

50376  
1983  
35

50376  
1983  
35

N° d'ordre : 1086

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE**

par

Bernard HOMBERT



## **UTILISATION D'IMPULSIONS LUMINEUSES PICOSECONDES POUR L'ETUDE DE PHOTODETECTEURS EN ARSENIURE DE GALLIUM APPLICATION A LA DETECTION OPTIQUE EN SPECTROMETRIE RAMAN**



Soutenue le 28 Septembre 1983 devant la Commission d'Examen

M.	J.P.	BONNELLE	Président
Mmes	M.	CONSTANT	Rapporteur
	S.	LAVAL	Examineur
MM.	J.L.	VATERKOWSKI	Examineur
	M.	DELHAYE	Examineur

Ce travail résulte d'une collaboration entre le Laboratoire de Spectroscopie Infra-Rouge et Raman, Université de Lille I, dirigé par Monsieur M. Delhaye, directeur d'Institut au C.N.R.S., et le Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, Université de Lille I, dirigé par Monsieur le professeur E. Constant

Dans ce contexte, je remercie plus particulièrement Monsieur M. Delhaye pour l'appui et la confiance qu'il m'a accordés ainsi que Monsieur F. Wallart, Délégué Régional pour la Valorisation et l'Application de la Recherche, qui m'a initialement introduit.

Je remercie chaleureusement Madame Monique Constant, Maître-Assistant à l'Université de Lille I, qui assumait la direction de ce travail, pour l'aide continue qu'elle a pu m'apporter, pour son dynamisme actif et son attention suivie et pour son très grand sens psychologique qui a merveilleusement respecté un penchant d'indépendance.

Je remercie Monsieur le professeur J.L. Vaterkowski, le grand coordinateur de l'entreprise dans laquelle ce qui suit n'est qu'un faible apport, pour l'intérêt très vif, garant de ma stimulation personnelle, qu'il présentait aux étapes du travail ainsi que pour les très enrichissantes discussions et réunions qu'il anima avec qualité.

Je remercie Madame S. Laval, Maître de Recherche à l'Institut Fondamental d'Orsay, pour sa participation au jury. Les diverses réunions et échanges qui ont eu lieu ont toujours été pour moi très enrichissants.

Un merci respectueux à Monsieur le professeur J.P. Bonnelle, directeur du Laboratoire de Catalyse, qui vient d'un regard neuf, saisir l'envolée de ce travail.

Pendant la réalisation de cette thèse, j'ai bénéficié de l'aide amicale de tous les membres des laboratoires cotoyés.

Le sujet de ce travail m'a mis en relation avec Monsieur R. Fauquembergue, professeur à l'Université de Lille I et Monsieur D. Decoster, Maître-assistant à l'Université de Lille I. Je leur fais part de toute ma reconnaissance pour la disponibilité constante qu'ils ont eue à mon égard.

Je rends hommage, pour sa coopération effective, à l'ensemble du personnel de la Centrale de Technologie de C.H.S., dirigé par Monsieur J. Vambremeresch : Mesdemoiselles S. Maricot et A. Martin, Madame M. Miens, Messieurs A. Leroy, J.L. Lorriaux et D. Vandermoere, "leurs compétences doublées de grandes qualités humaines" ont fait merveille.

Des échanges très fructueux avec Messieurs **M.H. Evanno**, **M. Berdat** et **J.P. Vilcot** m'obligent à citer leur nom en caractères gras.

J'associe à ce travail Monsieur L. Boussekey et Madame A. Lorriaux pour leur très aimable collaboration.

De nombreux problèmes scientifiques et techniques se sont greffés à l'improviste durant ces années, je tiens à citer toutes les personnes qui ont pu m'apporter une aide significative: Messieurs P. Armant, P. Mouvaux, C. Libaert, R. Demol et S. Tiébois.

Pour les "échanges" de matériels, je n'oublierai pas Monsieur le professeur M. Bridoux et Messieurs A. Chapput, A. Deffontaine et J.M. Beny...

Les dessins de cette thèse ont été réalisés par Monsieur J.P. Labaeye que je remercie très sincèrement et chaleureusement.

