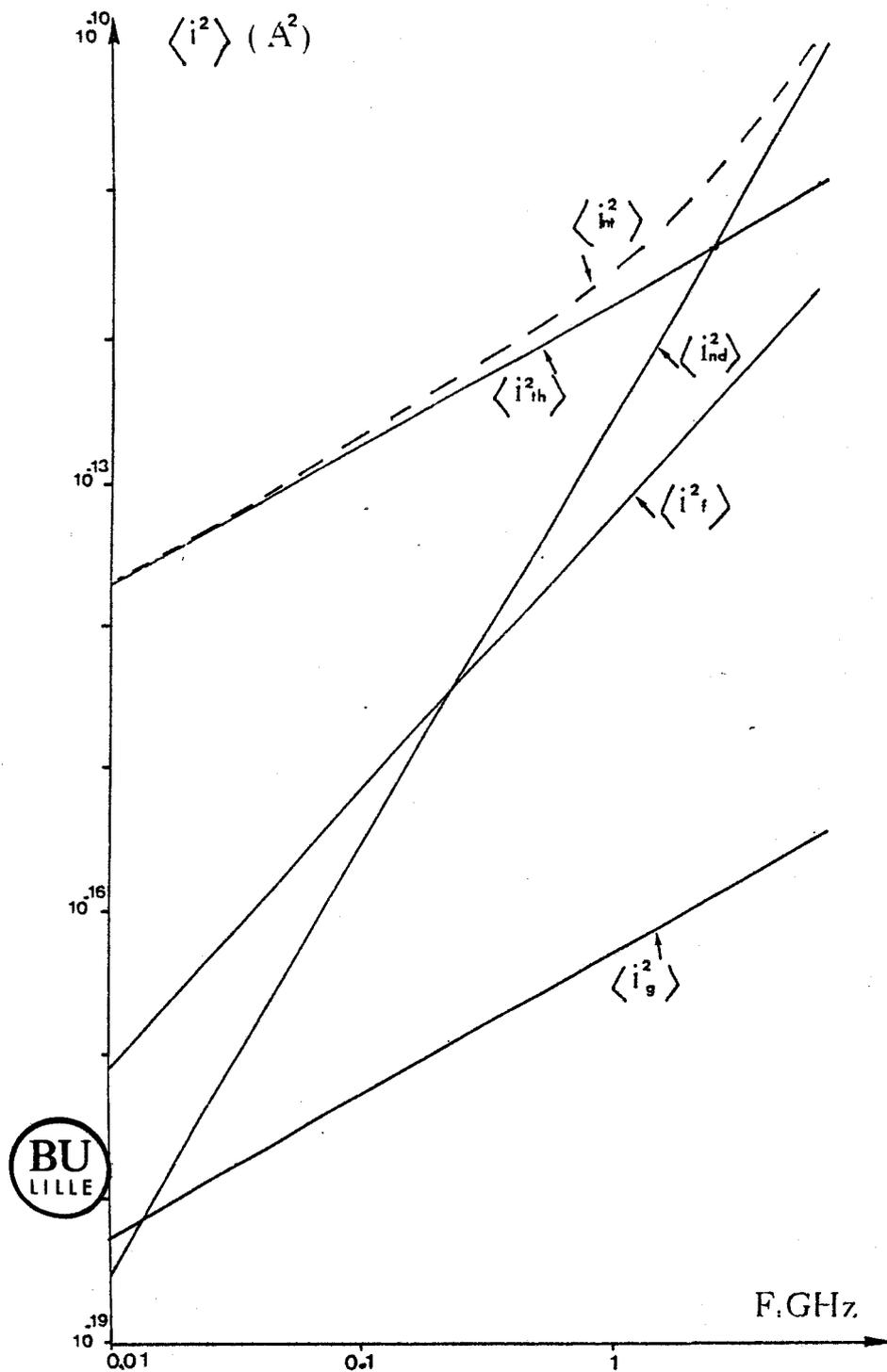


Figure (3. 34) : Intensité des différentes sources de bruit.

ig . bruit dû au courant de fuite de la grille  
 if : bruit en  $1/f$   
 ind : bruit du canal  
 ith : bruit thermique du PC  
 int : bruit total

où  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$ , et  $\sum_1$  sont des intégrales de Transformées définies par Forrest (annexe 2) et dont les valeurs ne dépendent que de la forme de  $h_e(t)$  et de  $h_s(t)$ , l'ensemble de ces valeurs est donné en annexe.2

La figure (3.34) présente la contribution des différentes sources de bruit en fonction de la fréquence de répétition ( $B = \frac{1}{T}$ ) des impulsions lumineuses pour des données qui correspondent au cas particulier de la tête optique que nous avons réalisée et qui sont déduites de nos résultats expérimentaux.

Nous constatons que pour les fréquences inférieures à 5 GHz, le bruit thermique du photoconducteur et de la résistance de polarisation de grille est prépondérant, alors que pour des fréquences supérieures à 5 GHz, le bruit du canal devient dominant.

### E2. Calcul de la puissance minimale détectable

Dans l'hypothèse où le signal de sortie est une variable aléatoire Gaussienne le taux d'erreur ( $P_e$ ) et le rapport signal sur bruit S/B sont reliés par les relations suivantes \* :

$$P_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_Q^{\infty} e^{-x^2/2} dx$$

$$4Q^2 = S/B = \frac{\langle i_s^2 \rangle}{\langle i_{nt}^2 \rangle}$$

avec

$$\langle i_s^2 \rangle = \left( \frac{q \eta \bar{P}}{h \nu} \cdot \langle G \rangle \right)^2$$

\* un calcul détaillé sur la probabilité d'erreur est donné en annexe 2.

### E3. Application au dispositif étudié

Nous avons calculé la puissance optique moyenne minimale en fonction du débit ( $B = -\frac{1}{T}$ ) des impulsions lumineuses figure ( 3.35 ) en tenant compte des différents paramètres qui caractérisent la tête optique intégrée que nous avons réalisée et étudiée. Ces différents paramètres sont regroupés dans le tableau suivant :

$R_p$	$R_T$	G	gm	Cgs	$\Gamma$	fc	Ig
60 $\Omega$	30 $\Omega$	f(frég)	f(freq)	1,7 pf	3dB	100, MHz	50 nA

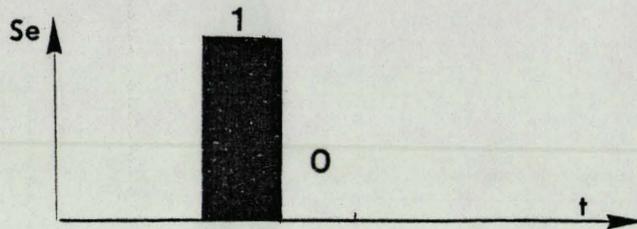
B variant de 10 Mbit/s à 1 Gbit/s.  
Q = 6 pour un taux d'erreurs de  $10^{-9}$ .

Nous constatons que  $\bar{\eta}P$  augmente au fur et à mesure que le débit augmente; nous discuterons un peu plus loin des valeurs de sensibilité obtenues pour cette tête optique

D'un point de vue expérimental, la mesure de la puissance moyenne minimale détectable, en l'occurrence le taux d'erreurs, nécessite l'utilisation d'appareils coûteux comme un générateur de mots pseudo-aleatoire à haut débit, un mesureur de taux d'erreurs, un mesureur de puissance optique ultra-rapide ou un analyseur de spectres de haute gamme.

Cependant, en utilisant une approche simple décrite par Personick, démarche valable dans certaines conditions, notamment lorsqu'on peut considérer que le chevauchement des signaux binaires est négligeable (Réf. : 7) , nous pouvons

et pour un taux d'extinction nul, c'est à dire que la valeur du signal en sortie est nulle, lorsque l'élément binaire "0" est émis, figure ci-dessous



En télécommunication optique, la valeur du taux d'erreur habituellement admis est  $P_e = 10^{-9}$ . Il lui correspond une valeur de  $Q$  égale à 6.

On a donc :

$$\eta \bar{P} = Q \left( \frac{hr}{q} \right) \cdot \frac{1}{G} \left[ \langle i_x^2 \rangle + 16 Q^2 G^2 \sum_1 (\sum_1 - I_1) B^2 \right] + 2hrQ^2 (2(\sum_1 - I_1)) \cdot B \quad (3.10)$$

En général, la part du bruit dû à l'éclairement est négligeable devant le bruit en régime d'obscurité (hypothèse vérifiée expérimentalement).

L'expression (3.10) se simplifie et devient :

$$\eta \bar{P} = Q \left( \frac{hr}{q} \right) \cdot \frac{1}{G} \cdot \langle i_x^2 \rangle^{1/2}$$

Nous constatons que l'augmentation de la sensibilité du photorécepteur passe par l'optimisation du rapport S/B, sujet déjà discuté dans le chapitre 2 (paragraphe 2. B2).

La tension de bruit en sortie est alors donnée par la relation :

$$V_b(\text{rms}) = \sqrt{kT_e R B} \cdot 1.41$$

avec  $R = 50\Omega$

et  $B$  est la bande passante

- Ajuster l'amplitude de l'impulsion lumineuse de façon à obtenir un signal visible en sortie, puis nous relevons le photocourant sur le photoconducteur ( $\Delta I_p$ ) et la tension  $V_s$  en sortie de la tête optique.

Partant des valeurs de  $\Delta I_p$ ,  $V_s$ ,  $V_b$ , nous avons déterminé la puissance minimale détectable  $\eta P$  pour un débit  $B$  égal à 250 Mbit/s et 500 Mbit/s en utilisant les relations

Dans le tableau ci-dessous, nous donnons les résultats déduits de nos données expérimentales et ceux calculés à partir de la relation (3.10). Ils sont comparés à ceux obtenus à Bell Labs par CHEN et al., réf. (8), pour un photoconducteur Ga In As / InP de distance interélectrode égale à 4  $\mu\text{m}$  et dont la résistance d'obscurité est de l'ordre de 350  $\Omega$

	250 M bit/s	500 M bit/s
Expérience	- 26 dBm	- 21 dBm
Calculé	- 27 dBm	- 22,3 dBm
Ga In As / InP	- 36 dBm	
CHEN		
Bell Labs		

Les performances obtenues par notre photorécepteur sont plutôt moyennes et ceci peut être attribué essentiellement à la faible valeur de la résistance d'obscurité du photoconducteur. Dans ce souci, et afin d'optimiser le circuit intégré nous avons calculé la puissance moyenne  $\bar{\eta}P$  pour différentes valeurs de  $R_{obs}$  figure (3. 35) , les autres paramètres étant inchangés et étant ceux de la tête optique précédemment décrite.

Nous constatons à titre d'exemple que pour une valeur  $R_P = 300 \Omega$  une amélioration de plus de 4 dBm de  $\bar{\eta}P$  est obtenue.

BIBLIOGRAPHIE  
CHAPITRE 3

Réf. 1 :

- "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'As Ga. Application à la réalisation d'une tête optique intégrée".  
J.P. VILCOT  
Thèse de 3ème cycle. U.S.T.L. Sept. 1984.

Réf. 2 :

- "Etude de photoconducteurs sur matériaux III - V et possibilités d'applications".  
A. BOYODI.  
Thèse de docteur ingénieur. U.S.T.L. Fev. 1987.

Réf. 3 :

- "Croissance et caractérisation de l'hétérojonction et de structures à puits quantiques Ga In As - InP obtenues par MOCVD".  
M. RAZEGHI.  
Revue technique Thomson CSF. Vol. 16, n° 1, 1984.

Réf. 4 :

- "Temperature effect on high-gain photoconductive detectors".  
J.P. VILCOT and Al.  
Elect Letters. Vol. 20, n° 2. 1984.

Réf. 5 :

- "Recherches sur le bruit de conversion dans les dispositifs hyperfréquences en As Ga".  
A. MIRCEA.  
Rapport de contrat n° 7270551002217501, Fev. 1984.

- "Fluctuation phenomena in semi-conductors".  
A. VAN DER ZIEL. N.Y. ACADEMIC PRESS, 1959.
- "Study of 1/f noise in N. MOSFET'S".  
THOMAS Y.  
IEEE TRANS ED. Vol. 32, n° 12, 1985.

Réf. 6 :

- "The sensitivity of Photoconductor Receivers for long-wavelength Optical Communications".  
S.R. FORREST.  
J.L.T., vol LT-3, n° 2, Ap. 1985.

Réf. 7 :

- "Optical Fiber Transmission Systems".  
S.D. PERSONICK.  
Plenum Press, New-York, 1981.

Réf. 8 :

- "Bit Rate Dependence of Receiver Sensitivities in  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  Photoconductive Detectors".  
C.Y CHEN and Al.  
Elect. Letters Vol. 21, n° 7, 1985.
- "Optical detectors : three contenders".  
S.R. FORREST.  
IEEE SPECTRUM, Vol 23, n° 5, 1986.

Réf. 9 :

- "A planar In Ga As PIN/JPET Fiber Optic Detecto"  
KIYOSHI OHNAKA and Al.  
IEEE J. QE, Vol. 21, n° 8, August 1985.

## INTRODUCTION

Dans le chapitre (3), nous avons étudié les performances associées à la tête optique que nous avons réalisée.

Après avoir étudié les propriétés de photodétection en régime statique et en régime dynamique ainsi que le bruit, nous avons tenté d'évaluer les puissances optiques minimales détectables dans une utilisation en télécommunication optique en fonction du débit d'information.

Il apparait que pour des débits inférieurs à 5 GHz, les limites proviennent essentiellement du photoconducteur et de la valeur de la résistance de polarisation de grille. En particulier pour améliorer cette sensibilité, il convient d'augmenter la résistance d'obscurité du photodétecteur.

C'est pourquoi nous proposons dans ce chapitre, une nouvelle structure de la tête optique pour laquelle la valeur de la résistance d'obscurité est plus importante, les autres caractéristiques (du TEC) étant semblables, de manière à ne voir que l'effet de la résistance d'obscurité du photoconducteur.

L'objet de ce chapitre est de présenter la nouvelle structure de la tête optique, la technologie de réalisation et quelques performances obtenues.

## 1. NOUVELLE STRUCTURE DE LA TETE OPTIQUE

L'objet de cette partie est de présenter la nouvelle structure de la tête optique retenue afin d'améliorer ses performances en sensibilité. Nous avons montré au chapitre 3, paragraphe (E.3) que l'optimisation du dispositif passe avant tout par l'augmentation de la résistance du photoconducteur. Le cahier des charges que nous avons alors retenu est le suivant :

- 1° Augmenter la résistance d'obscurité du PC
- 2° Conserver les mêmes performances du TEC
- 3° Conserver la structure géométrique du dispositif

Pour satisfaire ces trois critères, l'idée que nous avons adoptée est de déposer le  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  nécessaire à la photodétection sur une couche de Ga As non intentionnellement dopée (nid) couche Tampon. Dans ce but, nous avons réalisé une attaque préalable dans l'épitanie de Ga As en forme de caissons, ces derniers correspondent à l'emplacement des PC Ga In As.

La structure des couches est présentée figure (4. 1).

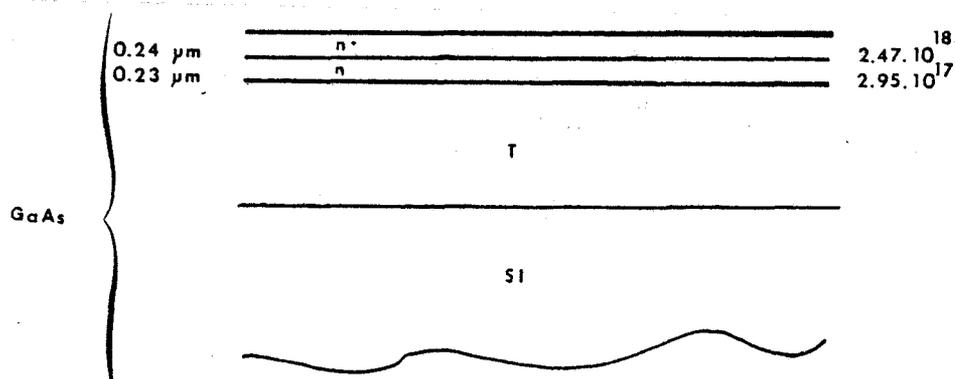
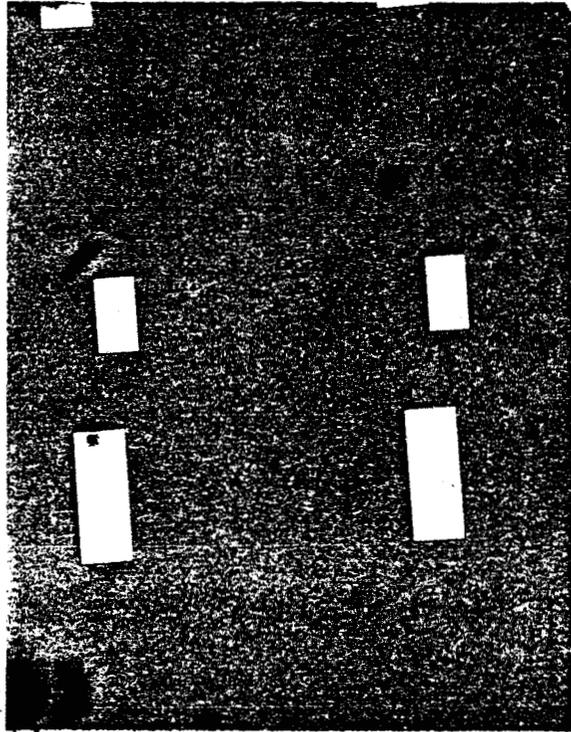


Figure (4. 1)



Masque n°0

## A. REALISATION TECHNOLOGIQUE

La différence essentielle entre cette tête optique et celle présentée au chapitre 2 concerne la réalisation préalable de caisson.

Avant de présenter le processus technologique de la tête optique proprement dit, nous décrirons tout d'abord l'étape correspondant à l'obtention des caissons.

### A1. Les caissons

Masque n° 0 : ce masque a été rajouté sans aucune modification des masques cités au chapitre 2.

L'attaque a été effectuée par usinage ionique, la profondeur du caisson est de l'ordre de  $1,1 \mu\text{m}$  figure (4.2). La photographie n° 1 représente une vue du caisson réalisé.

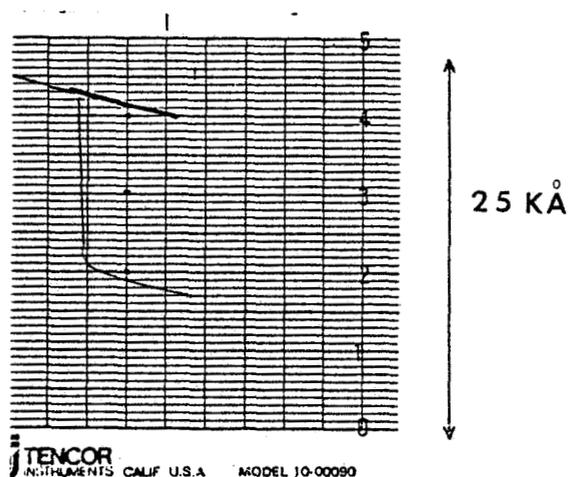
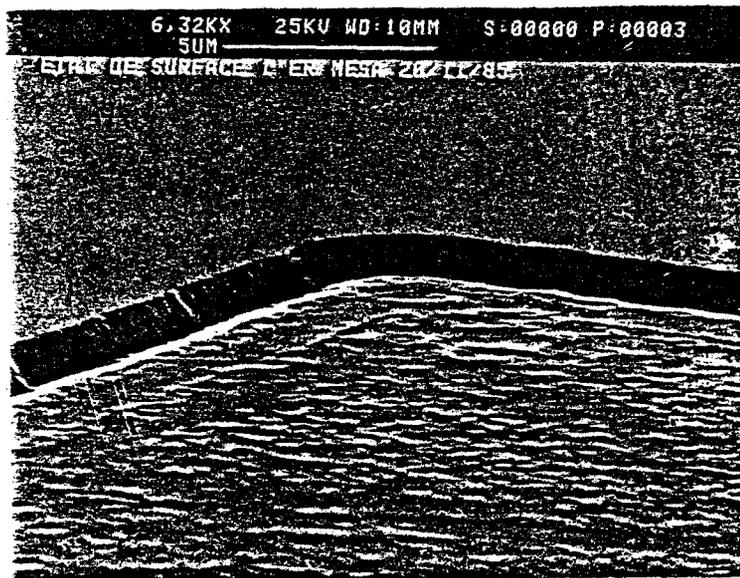


Figure (4. 2) : Profondeur du caisson ( $\alpha$ . step)



Photographie n° 1 : Une vue du caisson

Une croissance de  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  (nid) résiduel de type (n) est ensuite effectuée par LP - MOCVD sur l'épitaxie de Ga As pourvue de ces caissons. L'épaisseur de Ga In As souhaitée est de l'ordre de  $1\ \mu\text{m}$  de manière à obtenir :

- Après attaque de Ga In As non utile, une structure quasi-planar
- Une épaisseur de Ga In As (nid) qui soit proche de la profondeur de pénétration

A l'issue de cette croissance, la succession des couches est présentée figure (4. 3a). Comme pour la tête précédente, la grande difficulté consiste à contrôler l'attaque du Ga In As non utile, la méthode adoptée est identique à la méthode utilisée pour le dispositif précédent et consiste à relever progressivement au cours de l'attaque les valeurs de la résistance d'obscurité d'un photoconducteur de contrôle. La figure (4. 3b) schématise le résultat après l'attaque de Ga In As.

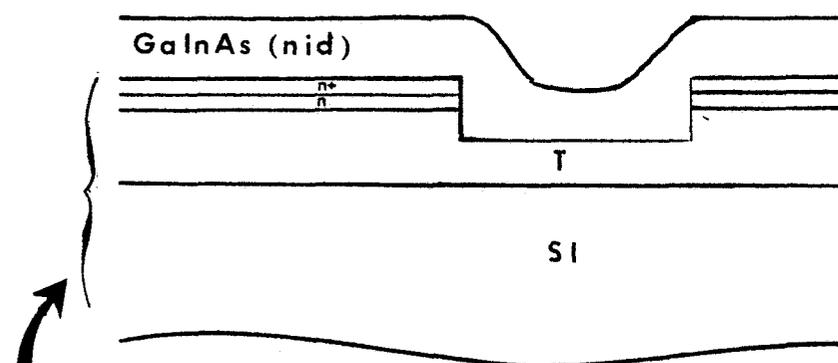


Figure (4. 3a)

Epitaxie AsGa  
pour  
TEC

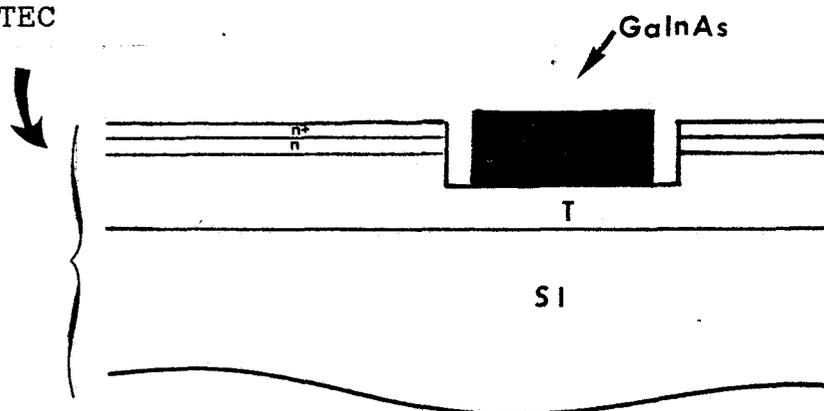


Figure (4. 3b)

A la fin de cette première opération qui est le mesa de dégagement des photoconducteurs nous avons pu constater que la hauteur d'attaque nécessaire pour atteindre la couche de Ga As ( $n^+$ ) est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$ , figure (4. 4).

Ce résultat signifie que l'épaisseur de Ga In As déposé dans les caissons est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$ , alors que les conditions de croissances ont été choisies de manière à obtenir une épaisseur de  $1 \mu\text{m}$  (Réf. : 1).

On peut donc se demander si la présence des caissons ne modifie pas dans une certaine mesure, la vitesse de

croissance du Ga In AS, la présence de ces creux jouant en quelque sorte le rôle de pièges ou de freins pour les différents gaz permettant la croissance du Ga In As.

On peut également noter que la méthode adoptée pour le contrôle de l'attaque a permis de retrouver avec une bonne précision (300 - 400 Å) la profondeur initiale du caisson.

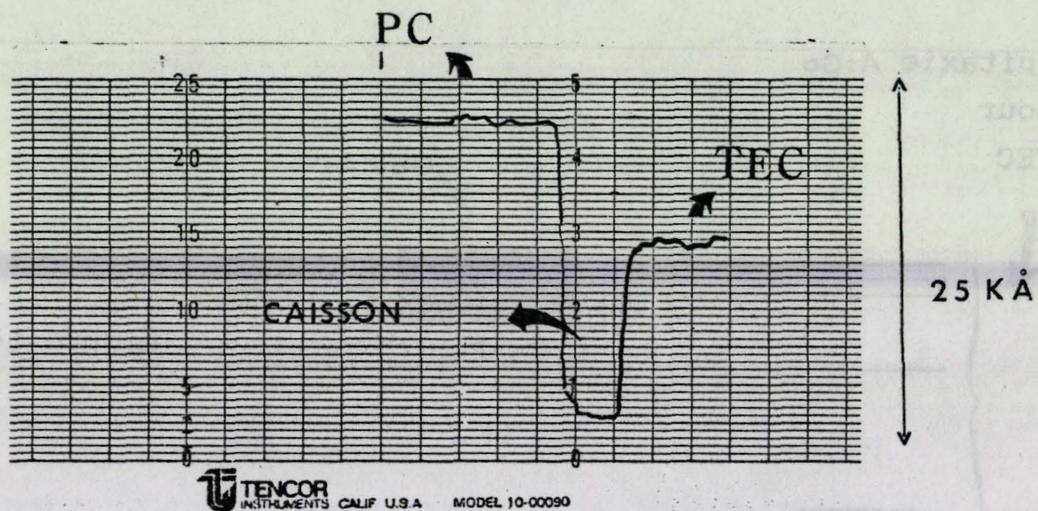


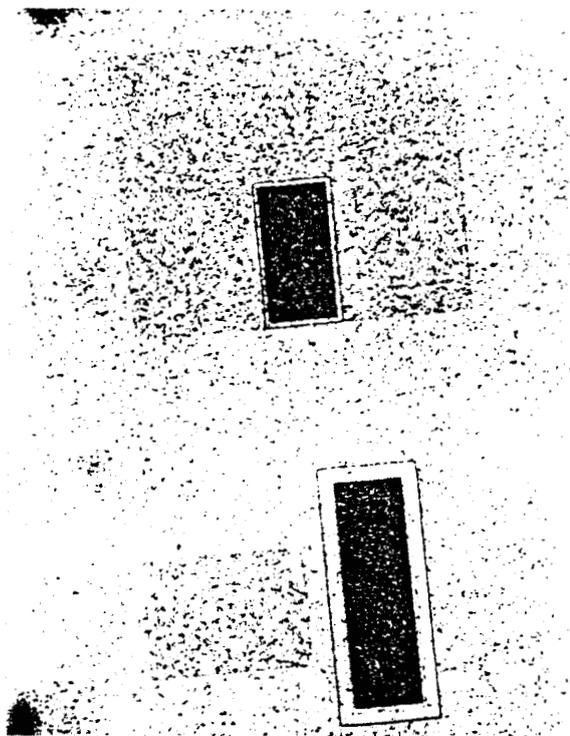
Figure (4. 4) : Mesure de la profondeur d'attaque après le mesa de dégagement des photoconducteurs.

Rappelons que les différentes étapes de réalisation technologique sont tout à fait comparables à celles décrites au chapitre 2. Elles sont cependant augmentées d'une difficulté qui est la présence du photoconducteur Ga In As dans le caisson de Ga As.

Par conséquent nous ne présenterons pas ces différentes opérations en détail puisque les masques et les processus technologiques sont rigoureusement les mêmes que ceux présentés au chapitre 2. Nous présenterons cependant quelques aspects du composant et quelques caractéristiques fondamentales obtenues à l'issue de ces différentes opérations que nous donnons maintenant.

### A2. Mesa d'isolement électrique

La photographie n° 2 représente l'aspect du composant à l'issue de cette opération.



Photographie n° 2

Là encore, il apparaît trois zones distinctes (cf chapitre 2) :

- une zone sombre qui correspond au Ga In As
- une zone beaucoup moins sombre que celle que nous avons obtenue lors de la réalisation de la première tête, photo. (2.1). La présence des traces de Ga In As est moins nette que dans le cas de la tête précédente. On peut donc se demander si nous n'avons pas attaqué légèrement la couche de Ga As ( $n^+$ ). Cette hypothèse sera confirmée lors du dépôt des contacts ohmiques.
- une zone claire qui correspond au Ga As Tampon

### A3. Contacts ohmiques

Après le dépôt des contacts ohmiques (opération identique à celle décrite au chapitre 2), nous avons relevé sous pointes la caractéristique  $I(V)$  du TEC de Test ( $150 \mu\text{m}$ ) et celle du photoconducteur, figures (4. 5) et (4. 6).

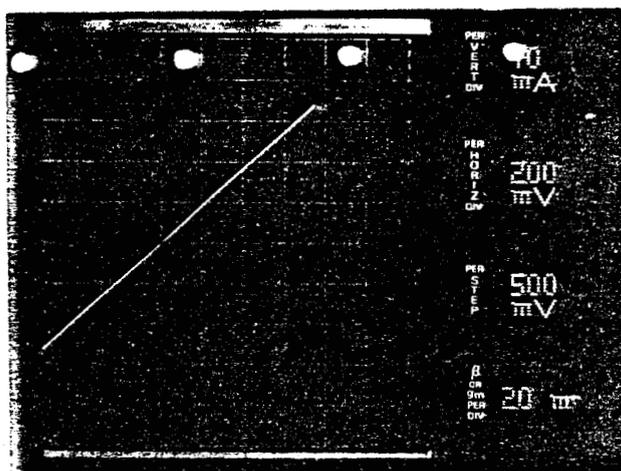


Figure (4. 5) : Caractéristique  $I(V)$  du TEC ( $150 \mu\text{m}$ ) après dépôt des contacts ohmiques.

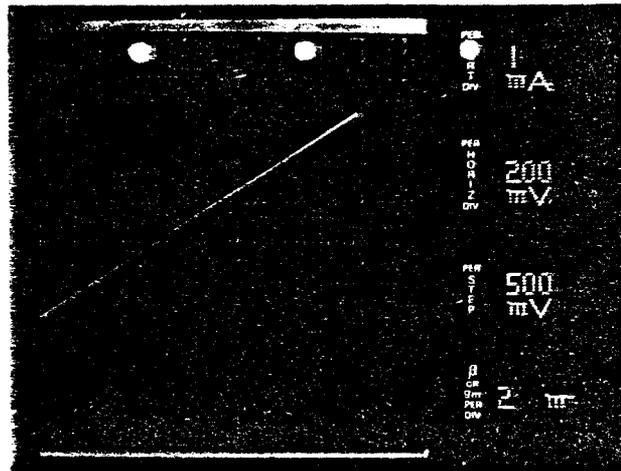


Figure (4. 6) : Caractéristique I(V) du PC (20  $\mu\text{m}$ ).