Madame M. Caby a effectué pour la première fois la frappe d'une thèse, je lui transmets toute ma reconnaissance.

Toute ma gratitude à Madame L. Sainleger pour le travail de polycopie.

# S O M M A I R E

	Pages
INTRODUCTION.....	8
I PHÉNOMÈNES DE PHOTOCONDUCTIVITÉ DANS LES SEMI-CONDUCTEURS.....	12
I-1 ABSORPTION DE LA LUMIÈRE.....	14
I-2 NOTION DE DURÉE DE VIE.....	16
I-3 PHÉNOMÈNES DE PHOTOCONDUCTIVITÉ.....	20
I-3-1 GENERATION ET RECOMBINAISON DES PORTEURS DANS LE CAS DE L'ECLAIREMENT CONTINU.....	20
I-3-2 GENERATION ET RECOMBINAISON DES PORTEURS DANS LE CAS DE L'ECLAIREMENT IMPULSIONNEL.....	22
I-3-3 APPLICATION AUX ECHANTILLONS FINIS.....	23
I-4 APPLICATION AUX STRUCTURES PHOTODIODES ET PHOTORESISTANCES	24
I-4-1 LA PHOTODIODE.....	24
I-4-2 LA PHOTORESISTANCE.....	26
II TECHNIQUES EXPERIMENTALES.....	29
II-1 CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE PERMETTANT D'OBTENIR DES IM- PULSIONS LASER DE DURÉE DE 150 À 200 PICOSECONDES ; LA- SER À $Ar^+$ MODES BLOQUÉS.....	31
II-1-1 RAPPEL DE PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT EN EMISSION CONTINUE.....	31
II-1-2 'PRINCIPE GENERAL DU BLOCAGE ACTIF DES MODES DU LASER .....	32
a) expression mathématique de $I(t)$ .....	33
b) description qualitative du principe du blocage actif.....	34
II-1-3 REALISATION PRATIQUE.....	35
II-1-4 CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS.....	37

II-2	DESCRIPTION DU SYSTÈME EXPERIMENTAL PERMETTANT D'OBTE- NIR DES IMPULSIONS LASER DE DURÉE DE QUELQUES PICOSE- CONDES AVEC UN TAUX DE RÉPÉTITION FIXE - LASER À COLO- RANT POMPÉ EN SYNCHRONISME AVEC LE LASER À ARGON MODES BLOQUÉS.....	38
II-2-1	PRESENTATION DU LASER A COLORANT. MODIFICATIONS APPORTEES POUR OBTENIR LE POMPAGE SYNCHRONE.....	38
II-2-2	ROLE DU LASER A COLORANT. MODIFICATIONS QU'IL AP- PORTE AUX IMPULSIONS LASER.....	39
II-2-3	CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS OBTENUES.....	40
II-3	CONFIGURATION DU SYSTÈME EXPÉRIMENTAL QUI PERMET D'OBTE- NIR DES IMPULSIONS LASER DE 10 À 20 PICOSECONDES AVEC UN TAUX DE REPETITION VARIABLE.....	40
II-3-1	PRINCIPE DE LA MODULATION.....	40
II-3-2	REALISATION PRATIQUE DE LA MODULATION ET DE LA SYN- CHRONISATION.....	42
II-3-3	CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS OBTENUES.....	43
II-4	MONTAGES OPTIQUES RÉALISÉS.....	44
II-5	MONTAGE ÉLECTRIQUE DE POLARISATION DES PHOTODÉTECTEURS...	46
III	RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	48
III-1	LES MATÉRIAUX.....	50
III-2	LES STRUCTURES RÉALISÉES.....	51
III-2-1	STRUCTURES "MESA" A CONTACTS SCHOTTKY SUR GaAs..	51
III-2-2	STRUCTURES "PLANAR".....	52