On remarque que :

- les contacts sont bien ohmiques pour les deux éléments
- la valeur de la résistance d'obscurité du PC (20  $\mu\text{m}$ ) est de 300  $\Omega$  .

Par contre, la valeur de la résistance du TEC 150  $\mu\text{m}$  est de 20  $\Omega$  , ce qui correspond à une valeur de résistance de matériau Ga As ( $n^+$ ) et Ga As (n) de l'ordre de 15  $\Omega$  . Dans ces cas, nous avons donc attaqué approximativement les 3/4 de la couche ( $n^+$ ) de Ga As.

Ce résultat peut être expliqué en termes de non uniformité de l'épaisseur de la couche de Ga In As déposée à cause de l'existence des caissons.

#### A4. Recess et dépôt de la grille

Nous avons utilisé la même méthode de contrôle que celle décrite au chapitre 2, paragraphe (C.4), qui consiste à suivre l'évolution du courant de saturation  $I_{DSS}$  en fonction de la profondeur d'attaque de la couche (n) de Ga As de manière à obtenir la valeur de la tension de pincement souhaitée.

#### A5. Dépôt et gravure du polyimide

L'opération est identique à celle décrite au chapitre 2.

#### A6. Métallisation

La figure (4. 7) représente le réseau de caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{ds})$  de la tête optique.

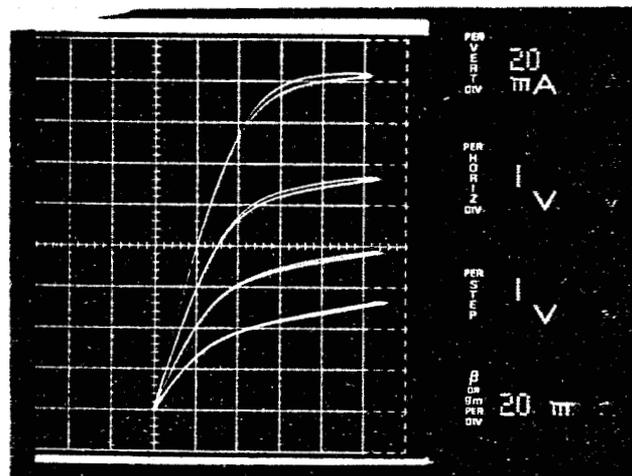


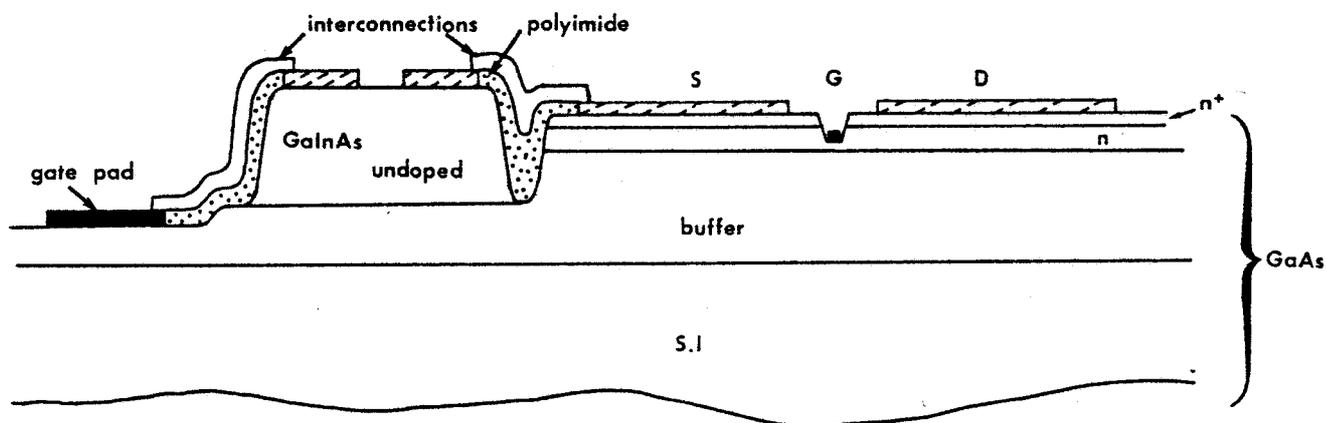
Figure (4. 7) : Réseau de caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{ds})$  de la tête optique.

Nous constatons que la transconductance statique est moins élevée que celle obtenue pour la première tête optique. Le pincement ne peut être atteint à cause de la résistance ( $300 \Omega$ ) du photoconducteur (entre la grille et la source).

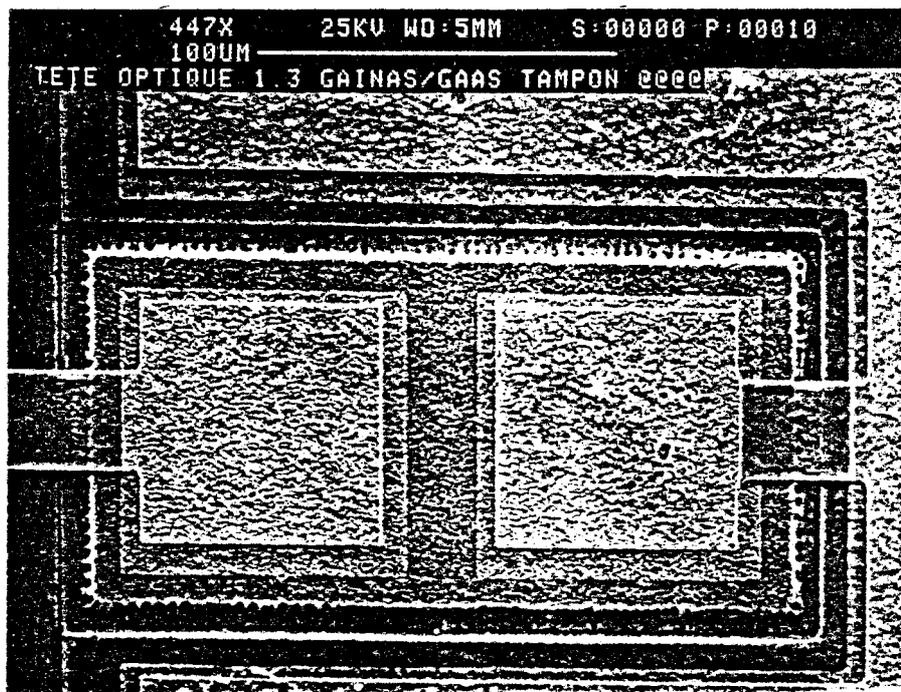
Bien que les résultats obtenus relatifs au TEC soient plus modestes que ceux de la tête précédente, ils montrent cependant la faisabilité de ce dispositif.

#### A7. Aspect du composant "technologie terminée"

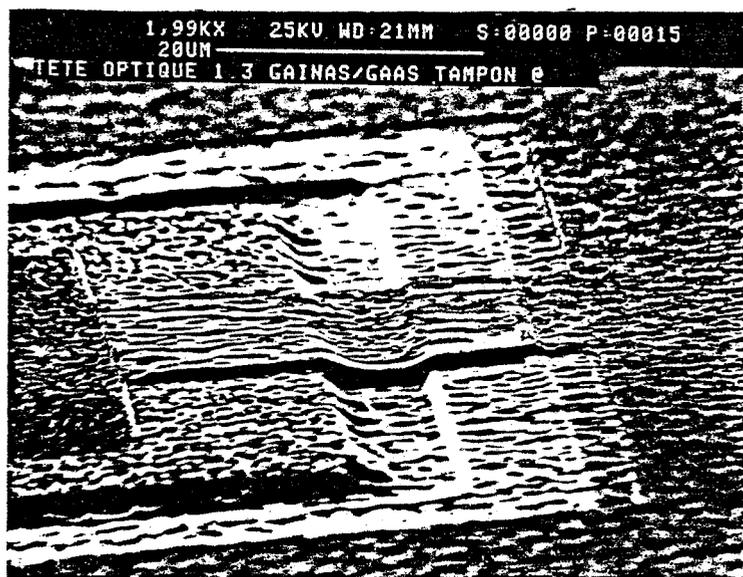
Nous montrerons surtout les détails du photoconducteur dans le caisson et de ses connexions avec le TEC.



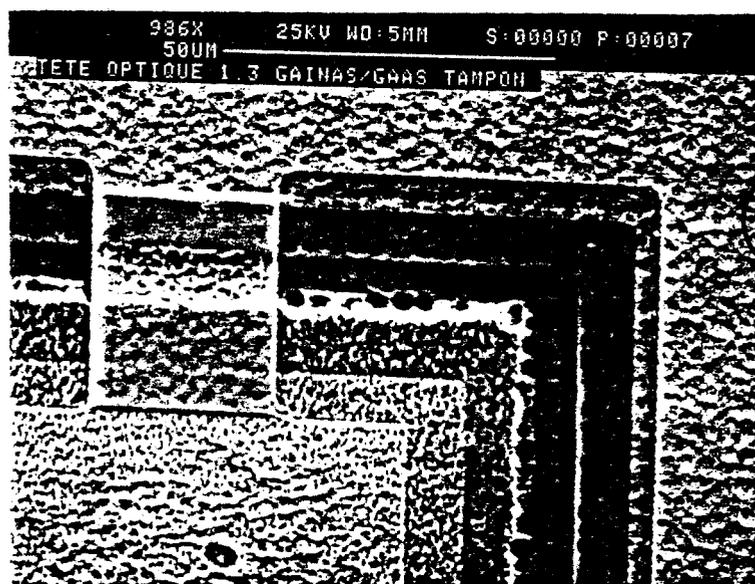
Vue schématique du circuit terminé



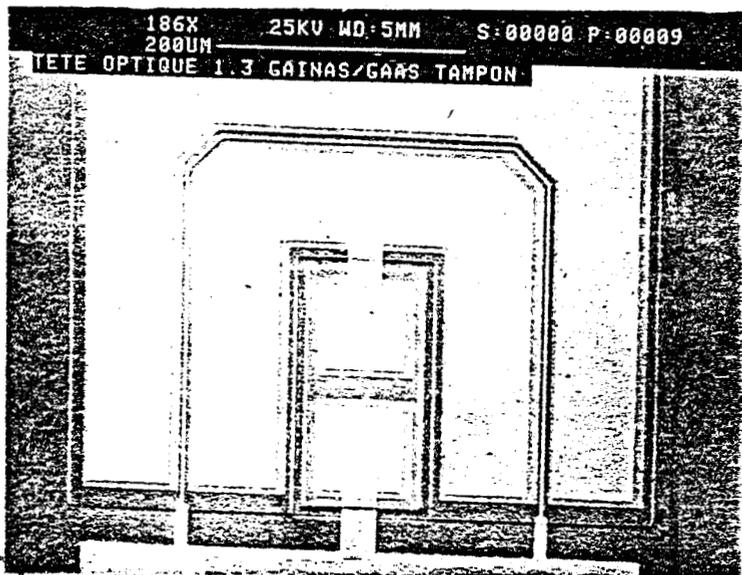
Le photoconducteur dans le caisson



Détail d'une connexion (vers la grille)



Détail d'une connexion (vers la source)



### La tête optique

Le premier objectif que nous nous sommes fixé dans cette étude est d'augmenter la résistance d'obscurité du PC. Nous remarquons que sa valeur ( $300 \Omega$ ) est approximativement cinq fois plus forte que celle obtenue sur le PC de la tête précédente.

Nous avons voulu vérifier que cette valeur de résistance n'est pas due à une faible valeur de mobilité des électrons dans la couche de Ga In As. Des mesures de mobilité ont été effectuées directement sur le PC par la méthode de magnétorésistance. Les résultats sont exposés figure (4. 8). On remarque qu'elle est de l'ordre de  $6300 \text{ cm}^2/\text{V/s}$  à la température ambiante, valeur plus faible que celle obtenue par croissance de Ga In As sur InP (Réf. : 2) mais qui cependant peut être considérée très satisfaisante puisqu'il s'agit d'un matériau contraint. Compte tenu de cette valeur de mobilité et des dimensions du PC (épaisseur de couche, distance interélectrode) le dopage apparent de la couche de Ga In As est de l'ordre de  $4 \cdot 10^{15} \text{ atomes/cm}^3$ , valeur qui n'est

pas incompatible avec ce qu'on pouvait espérer avec ce réacteur (Réf. : 1 ). Ce résultat montre que le premier objectif est atteint. Il s'agit maintenant d'étudier les performances du PC en photodétection.

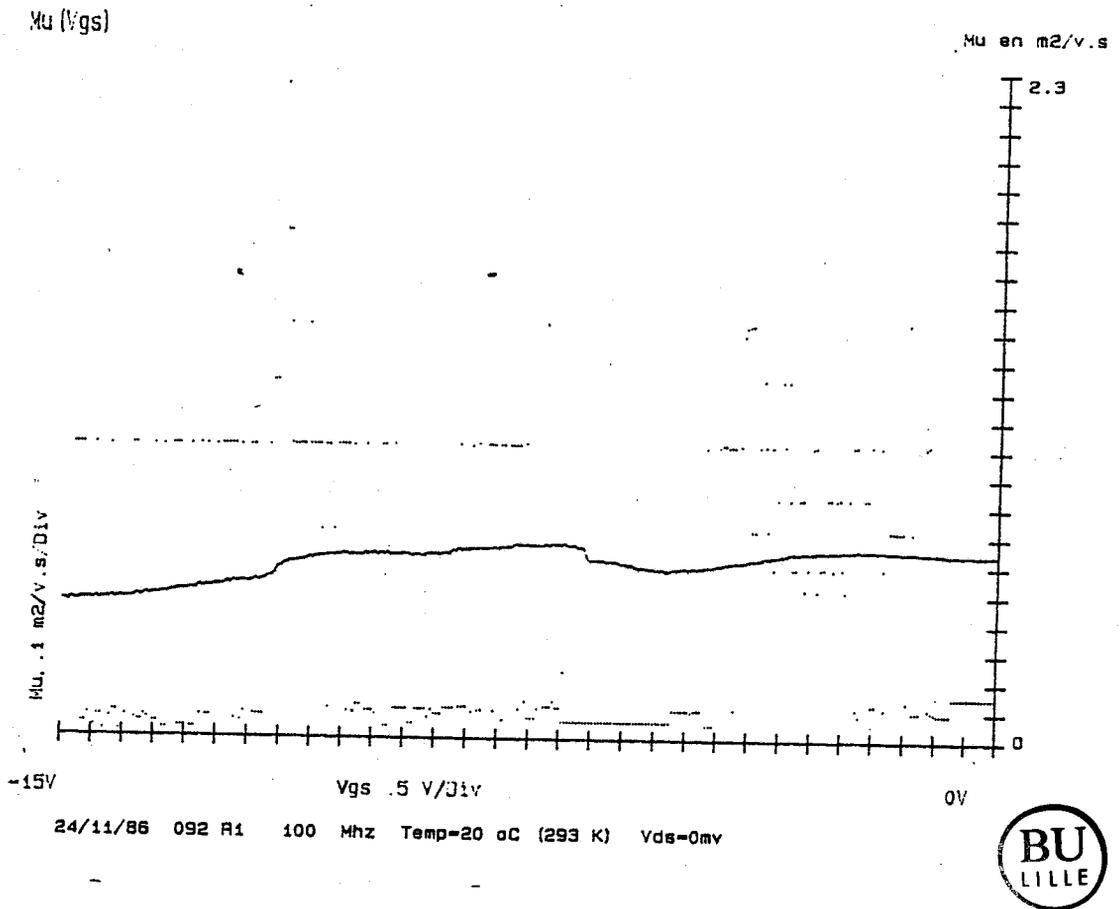


Figure (4. 8) : Mobilité  $\mu = f(V_{ds})$  par magnétorésistance  
 $T = 293^\circ \text{ K}$

## 2. RESULTATS EXPERIMENTAUX EN PHOTODETECTION

### A. PHOTONDUCTEUR SEUL

#### A1. Gain statique en fonction de la tension de polarisation

Des résultats typiques sont présentés figure (4.9). Ils montrent comme pour tous les PC que ce gain est d'autant plus élevé que la tension de polarisation est plus grande, correspondant au temps de transit des porteurs dans la structure (cf chapitre 3). On constate également que ce gain est d'autant plus élevé que la puissance lumineuse est plus faible, résultat compatible avec une modification de la durée de vie des paires "électron-trou". Là aussi ce résultat a été observé systématiquement pour des PC planaires sur matériau III.V, ainsi que sur le PC que nous avons réalisé pour la tête précédente; ces deux résultats ne sont donc pas surprenants. Mais on constate surtout figure (4.9) que pour la même tension de polarisation et à puissance lumineuse pratiquement identique, les gains obtenus avec ce PC sont voisins des gains obtenus avec le PC de la tête précédente.