a) Structures planar à contacts Schottky sur GaAs.	53
b) Structures planar à contacts ohmiques sur GaAs ou GaInAs/InP.....	53
III-3 EXPLOITATION DES PARAMÈTRES D'ÉTUDE.....	55
III-3-1 MESURES REALISEES.....	55
III-3-2 EXPLOITATION DES PARAMETRES D'ETUDE POUR LA PHOTO- DIODE.....	55
a) Evolution temporelle du photocourant.....	55
b) temps de transit des électrons.....	56
III-3-3 EXPLOITATION DES PARAMETRES D'ETUDE POUR LA PHOTO- RESISTANCE.....	57
a) Cas général où le champ électrique est uniforme	57
b) Cas où le champ électrique n'est pas uniforme..	57
c) Cas où la durée de vie $\tau_n$ est distribuée.....	57
d) Calcul de $\tau_n$ .....	58
e) Courbe du photocourant, mesure de $\tau_n$ .....	59
f) Réponse en courant en fonction de la fréquence.	60
III-4 RÉSULTATS ; INTERPRÉTATION QUALITATIVE.....	61
III-4-1 LA PHOTODIODE "MESA".....	61
III-4-2 LA PHOTODIODE "PLANAR".....	63
III-4-3 LES PHOTORESISTANCES PLANAR A CONTACTS OHMIQUES...	66
a) Photorésistances en GaAs.....	66
- Comparaison du dopage.....	66
- Influence des conditions de mesures.....	69
b) Photorésistances en GaInAs/InP.....	77

III-5	INTERPRÉTATION QUANTITATIVE DES PHÉNOMÈNES DANS LE CAS DES PHOTORÉSISTANCES PLANAR CREUSÉES.....	78
III-5-1	PRESENTATION DE LA PHOTORESISTANCE.....	78
III-5-2	ETUDE DE REPOSES IMPULSIONNELLES.....	80
III-5-3	MESURES DE GAINS.....	84
	a) Mesures à faibles niveaux lumineux.....	84
	b) Influence de la longueur du canal.....	84
	c) Influence de la distance inter-plots.....	86
	d) Gain en fonction de la fréquence.....	86
III-5-4	EXPLICATION DES PHENOMENES OBSERVES ; CONCLUSION...	86
IV	RÉALISATION D'UN SYSTÈME DE DÉTECTION POUR LA SPECTROMÉTRIE RAMAN.	91
IV-1	INTRODUCTION.....	93
IV-2	CONCEPTION DE L'EXPÉRIENCE.....	94
IV-3	PRÉSENTATION DÉTAILLÉE DU SYSTÈME EXPÉRIMENTAL ET RÉALISATION	95
	IV-3-1 CHOIX DES PHOTODETECTEURS; DISPOSITION DU SPECTRO- METRE ET DU MONTAGE OPTIQUE.....	95
	IV-3-2 CONDITIONS DE MESURE.....	98
	a) Utilisation du photomultiplicateur R 268.....	98
	b) Utilisation de la photorésistance.....	99
	IV-3-3 RESULTATS.....	100
IV-4	DOMAINE SPECTRAL.....	104
	IV-4-1 EXPLORATION DE 250 nm à 650 nm.....	104
	IV-4-2 PENTE DE LA COURBE DE GAIN EN FONCTION DE $\lambda$ .....	106
	CONCLUSION.....	109

INTRODUCTION



L'orientation de ce travail se rapporte à la communication et à la détection optique.

Les applications récentes de l'optique et les techniques et méthodes liées aux télécommunications comprennent essentiellement deux domaines qui sont les transmissions et le traitement.

Dans le domaine des transmissions où s'inclut ce travail, les supports de prédilection aux travaux de recherche sont les fibres optiques, les sources lumineuses et les détecteurs que l'on associe à ces fibres [1] [2]. Leur utilisation actuelle est due à l'amélioration des techniques de fabrication et de purification qui a conduit à réduire considérablement les pertes par diffusion et par absorption. La figure (1) représente une courbe typique d'atténuation obtenue avec une fibre de  $\text{SiO}_2$  dopée au  $\text{GeO}_2$  [3] afin de réduire