Puisque ces deux type de PC sont tels que l'un est caractérisé par une interface Ga In As / Ga As (Tampon) et l'autre caractérisé par une interface Ga In AS / Ga As ( $n^+$ ) ils doivent conduire, dans l'hypothèse où il n'y a pas de défauts d'interface, à des structures de bandes différentes au voisinage de l'interface.

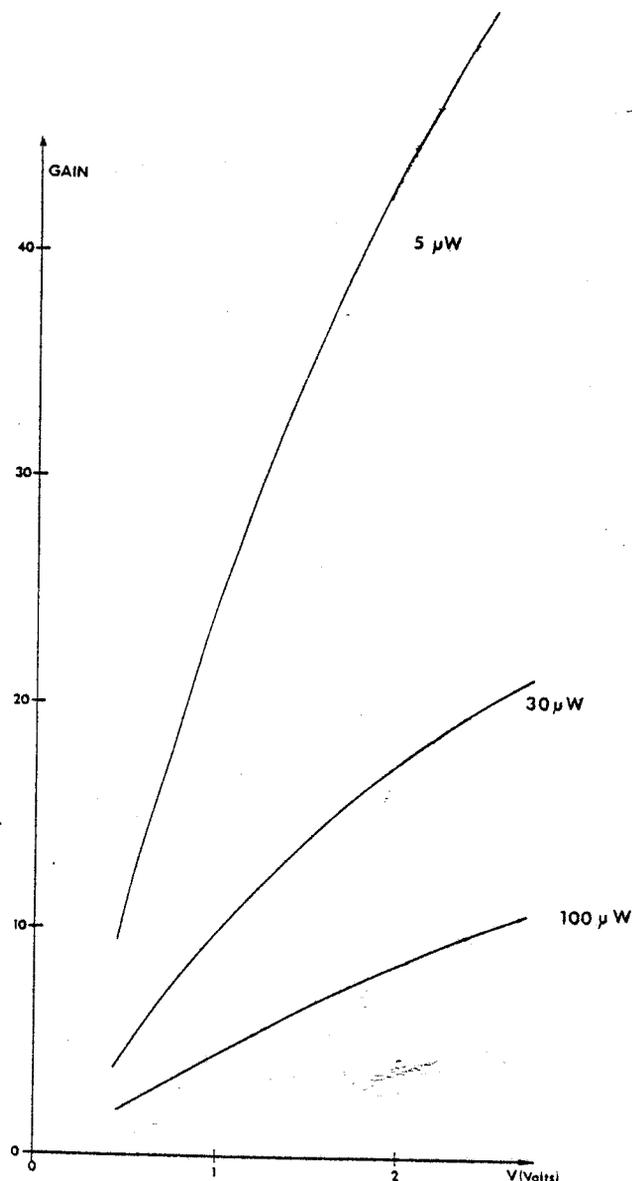


Figure (4. 9) : Evolution du gain statique en fonction de la tension de polarisation.

Les durées de vie des paires "électron-trou" et par conséquent les gains, doivent donc être différents puisque dans cette hypothèse, il y aurait modification de la séparation géométrique des paires "électron-trou" à l'interface. Le résultat que nous obtenons conforte donc l'idée selon laquelle le mécanisme de piégeage n'est pas un mécanisme d'interface pur.

Plusieurs possibilités peuvent donc être envisagées : un mécanisme de piégeage en surface, un mécanisme lié à la présence de défauts à l'interface Ga In As - Ga As dû à la

différence des mailles cristallines ou une combinaison de ces deux mécanismes.

Puisque les calculs de gain effectués au chapitre 3, dans l'hypothèse d'un phénomène de piégeage en surface, conduisent à des valeurs comparables aux résultats expérimentaux obtenus avec le PC de la tête précédente mais aussi avec ce PC (les valeurs de gain sont très voisines), le phénomène de surface semble prépondérant.

Il faut cependant vérifier que cet accord de gain soit obtenu non seulement quelle que soit la puissance lumineuse, mais également quelle que soit la température du dispositif. C'est pourquoi nous avons également mené des mesures de gain à une tension de polarisation égale à 2 V pour plusieurs puissances lumineuses.

#### A2. Gain en fonction de la température

Les résultats expérimentaux sont présentés figure (4. 10). Aux erreurs expérimentales près, les résultats obtenus avec ce photoconducteur et ceux obtenus avec le PC de la tête précédente sont voisins. Les quelques différences observées (gain plus élevé) pourraient être dues à une épaisseur de Ga In As plus importante pour ce PC (2  $\mu\text{m}$  au lieu de 1  $\mu\text{m}$ ) ainsi que nous l'avons déjà mentionné lors de la réalisation technologique de ce dispositif.

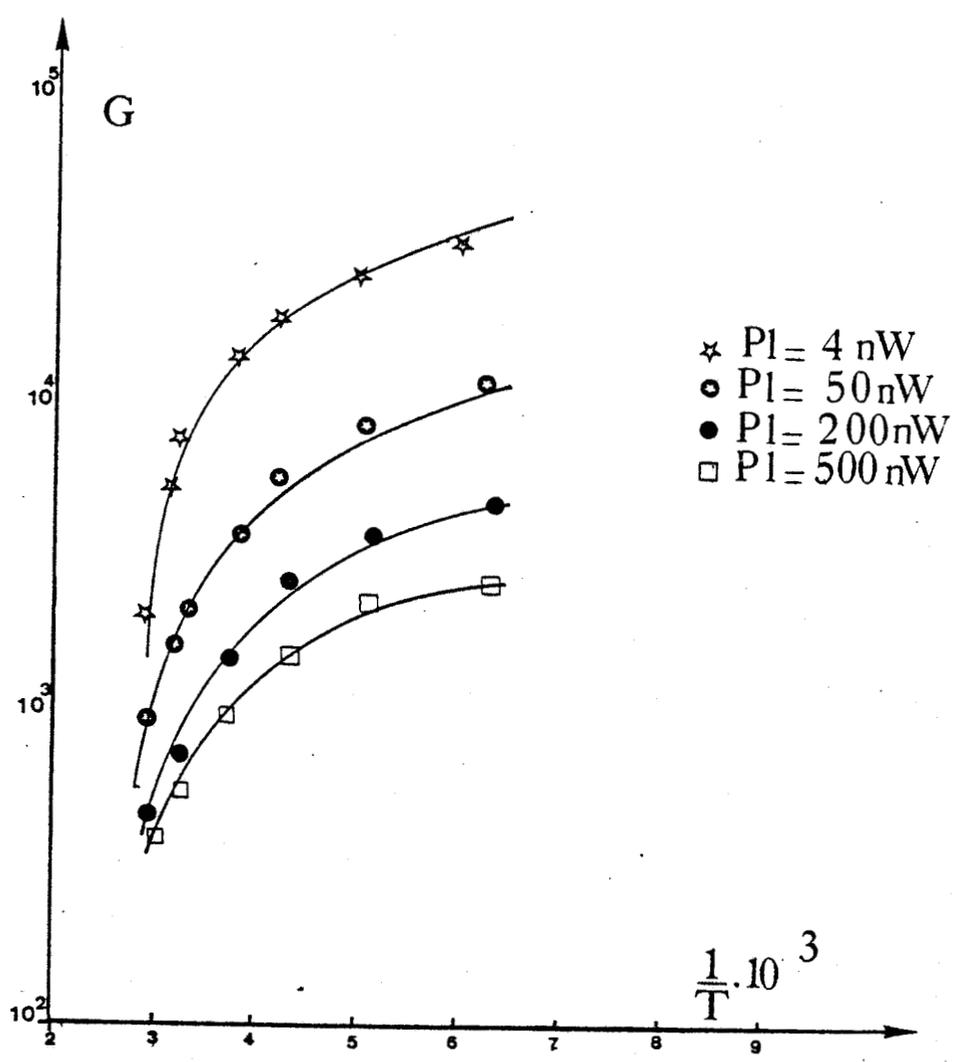


Figure (4. 10) : Gain en fonction de la température.  
Vds = 2 volts

Ces mesures de gains en fonction de la température semblent confirmer une fois de plus l'hypothèse selon laquelle le mécanisme de piégeage en surface serait prépondérant. Une autre confirmation de l'hypothèse pourrait être donnée en comparant les gains expérimentaux à ceux obtenus avec des photoconducteurs dont la couche active de Ga In As a été épitaxiée par une croissance en accord de mailles sur un substrat d'InP semi-isolant.

La comparaison présentée tableau (4. 1) montre que les deux types de gain sont de même ordre de grandeur.

Il ne faut cependant considérer qu'avec précaution cette hypothèse selon laquelle les mécanismes de surface seraient prépondérants, dans la mesure où notre analyse expérimentale est relativement partielle et où d'autres mécanismes peuvent être plus ou moins importants, en particulier ceux liés aux défauts dus à la contrainte qui est fonction de la qualité de la croissance.

PC	Go		
GaInAs/InP	P <sub>i</sub> = 70 nW	P <sub>i</sub> = 7 nW	
	<u>1800</u>	<u>5000</u>	
GaInAs/GaAs	P <sub>i</sub> = 50 nW	P <sub>i</sub> = 4 nW	
	<u>1500</u>	<u>6000</u>	

tableau (4. 11) : Gains statiques.

$$V_{ds} = 2 \text{ V}$$

Il faut également rappeler que les résultats expérimentaux obtenus sur Ga In As / InP ont conduit à une valeur de potentiel de surface égale à 0,21 eV (Réf. : 3 ). Cette valeur est très voisine de celle que nous avons admise (0,25 eV) pour interpréter les gains relevés avec les photoconducteurs sur hétéroépitaxies Ga In As / Ga As.

### A3. Gain dynamique

Le gain dynamique du PC est présenté figure (4. 12), il a été obtenu par modulation d'un laser à semiconducteur (cf chapitre 1).

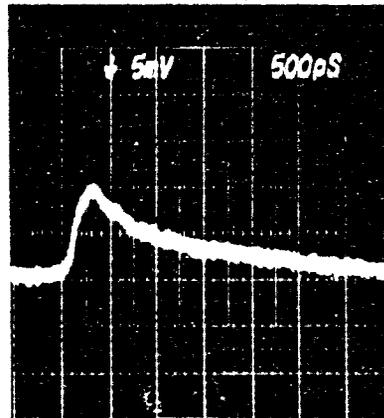


Figure (4. 13) : Réponse impulsionnelle du PC

$V_p = 2$  volts



#### A4. Réponse impulsionnelle

Elle est présentée figure (4. 13) pour une tension de polarisation de 2 volt. Elle est caractérisée par un temps de décroissance de ( $\tau$ ) compatible à celui qu'on peut calculer à l'aide de l'expression (1.6) , (cf tableau ci-dessous).

MESURE  
 $\approx 3 \text{ ns}$

CALCULE  
 4 ns

$$P_L = 10 \mu\text{W}$$

Comme pour le dispositif précédent, on constate que ces temps de réponses sont de l'ordre de 3 ns . Ce résultat laisse penser que ce PC pourrait être relativement intéressant pour une application où le débit d'informations est de l'ordre du G bit/s.

#### A5. Bruit d'obscurité

Le bruit d'obscurité du dispositif a été relevé dans la gamme 10 MHz - 1500 MHz pour différentes tensions de polarisation. Les résultats sont présentés figure (4. 14).

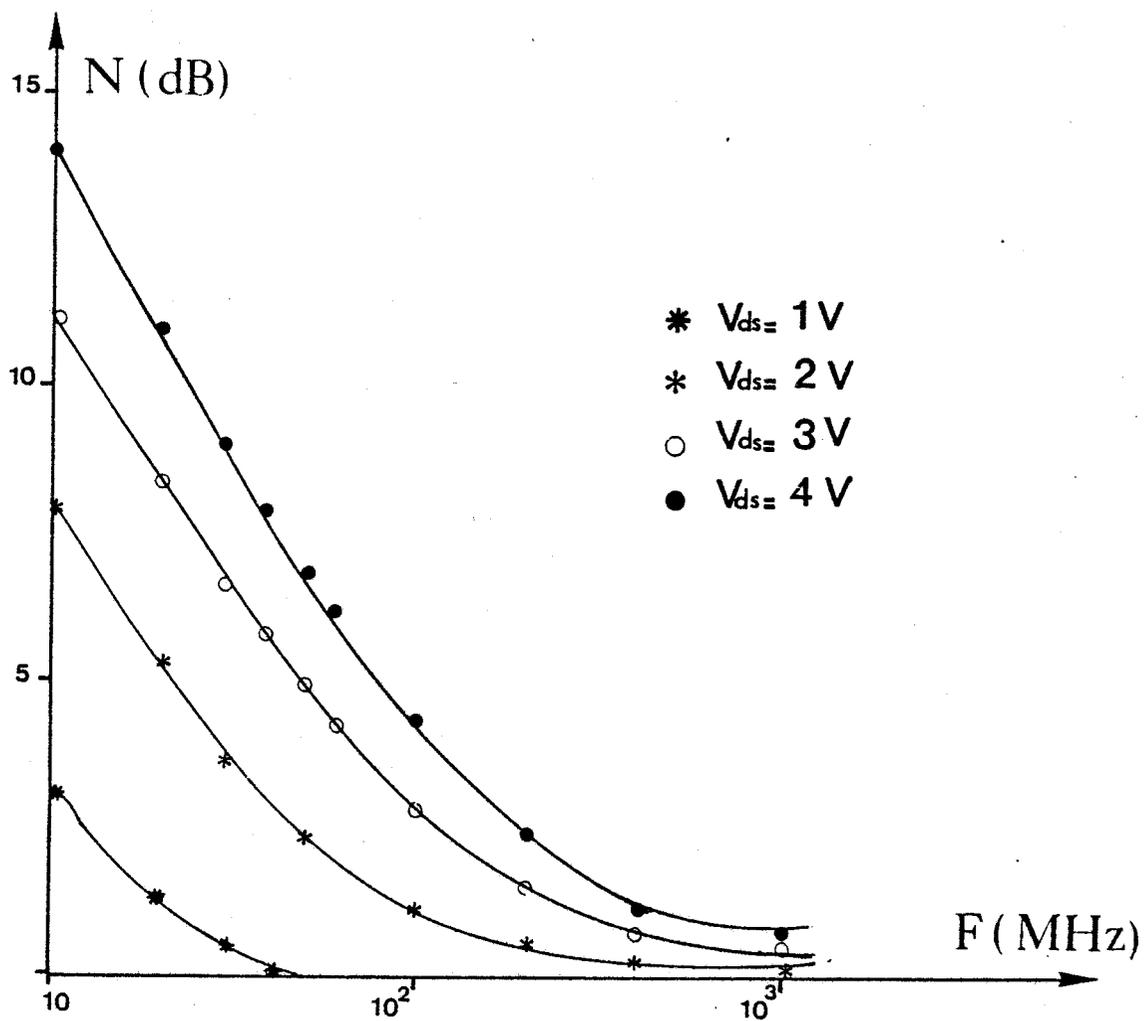


Figure (4.14) : Bruit en fonction de la fréquence pour différentes tensions de polarisation, en régime d'obscurité.



On constate que les courbes de variations du niveau de bruit en fonction de la fréquence sont comparables à celles obtenues avec d'autres PC et en particulier à celui de la tête précédente.

Ce comportement est en effet caractérisé par un bruit en  $1/f$  dominant pour les fréquences inférieures à 100 MHz et qui disparaît pour les fréquences supérieures. Dans ce cas, le bruit dominant est le bruit thermique de la résistante d'obscurité du PC.

Il faut cependant noter que à tension de polarisation égale, le bruit en  $1/f$  de ce PC est plus faible que celui obtenu dans la réalisation précédente. Ce résultat est probablement dû à une diminution du courant d'obscurité du PC. En effet si l'on admet, comme pour le PC de la tête précédente, que le niveau de bruit basses fréquences observé est lié à un phénomène de génération-recombinaison et que ce phénomène est simple, une expression déjà proposée dans le chapitre 3, paragraphe (1'),

$$\langle i^2 \rangle = \left[ \frac{I_0^e}{N} \cdot \frac{\tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} \cdot \frac{N_T}{N} \right] \quad (4.1)$$

où

$N_T$  représente la quantité de pièges en surface ou à l'interface  
 $N$  représente le nombre de porteurs susceptibles de participer à la conduction, montre que le niveau de bruit est

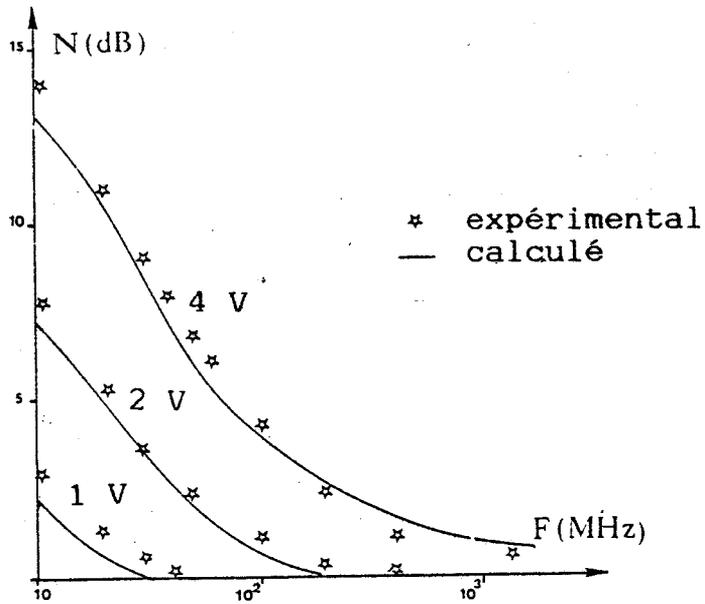


Figure (4. 15) : Bruit en fonction de la fréquence et pour différentes tensions de polarisation.

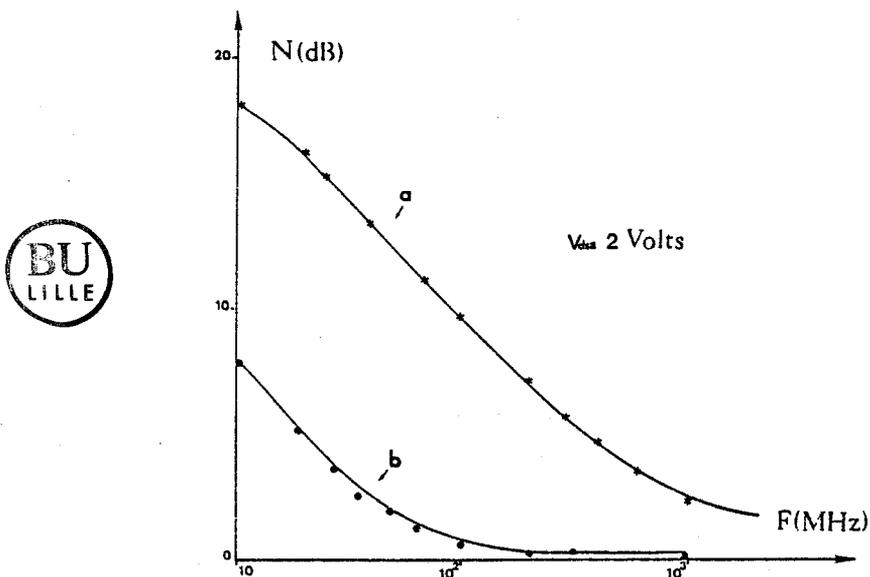


Figure (4. 15★) : Bruit en fonction de la fréquence.

- a : PC de la première tête optique
- b : PC de la deuxième tête optique

proportionnel au courant d'obscurité ( $I_0$ ). La réduction de ce courant entraîne donc la diminution du bruit de génération recombinaison du dispositif.

Plus précisément, nous avons calculé les niveaux de bruit dans le cadre de cette hypothèse en utilisant l'expression (4.1) et en admettant en plus que les phénomènes de piégeages sont surtout liés à la surface pour déterminer le nombre de pièges ( $N_T$ ) et le temps caractéristique. La comparaison, effectuée figure (4.15) entre le niveau de bruit calculé et mesuré est satisfaisante, quelle que soit la fréquence et la tension de polarisation. Elle semble confirmer l'interprétation proposée.

Au delà de l'interprétation des phénomènes expérimentaux et de la compréhension des mécanismes physiques à l'origine de ce bruit d'obscurité, le résultat qui apparaît nettement dans nos expériences de bruit est la forte réduction du bruit d'obscurité du PC pour la même tension de polarisation lorsqu'on compare ce bruit à celui du PC de la tête précédente ( $\sim 10$  dB à 10 MHz), figure (4.15\*).

Ce résultat est très intéressant du point de vue des applications en récepteur optique puisqu'il permet d'accroître lui aussi la sensibilité du dispositif pour les fréquences inférieures au GHz.

## B. TETE OPTIQUE

L'effet d'amplification dû au transistor peut être observé sur la comparaison des gains dynamiques du PC et de la tête optique présentée figure (4.16) pour une résistance de polarisation de  $200 \Omega$ . Cette valeur ( $\sim 5$ ) correspond tout à fait au gain en courant dû au TEC, donné par le produit ( $g_m \times R$ ) où  $R$  est la résistance équivalente de la résistance du PC en parallèle avec la résistance de polarisation.

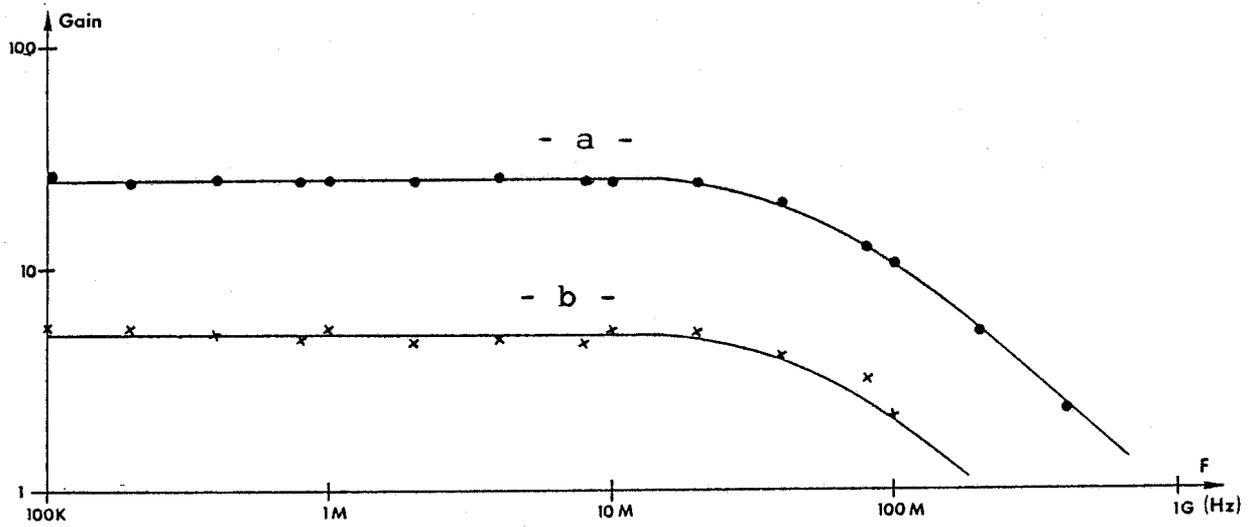


Figure (4. 16) : Gain dynamique

$P_1 = 100 \mu W$

- a - tête optique

- b - PC seul

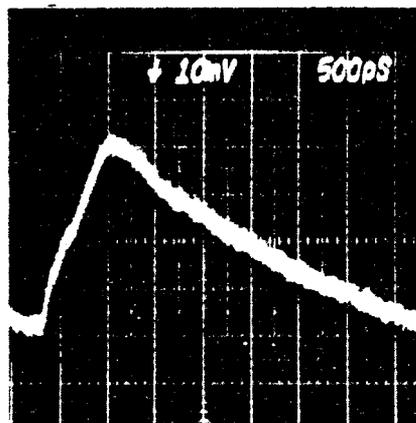
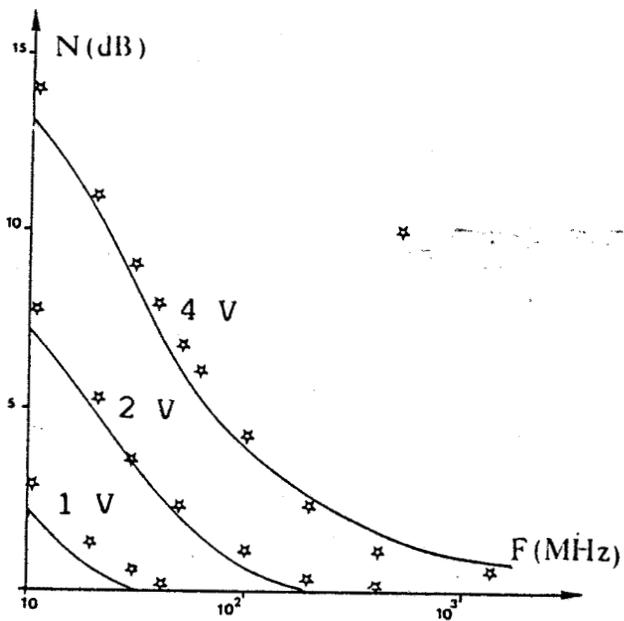


Figure (4. 17) : Réponse impulsionnelle de la tête optique.

$V_{ds} = 3 \text{ volts}$

$V_{gs} = - 2 \text{ volt}$



Notons que le produit gain bande est supérieur au GHz.

Cet effet d'amplification s'observe également sur la réponse impulsionnelle de la tête optique, figure (4. 17), en comparant cette réponse à celle du PC, figure (4. 13).

On constate ici aussi une amplification de l'ordre de 4 pour une résistance de polarisation de  $200 \Omega$ .

Avec un TEC de meilleur qualité, par exemple avec un TEC dont le gm serait identique à celui de la tête précédente on pourrait obtenir des coefficients d'amplification deux à trois fois plus élevés.

### Sensibilité de la tête optique

Le premier objectif qui est l'augmentation de résistance d'obscurité et par conséquent la réduction du courant d'obscurité et du niveau de bruit en  $1/f$ , a été atteint sans dégrader les autres performances du dispositif (gain, temps de réponse, gain dynamique). Ce dispositif associé à un TEC identique à celui de la tête précédente conduirait donc à une tête optique dont la sensibilité serait celle prévue par nos calculs du chapitre 3, paragraphe (E.3), à savoir  $-4$  dBm à la fréquence  $f = 500$  MHz.

Cependant, les résultats concernant le TEC n'ont pas été tout à fait au niveau de ceux que nous espérions et vont donc diminuer la sensibilité du circuit intégré.

Nous l'avons cependant évaluée en tenant compte

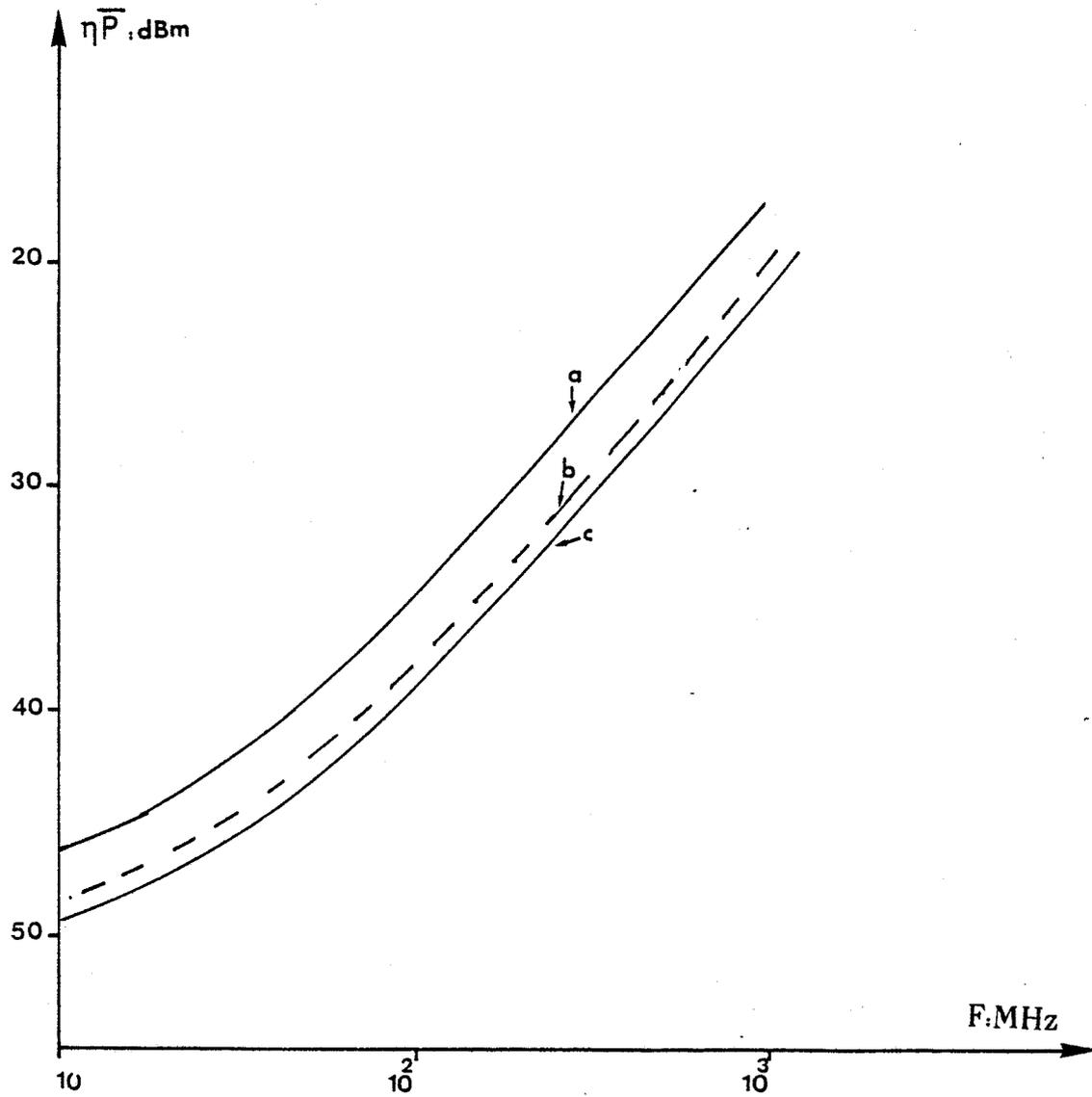


Figure (4. 19) : Puissance minimale détectable.