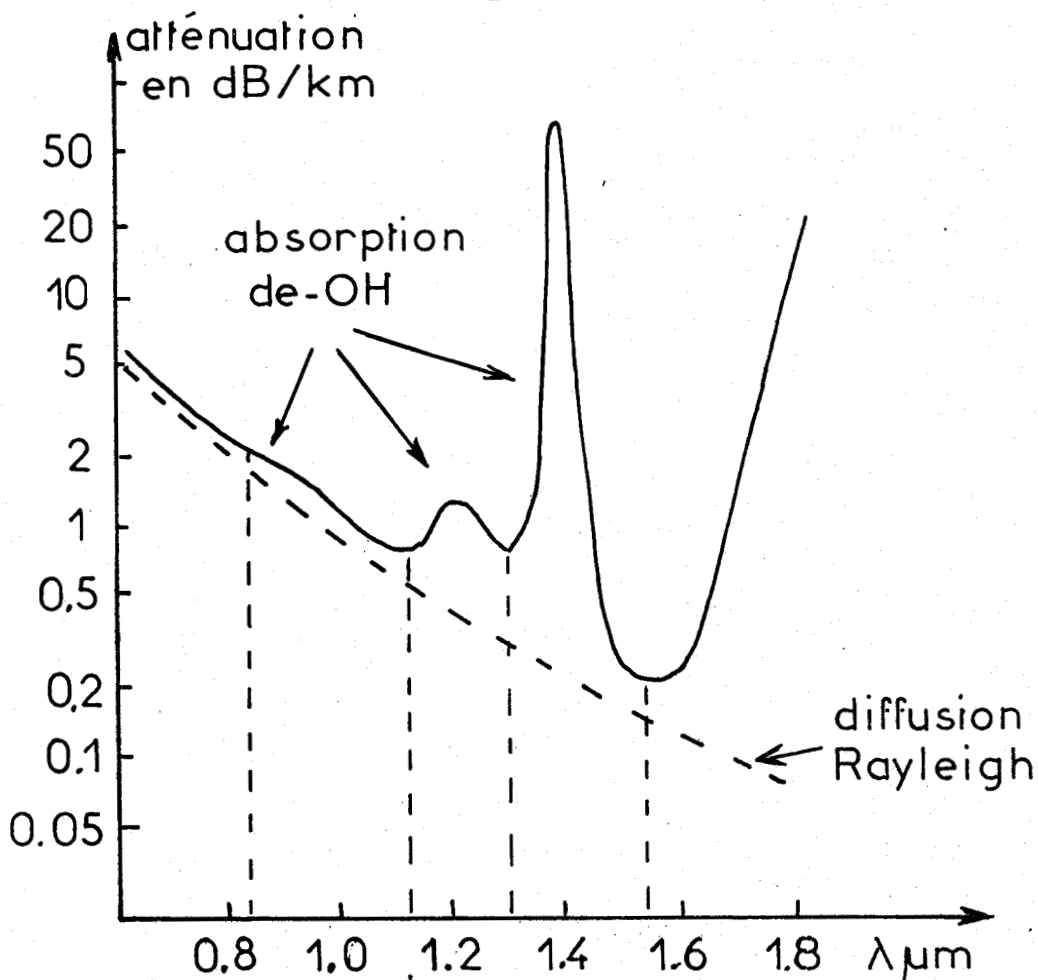


Fig: 1 Atténuation typique d'une fibre de  $\text{SiO}_2$  en fonction de la longueur d'onde.

l'absorption dans le proche infra-rouge. On distingue des "fenêtres optiques" à 0.80  $\mu\text{m}$ , 1.1  $\mu\text{m}$  et 1.33  $\mu\text{m}$ , 1.55  $\mu\text{m}$  correspondant respectivement à 1.5 dB, 0.75 dB et 0.2 dB d'atténuation par kilomètre. Ces fenêtres fixent le choix des composants semi-conducteurs utilisés pour la réalisation des sources lumineuses et des photodétecteurs adéquats et performants.

La motivation du travail est ainsi cernée.

Plus particulièrement, on s'intéresse aux composants sensibles autour de 0.8  $\mu\text{m}$ . Parmi ceux-ci, l'Arséniure de Gallium qui possède un "gap" de 1.43 eV doit posséder une sensibilité maximale à cette longueur d'onde. On étudie de manière approfondie le fonctionnement et les paramètres de construction des dispositifs photodétecteurs utilisant ce matériau pour obtenir des performances satisfaisantes en sensibilité et en fréquence.

Par ailleurs, outre les applications en télécommunications, l'Arséniure de Gallium est utilisable d'une manière très générale en photodétection pour des rayonnements visibles et U.V.