- a : première tête optique
- b : seconde tête optique
- c : seconde tête optique avec le TEC de la première tête optique

des nouvelles caractéristiques du TEC et en utilisant la relation (3. 10) . On constate figure (4. 19) , malgré les caractéristiques relativement modestes du TEC, une amélioration de la sensibilité de l'ordre de  $-3$  dBm dans toute les gammes de fréquences.

## CONCLUSION

Dans ce quatrième chapitre, nous avons présenté une nouvelle structure de la tête optique utilisant un matériau contraint Ga In As / Ga As pour lequel le Ga In As a été déposé sur une couche de Ga As (Tampon) en utilisant des caissons. Le dispositif réalisé et les résultats expérimentaux ont montré que cette façon de procéder a permis d'augmenter la résistance d'obscurité, de diminuer le courant d'obscurité et le bruit en  $1/f$ .

Etant donné l'accroissement des difficultés de réalisation de ce dispositif, le TEC associé au PC s'est vu doté de qualités plus modestes que celui de la tête précédente. Néanmoins, une amélioration de sensibilité de - 3 dBm est attendue pour ce dispositif.

BIBLIOGRAPHIE  
CHAPITRE 4

Réf. 1 :

- M. RAZEGHI  
Communication privée

Réf. 2 :

- "Persistant photoconductivity and the quantized Hall effect in  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As} / \text{In P}$  hétérostructure".  
H.P. WEI, D.C. TSUI, M. RAZEGHI.  
A.P.L. Vol. 54, n° 6, 1984.

Réf. 3 :

- " Etude de photoconducteurs sur matériaux III-V et possibilités d'applications".  
A. BOYODI  
Thèse de docteur ingénieur U.S.T.L., fév. 1987.

**CONCLUSION  
GENERALE**

Le but de ce travail était de proposer un photorécepteur adapté aux longueurs d'ondes 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ .

Compte tenu des difficultés de réalisation de Transistor à effet de champ (TEC) sur InP ou Ga In As, la solution originale que nous avons adoptée consiste à intégrer monolithiquement un photoconducteur (PC) Ga In As et un TEC en As Ga en utilisant une hétéroépitaxie Ga In As / Ga As. Le taux d'indium est de 53 % pour permettre la détection aux grandes longueurs d'ondes. Les différences de mailles Ga In As supposent la croissance d'un matériau contraint, croissance qui a été réalisée au L.C.R. de THOMSON C.S.F. par L.P. MOCVD.

Partant de cette idée de base qui est l'utilisation d'un matériau contraint, notre démarche, essentiellement expérimentale et pragmatique, a consisté à réaliser au premier circuit intégré (CI) sur une hétéroépitaxie constituée d'une couche de Ga In As déposée directement sur une épitaxie de Ga As classique pour TEC. Il avait pour but tout d'abord d'étudier la faisabilité de ce dispositif et ensuite de vérifier si l'utilisation d'un hétéromatériau ne risque pas de bouleverser complètement les performances du CI comparé à des photorécepteurs hybrides.

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur ce premier CI ont montré que :

- le PC est caractérisé par un gain statique qui varie avec la tension de polarisation, la puissance lumineuse et la température, de manière tout à fait comparable à celles obtenues avec de PC III.V de structure planaire non contraint. Plusieurs mécanismes de phénomènes de photoconduction ont été suggérés : phénomène de piégeage en surface, à l'interface Ga In As / Ga As ... et les valeurs de gains ont été calculées dans le cadre de ces hypothèses. D'un point de

vue gain dynamique, nous avons particulièrement relevé des produits gain bande qui sont, compte tenu de la distance interélectrode de 20  $\mu\text{m}$ , compatibles avec une mobilité de  $6000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ , résultat qui signifie que les propriétés de vitesse élevées des électrons dans le Ga In As n'ont pas été dégradées par les effets de la contrainte.

- les performances du TEC n'ont pas été, là encore, affectées par les effets de la contrainte. Les propriétés concernent essentiellement la mobilité des électrons dans la couche active du TEC, les résistances d'accès, le contact Shottky et la fréquence de transition.
- le gain ramené par le TEC de la tête optique conduit à un produit gain-bande de l'ordre du GHz, tout en conservant la réponse du PC aussi bien en régime sinusoïdal qu'impulsionnel. Cependant la sensibilité de ce dispositif est limitée par la faible valeur de la résistance d'obscurité de ce PC. C'est pourquoi nous avons proposé une nouvelle structure de tête optique. Elle a consisté à réaliser le PC Ga In As sur une couche de Ga As (nid) par le biais de caissons dans l'épitaxie de Ga As pour TEC.

Les résultats expérimentaux obtenus avec ce photoconducteur sont comparables à ceux obtenus avec le PC précédent, et nous incitent à penser que les phénomènes de photoconduction sont plutôt régis par des mécanismes de surface.

Un point marquant concerne l'augmentation de la résistance d'obscurité et de la diminution du niveau de bruit du PC. Il en est résulté une amélioration en sensibilité de 3 dBm,

valeur qui aurait pu être plus importante si les performances du TEC avaient été comparables à celles de la tête précédente.

Nous avons en effet constaté que le TEC de cette deuxième réalisation présente des performances plus modestes que celui de la tête précédente. Ce résultat s'explique probablement par les difficultés encore accrues dans le cas de cette deuxième tête optique.

A notre avis, une compréhension complète des mécanismes physique qui interviennent dans les phénomènes de photoconduction devrait s'accompagner d'une analyse des propriétés du matériau la plus exhaustive possible (diffraction X - SIMS - Spectre Auger ...) avec, simultanément une amélioration des ses qualités qui, à notre avis, devraient surtout être caractérisées par une pureté la plus grande possible de façon à améliorer encore les propriétés de vitesse élevée des électrons dans le Ga In As tout en augmentant la résistance d'obscurité du photo-détecteur.

Au delà de ces structures que l'on a proposées dans ce travail, on pourrait suggérer d'autres améliorations comme par exemple l'utilisation de PC en structure interdigitée pour diminuer le temps de transit ou même de PC en structure de type mesa (Réf. : 1 ). D'autres auteurs ont même réalisé des photodiodes Ga In As /InP sur substrat de Ga As (Réf. : 2 ) ainsi que des diodes laser Ga In As / In P, (Réf. : 3).

Ces suggestions ont leurs propres limites qui sont une perte de lumière systématique dans la recherche de la diminution du temps de transit. Cette perte est due soit à la présence d'électrodes métalliques, soit à la réduction de l'épaisseur de couches devant la profondeur de pénétration de la lumière.

Pour surmonter cette difficulté, une solution est peut-être d'éclairer le PC par la tranche en l'associant à un guide optique. Un premier dispositif fonctionnant sur ce principe et utilisant un matériau contraint Ga In As / Ga As a été proposé et réalisé et dès à présent, on peut penser à l'intégration monolithique d'un PC, d'un guide optique et d'un TEC, (Réf. : 4 ).

BIBLIOGRAPHIE  
CONCLUSION

Réf. 1 :

- " $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  Vertical Photoconductive Detectors with High Gain and Low Bias Voltage".  
ARSAM A. and Al.  
IEEE TRANS ED, Vol. 33, n° 2, 1986.
  
- "A photoconductive Detector for High-speed Fiber Communication".  
J.C. GAMMEL.  
IEEE TRANS ED, Vol 28, n° 7, 1981.
  
- "Frequency and pulse response of a novel high speed interdigital surface photoconductor (IDPC)".  
C.W. SLAYMAN and L. FIGUEROA.  
IEEE Elec. Device Letters, Vol. 2, n° 5, 1981.

Réf. 2 :

- "In Ga As PIN Photodiodes Grown on Ga As Substrates by Metal Organic Vapour Phase Epitaxie".  
A.G. DENTAI and Al.  
Elect. Letters, Vol. 23, n° 1, 1987.
  
- " MOVPE In Ga As / In P grown directly on Ga As substrates".  
DENTAL, A.G. JOYNER, C.H. ZYSKIND, J.L. SULHOFF,  
J.W. FERGUSON, J.F. CENTANI J.C., CHU S.N.G. and  
CHENG C.L.  
Elect. Letters, Vol. 26, PP 1186-1188, 1986.

Réf. 3 :

- " $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_y \text{P}_{1-y}$  - In P, DH lasers emitting at  $1,3 \mu\text{m}$  grown on Ga As substrates by LP-POCVD growth techniques".

M. RAZEGHI and Al.

. Inst, Phy. Conf. Ser. n° 74, chapter 9.

. Int, Symp. Ga As and Related Compounds, Biarritz, 1984

Réf. 4 :

- F. MALLECOT

Thèse de doctorat U.S.T.L. FA à paraître.

## ANNEXE 1

Les circuits intégrés présentés dans ce travail ont été réalisés dans la centrale de technologie du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (CHS). Nous présentons dans cette annexe, les principales étapes de réalisation d'un masque.

### CONCEPTION D'UN MASQUE

Elle est réalisée par un programme de C.A.O. développé au CHS, et implanté sur CBM 64 et IBM AT.

Chaque motif, figure (1) doit être décomposée en motifs élémentaires (rectangles) dont les coordonnées sont compatibles avec celles du photocomposeur (D. W. Mann).

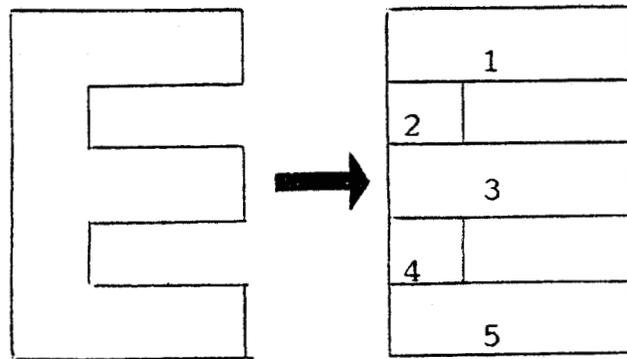


Figure (1)

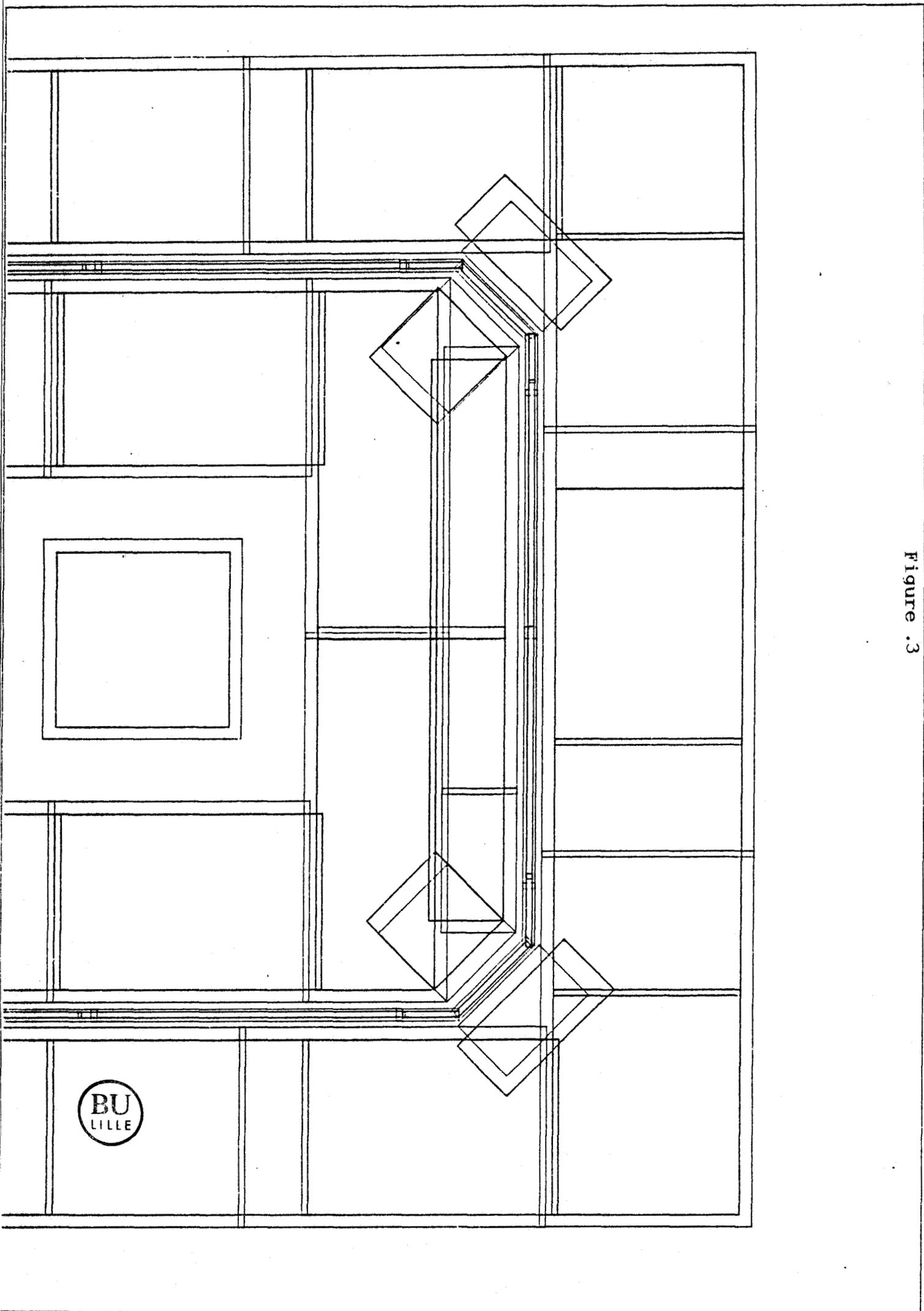


Figure .3

Chaque motif élémentaire est décrit par cinq coordonnées X. Y. H. L. A., figure (2).

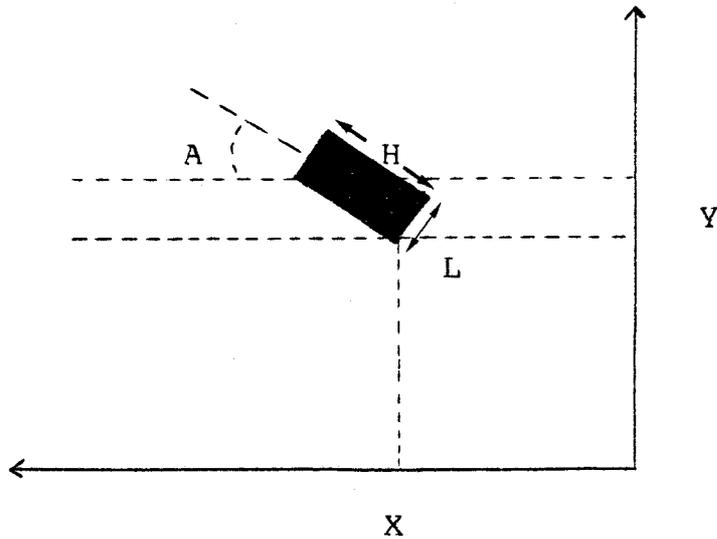
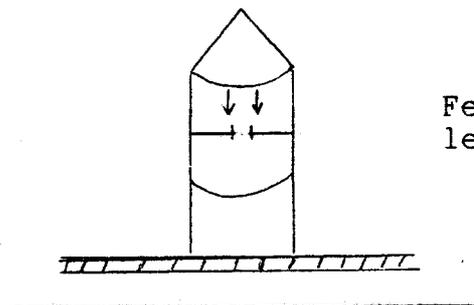


Figure (2)

La figure (3) représente une vue de quelques masques superposés que nous avons conçus pour la réalisation de notre circuit intégré.

### REALISATION DES MASQUES

Le premier masque, échelle 10, est réalisé sur plaque gélatine, figure (4).



Fenêtre commandée par les coordonnées H, L, A.

Résine photosensible

Masque gélatine déplacé en XY.

Figure (4)

Après développement et rinçage, le masque est photorépété et réduit à l'échelle 1 (photorécepteur D.W. Mann) sur un masque à oxyde de fer, figure (5).

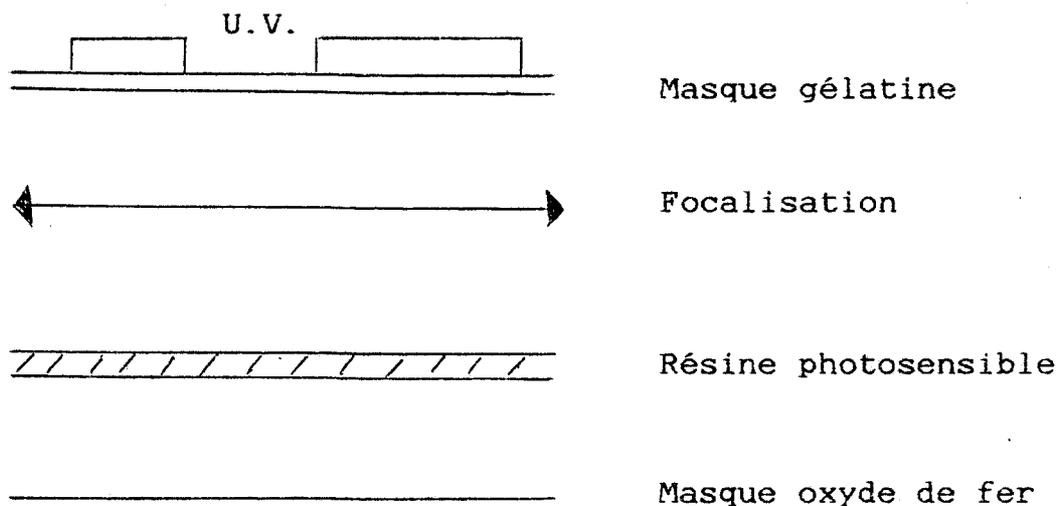


Figure (5)

Après développement et rinçage, le masque est prêt pour l'insolation des plaquettes.

Actuellement, la centrale de technologie du CHS dispose d'un masque électronique (CAMBRIDGE) qui permet de se dispenser de ces opérations et surtout d'accéder à des dimensions submicroniques des composants.

## ANNEXE 2

# RECEPTEURS POUR LES TRANSMISSIONS NUMERIQUES PAR FIBRES OPTIQUES

### INTRODUCTION

Un récepteur pour les transmissions numériques par fibres optiques est composé d'un photodétecteur, d'un amplificateur, d'un circuit de filtrage approprié à l'encombrement spectral du signal transmis et d'un circuit de décision, (cf chapitre 1).

Dans cette annexe, nous allons étudier la détection d'un signal binaire, image du signal origine avec un taux d'erreurs minimal pour un débit d'informations donné (Bit Error Rate : B.E.R).

### 1. LE PHOTODETECTEUR

Le photodétecteur convertit le flux optique reçu en un courant électrique. Le schéma équivalent du photodétecteur est donné figure (1) :

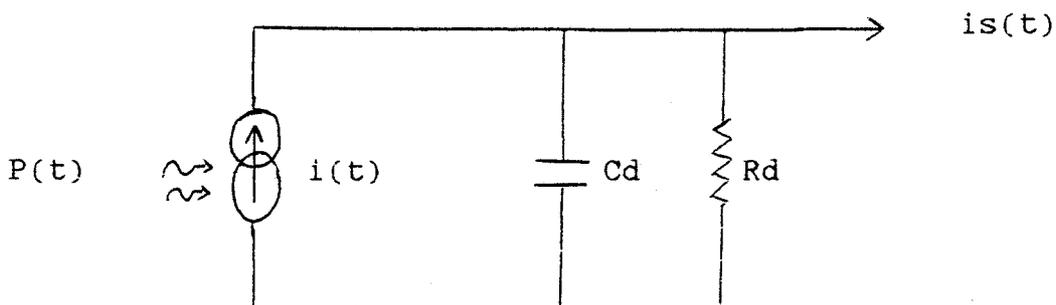
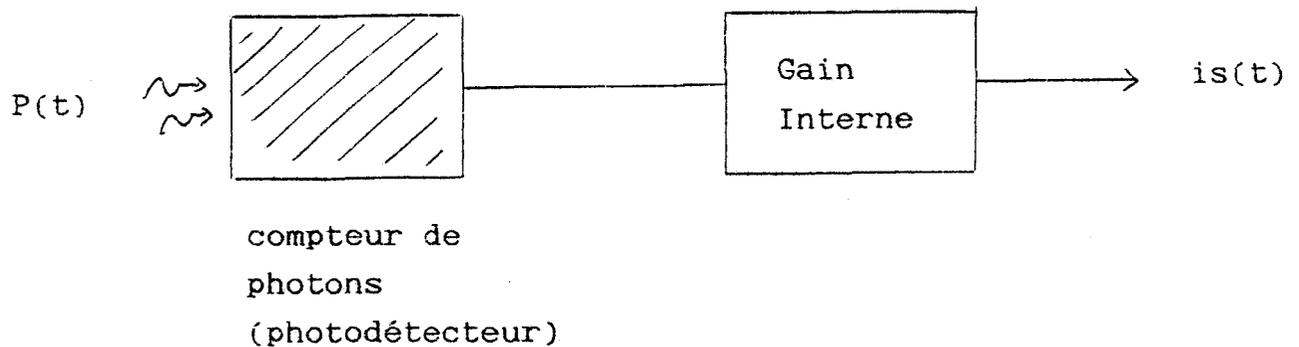


Figure (1)

où  $P(t)$  est le signal optique incident,  
et  $i(t)$  une séquence d'impulsions correspondant aux électrons  
photogénérés à l'intérieur du photodétecteur.

S.D. PERSONICK, (Réf. : 1), par une étude statistique,  
a mis au point une approche théorique qui permet de relier  
 $P(t)$ ,  $i(t)$  et le (B.E.R.) dans un fonctionnement numérique.

Le schéma type du processus est le suivant :



La réponse du photodétecteur est :

$$\lambda(t) = p(t) \cdot \frac{\eta}{h\nu} + \lambda_0 \quad (1)$$

où

$\eta$  est le rendement quantique

$h\nu$  est l'énergie du photon

$\lambda_0$  est le courant d'obscurité par seconde

$\lambda(t)$  est la cadence moyenne avec laquelle les électrons  
sont photogénérés

Dans un intervalle  $T$  quelconque, la probabilité que  $N$  électrons soient produits, est gouvernée par une statistique de Poisson dont la fonction de distribution est :

$$P(N, (t, t+T)) = \frac{\Lambda^N e^{-\Lambda}}{N!}$$

où  $\Lambda = \int_t^{t+T} \lambda(t) dt.$

représente le nombre de photons détectés dans l'intervalle ( $T$ ).

## 2. ETUDE DU PHOTORECEPTEUR

Le schéma équivalent "classique" d'un photorécepteur est donné figure (2) :

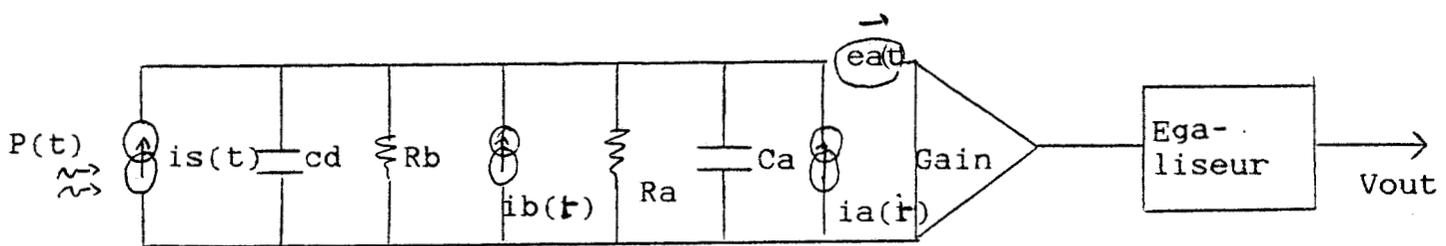


Figure (2)

Le signal optique incident s'écrit sous la forme :

$$P(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} b_k h_p(t - kT)$$

où  $hp(t - KT)$  est la fonction "Peigne" et  $b_k$  l'énergie de l'impulsion ( $K$ ).

De l'équation (1), le photocourant moyen produit se met sous la forme :

$$\langle i_s(t) \rangle = q \eta \langle g \rangle \cdot \frac{P(t)}{h\nu} + q \langle g \rangle \lambda_0$$

où  $\langle g \rangle$  est le gain interne moyen du photodétecteur.

La tension à la sortie de l'égaliseur est donc :

$$\langle v_{out} \rangle = A \cdot \eta \cdot \frac{\langle g \rangle}{h\nu} \cdot \left( p(t) * h_{fe}(t) * h_{eg}(t) \right)$$

avec

$A$  : une constante arbitraire

$*$  : une opération de convolution

$h_{fe}(t)$  : la transformée de Fourier inverse, de la fonction de transfert de l'amplificateur  $\frac{1}{(Rt)^{-1} + jw(Cd + Ca)}$   
où  $Rt = \frac{Ra \cdot Rb}{Ra + Rb}$

$h_{eg}(t)$  : la réponse impulsionnelle de l'égaliseur

Dans l'espace temporel, la tension de sortie est donnée par l'expression :

$$v_{out}(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} b_k h_{out}(t - KT) + n(t)$$

où  $n(t)$  représente le bruit total en sortie

### 3. CALCUL DE LA DENSITE DE BRUIT TOTAL EN SORTIE DE L'EGALISEUR

En tenant compte de l'égaliseur, c'est à dire en tenant compte que les interférences intersymboles sont annulées aux instants d'échantillonnages,

soit :  $h_{out}(t) = 0$  pour  $t = kT$  et  $k \neq 1$

$$h_{out}(0) = 1$$

la densité de bruit en sortie s'exprime alors par :

$$\sqrt{W(b)} = \left[ \langle v_{out}(0)^2 \rangle - \langle v_{out}(0) \rangle^2 \right]$$

$\sqrt{W(b)}$  dépend de  $b_k$  ( $k \neq 0$ )

Pour calculer  $\sqrt{W(b)}$ , il faut déterminer les différentes sources de bruit recueillies en sortie.

$$v_{out}(t) - \langle v_{out}(t) \rangle = n_s(t) + n_i(t) + n_r(t) + n_e(t)$$

où

$n_r(t)$  est le bruit thermique de la résistance  $R_b$

$n_s(t)$  est le bruit produit par le processus Poissonien dans le photodétecteur

$n_e(t)$ ,  $n_i(t)$  sont les bruits en sortie dûs aux sources de bruit  $e_a(t)$  et  $i_a(t)$  de l'amplificateur

Nous avons alors :

$$\langle V_{out}(t)^2 \rangle - \langle V_{out}(t) \rangle^2 = \langle n_s^2(t) \rangle + \langle n_r(t) \rangle + \langle n_i(t)^2 \rangle + \langle n_e(t)^2 \rangle$$

soit en utilisant le théorème de Carson :

$$\begin{aligned} \langle V_{out}(t)^2 \rangle - \langle V_{out}(t) \rangle^2 &= \langle n_s(t)^2 \rangle + \frac{2 \frac{b}{R_b} T}{R_T^{-1} + j\omega C_T} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |H_{eg}(\omega) \cdot \frac{1}{R_T^{-1} + j\omega C_T}|^2 d\omega \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_i |H_{eg}(\omega) \cdot \frac{1}{R_T^{-1} + j\omega C_T}|^2 d\omega \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_e |H_{eg}(\omega)|^2 d\omega \end{aligned} \quad (3)$$

Cependant, il reste à évaluer  $\langle n_s^2(t) \rangle$

Rappelons que  $i_s(t)$  résulte d'une distribution aléatoire de "paquets" d'électrons avec un gain ( $g$ ) aléatoire.

Dans ce cas, nous considérons un intervalle de temps  $L$ , et soit  $h_i(t)$  la fonction de transfert temporelle du circuit RC, de l'amplificateur et de l'égaliseur.

La tension moyenne en sortie s'exprime par :

$$\langle V_{out}(t)^L \rangle = \int_L q^2 \langle g \rangle \cdot \left[ \lambda_0 + \frac{\eta}{h_r} p(t') \right] h_i(t-t') dt'$$

soit :

$$\langle (V_{out}(t)^L)^2 \rangle - \langle V_{out}(t)^L \rangle^2 = \int_L q^2 \langle g^2 \rangle \cdot \left( \frac{p(t')^2}{h_r} + \lambda_0 \right) (h_i^2(t-t')) dt'$$

quand  $L \longrightarrow \infty$ , nous obtenons la densité de bruit due au phénomène de photodétection.

$$\langle n_s^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} q^2 \langle g^2 \rangle \left[ \left( \sum b_k h_p(t - kT) \right) \frac{y}{hr} + \lambda_0 \right] h_i^2(t - t') dt$$

soit en passant au domaine fréquentiel, l'expression (3) devient :

$$\begin{aligned} N_W(b) = & \left( \frac{hr}{h} \right)^2 \left[ \frac{\langle g^2 \rangle}{\langle g \rangle^2} \cdot \frac{y}{hr} \cdot \left[ b_0 I_1 + b_{\max} (\Sigma_1 - I_1) \right] + \right. \\ & \left. \frac{T}{(\langle g \rangle q)^2} \cdot \left[ S_i + \frac{2k\theta}{R_b} + \langle g^2 \rangle q^2 \lambda_0 + \frac{S_e}{R_T} \right] I_2 + \right. \\ & \left. (2\pi C_T)^2 S_e I_3 / T (\langle g \rangle \cdot q)^2 \right] \quad (4) \end{aligned}$$

avec :

$\frac{1}{T}$  : le débit

$\theta$  : la température absolue

$b_0$  : l'amplitude du signal lumineux à l'instant d'échantillonnage

$b_{\max}$  : sup (bk)

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} H'_p(f) \left[ \frac{H'_{out}(f)}{H'_p(f)} * \frac{H'_{out}(f)}{H'_p(f)} \right] df.$$

$$\Sigma_1 = \sum_{-\infty}^{+\infty} H'_p(k) \left[ \frac{H'_{out}(k)}{H'_p(k)} * \frac{H'_{out}(k)}{H'_p(k)} \right]$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{H'_{out}(f)}{H'_p(f)} \right|^2 df$$

$$I_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{H'_{out}(f)}{H'_p(f)} \right|^2 f^2 df.$$

où

$$H'_{out}(f) = \frac{1}{T} H_{out}\left(\frac{2\pi f}{T}\right)$$

(transformée de Fourier normalisée du signal en sortie)

$$\text{et } H'_p(f) = H_p\left(\frac{2\pi f}{T}\right)$$

(transformée de Fourier normalisée du signal lumineux incident)

Nota Bene

$$H_I(\omega) = \frac{H_{out}(\omega) \cdot h_r}{H_p(\omega) \eta_g \langle g \rangle}$$

Nous constatons que pour minimiser  $N_w(b_0)$ ,  $S_e$  et  $S_i$  étant fixés, il faut :

- augmenter la résistance  $R_b$
- diminuer la capacité totale  $C_t$  (à l'entrée)
- choisir une forme du signal en sortie adéquate pour minimiser les intégrales de transfert ( $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  et  $\sum 1$ ), mais cette dernière dépend du circuit ( $R_t$ ,  $C_t$ ) et de l'égaliseur.

En général, le bruit thermique est dominant par rapport au bruit dû à l'éclairement. L'équation (4) se simplifie et devient :

$$N_w(b_0) = \left[ \frac{hr}{\eta} \right] \cdot \frac{1}{\langle g \rangle^2} \cdot Z \quad (4)$$

où

$$Z = \left[ \frac{T}{q^2} \left( S_i + \frac{2k\theta}{R_b} + \frac{S_e}{R_T^2} \right) I_2 + \frac{(2\pi C_T)^2 S_e}{T q^2} I_3 \right]$$

#### 4. CALCUL DU RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

Soit  $b_0$ , l'énergie de l'impulsion optique incidente aux instants d'échantillonnages, et soit  $D$  une tension seuil fixée en sortie de l'égaliseur.

En supposant que la probabilité d'erreur, lorsque

l'élément binaire "0" est émis ( $b_{\min}$ ), est identique à celle, lorsque l'élément binaire "1" est émis ( $b_{\max}$ ), pour un taux ( $P_e$ ) d'erreur de  $10^{-9}$ , on doit être sûr que lorsque  $b_0 = b_{\min}$ , on a :

$$\sqrt{W}(b_{\min}) \leq \frac{1}{Q^2} [0 - b_{\min}]^2.$$

et lorsque  $b_0 = b_{\max}$

$$\sqrt{W}(b_{\max}) \leq \frac{1}{Q^2} [b_{\max} - 0].$$

où  $Q = 6$  pour le  $P_e = 10^{-9}$  (voir paragraphe suivant).

Dans ce cas, en posant  $\rho = \frac{b_{\min}}{b_{\max}}$  nous obtenons :

$$b_{\max} = \frac{Q}{1-\rho} \left[ \sqrt{W}(b_{\max}) + \sqrt{W}(\rho b_{\max}) \right]$$

en général,  $b_{\min} = 0$ , soit  $\rho = 0$  et dans ce cas :

$$b_{\max} = 2Q \sqrt{W}(b_{\max}) \quad (5)$$

soit

$$b_{\max} = 2Q \frac{h\nu}{h \langle g \rangle} \cdot \sqrt{Z} \quad (6)$$

d'où l'expression de la puissance minimale détectable

$$n \bar{p} = \frac{Q \text{ hr} \sqrt{Z}}{\langle g \rangle}$$

### 5. CALCUL DE LA PROBABILITE D'ERREUR $P_e$

En supposant que la tension de sortie (Vout) est une variable aléatoire Gaussienne, la probabilité d'erreur s'exprime par :

$$P_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_1} \int_{-\infty}^D \exp\left(-\frac{(v - b_{\max})^2}{2\sigma_1^2}\right) \cdot dv$$

avec  $\sigma_1 = N W(b_{\max})$ , soit en faisant un changement de variable

$$Q = \left( \frac{b_{\max} - D}{\sigma_1} \right)$$

on a alors :

$$P_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_Q^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

L'évolution de cette fonction est donnée figure (3).

6. APPLICATION AU PHOTORECEPTEUR ASSOCIANT UN PHOTO-  
CONDUCTEUR ET UN TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP (TEC)

Par un calcul détaillé, S.R. FORREST, (Réf. : 2), donne l'expression de la densité de bruit ( $Z$ ) dans le cas d'un tel récepteur, en tenant compte de toutes les sources associées à ce type de récepteur (bruit de génération-recombinaison, bruit en  $1/f$  et bruit dû aux interférences intersymboles, cf chapitre 3), et il calcule les différentes intégrales de transformées.

Pour une tension de sortie de la forme "cosinus surélevé surélevé", figure (4) dont l'expression est :

$$h_s(t) = \frac{\sin \frac{\pi t}{T} \cdot \cos \left( \frac{\pi B t}{T} \right)}{\frac{\pi t}{T} \left( 1 - \left( \frac{2 B t}{T} \right)^2 \right)}$$

qui a pour transformée de Fourier :

$$H_s(y) = 1 \quad \text{pour } 0 < |y| < \frac{1-\beta}{2}$$
$$= \frac{1}{2} \left[ 1 - \sin \left( \frac{\pi y}{\beta} - \frac{\pi}{2} \right) \right] \quad \text{pour } \frac{1-\beta}{2} < |y| < \frac{1+\beta}{2}$$

où  $B$  caractérise la forme du signal en sortie ( $0 < \beta < 1$ )  
et  $y$  caractérise la fréquence normalisée  $\left( \frac{\omega T}{2\pi} \right)$  avec  $T$  la  
durée d'un bit

et pour une réponse du photoconducteur dont l'allure est donnée figure (5) et dont l'expression est :

$$h_p(t) = \frac{1}{\gamma} \quad \text{pour } -\frac{T}{n} < t < \frac{T}{n}$$
$$= \frac{1}{\gamma} \left[ \exp\left(-\left(t - \frac{T}{n}\right)/aT\right) \right] \quad \text{pour } t > \frac{T}{n}$$

avec  $\gamma = \frac{2}{n} + a$  ( $n = 2$  pour un code type NRZ)

T est la durée d'un bit

$a = \tau/T$  avec  $\tau$  temps de décroissance

La transformée de Fourier de  $h_p(t)$  est :

$$H_p(y) = \frac{1}{\gamma} \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi y}{T}\right)}{\pi y} + a \frac{e^{j\pi y}}{1 + i(a2\pi)} \right]$$

où  $y$  est la fréquence normalisée  $\left(\frac{\omega T}{2\pi}\right)$

Les expressions de  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$ ,  $I_f$  et  $\sum 1$  sont données par les relations suivantes :

$$I_2 = \int_0^{\infty} |H_T(y)|^2 dy$$

$$I_f = \int_0^{\infty} |H_T(y)|^2 y dy$$

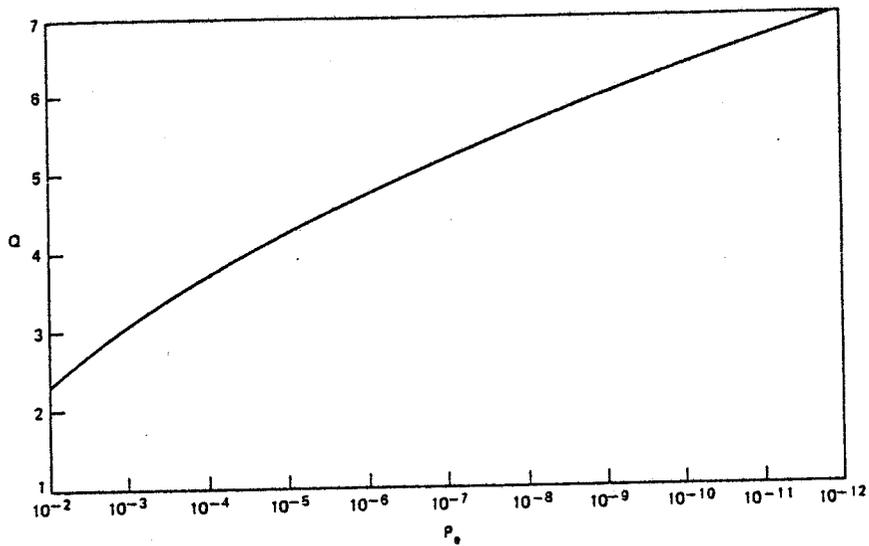
$$I_3 = \int_0^{\infty} |H_T(y)|^2 y^2 dy$$

$$I_1 = \operatorname{Re} \int_0^{\infty} H_i(y) [H_T(y) * H_T(y)] dy$$

$$\sum_1 = \frac{1}{2} \sum_{-\infty}^{+\infty} H_p(m) [H_p(m) * H_T(m)].$$

où  $H_T(y) = \frac{H_s(y)}{H_p(y)}$

L'ensemble des valeurs de  $I_2, I_f, I_3, I_1$  et  $\sum_1$  en fonction de  $a$  avec  $B$  comme paramètre, est donné par les figures 6, 7, 8, 9.



$Q$  vs  $P_e$ ,  $P_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty e^{-x^2/2} dx$ .

Figure (3)

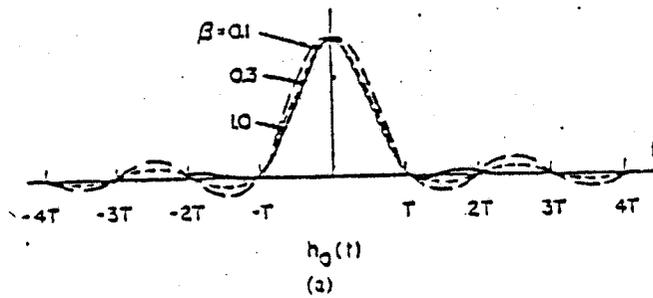


Figure (4)

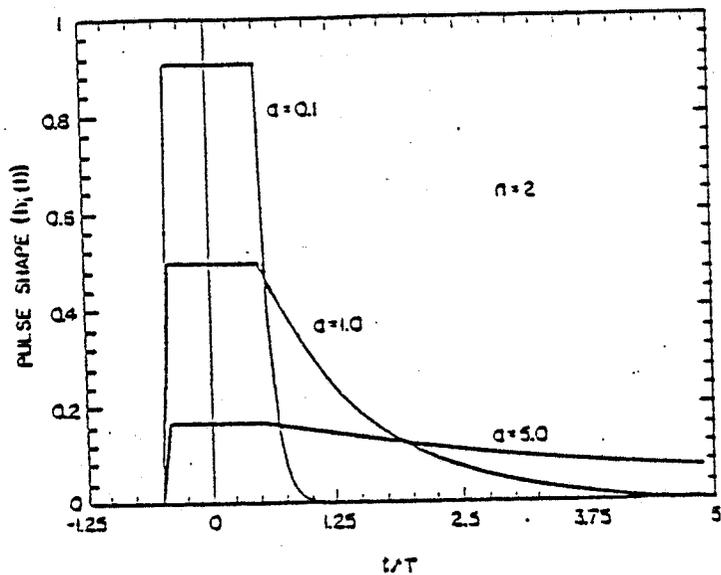
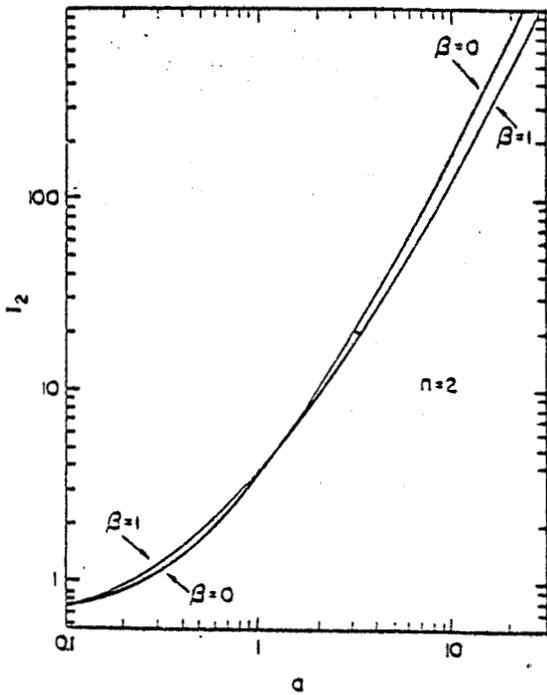


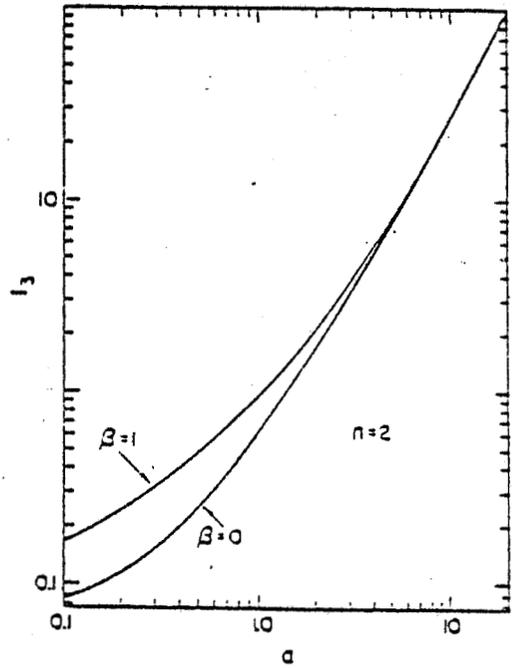
Figure (5)

Fig. 2. (a) Raised-cosine output-pulse family. Here,  $T = 1/8$  is the bit time slot. (b) Square-exponential input-pulse family characteristic of photoconductive detectors.



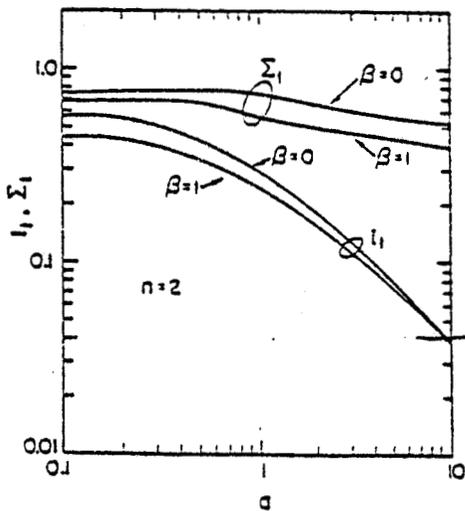
Linear transform integral  $I_2$  for the square-exponential input-pulse family.

Figure 6



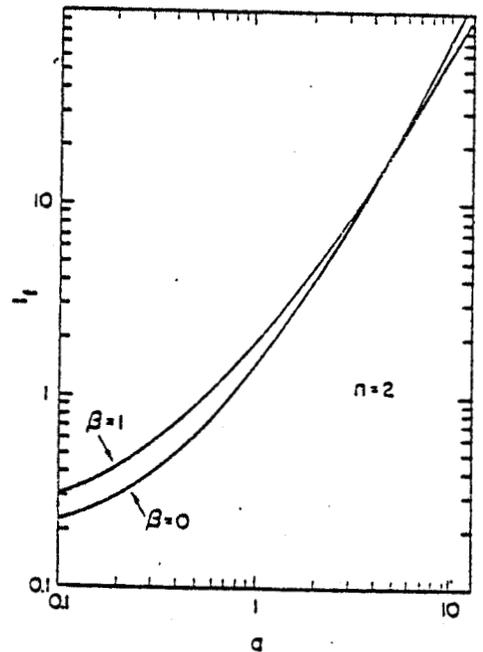
Cubic transform integral  $I_3$  for the square-exponential input-pulse family.

Figure 8



Signal-dependent transform integrals  $I_1$ ,  $\Sigma_1$  for the square-exponential input-pulse family.

figure (9)



Quadratic transform integral  $I_1$  for the square-exponential input-pulse family.

Figure (7)

BIBLIOGRAPHIE  
ANNEXE 2

Réf. 1 :

- "Receiver Design for Digital Fiber Optic Communication Systems"

S.D. PERSONICK.

B.S.T.J. July-August 1973.

Réf. 2 :

- "The Sensitivity of Photoconductor Receivers for Long-Wavelength Optical Communications".

S.R. FORREST.

J.L.T. Vol. 3, n° 2, Ap. 1985.