Dans une première partie du travail on rappelle tout d'abord les phénomènes de photoconductivité dans les semi-conducteurs. On les applique ensuite aux différents types de photodétecteurs utilisés, photorésistances et photodiodes.

Dans une deuxième partie, on décrit le matériel spécifiquement utilisé pour l'éclairement des échantillons avec des impulsions lumineuses courtes : laser à Argon modes bloqués et laser à colorant pompé en synchronisme. Les montages optiques et électriques réalisés sont également présentés.

Dans une troisième partie on présente en détail les échantillons utilisés ainsi que les différents résultats de caractérisation obtenus sur les photodiodes Schottky et les photorésistances étudiées.

La dernière partie en conclusion des résultats précédents illustre les performances des photodétecteurs étudiés. On montre un exemple d'application intéressant des photorésistances à couche active creusée pour détecter les faibles niveaux lumineux dans le domaine de l'instrumentation scientifique. Le domaine choisi est celui de la spectrométrie Raman et l'on présente une étude comparative des spectres obtenus en utilisant dans la chaîne de détection de l'installation Raman Laser classique, soit un photomultiplicateur soit une photorésistance à couche active creusée.

I - PHENOMENES DE PHOTOCONDUCTIVITE DANS LES  
SEMI-CONDUCTEURS

La photoconductivité caractérise la variation de la conductivité d'un matériau sous l'influence d'un rayonnement incident. Elle se traduit par la variation de la concentration des porteurs de charge liée à la structure du matériau et aux caractéristiques du rayonnement (longueur d'onde, densité de puissance).

On rappelle la loi générale d'absorption de la lumière et on précise quelques notions de durée de vie pour introduire les relations de la photoconductivité. Les relations sont définies pour un éclairage continu et impulsionnel et généralisées au cas de échantillons finis.

On présente ensuite les structures photodiodes et photorésistances où les phénomènes de photoconductivité ont été étudiés.

## I-1- ABSORPTION DE LA LUMIÈRE

Différents types d'absorption peuvent intervenir dans les semi-conducteurs (absorption par excitons, par le réseau, par les porteurs de charges libres... [4] ). Cependant, d'une manière générale, un faisceau lumineux subit une absorption telle que, (loi de Lambert), figure ( 2 ), après avoir parcouru un trajet de longueur  $x$  dans le matériau, on a

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \quad (I-1)$$

$\delta$  est l'épaisseur de peau, son inverse correspond au coefficient d'absorption  $\alpha$

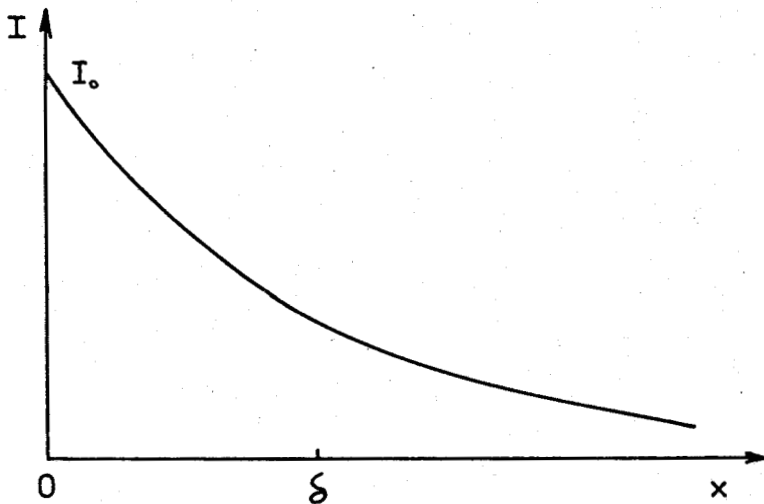


Fig: 2 Evolution de l'intensité lumineuse absorbée avec la profondeur de pénétration.

Le coefficient d'absorption dépend fortement de la longueur d'onde c'est-à-dire de l'aptitude du photon à interagir avec le matériau. La figure ( 3 ) présente les variations de  $\alpha$  avec la longueur d'onde pour différents matériaux semiconducteurs [5].

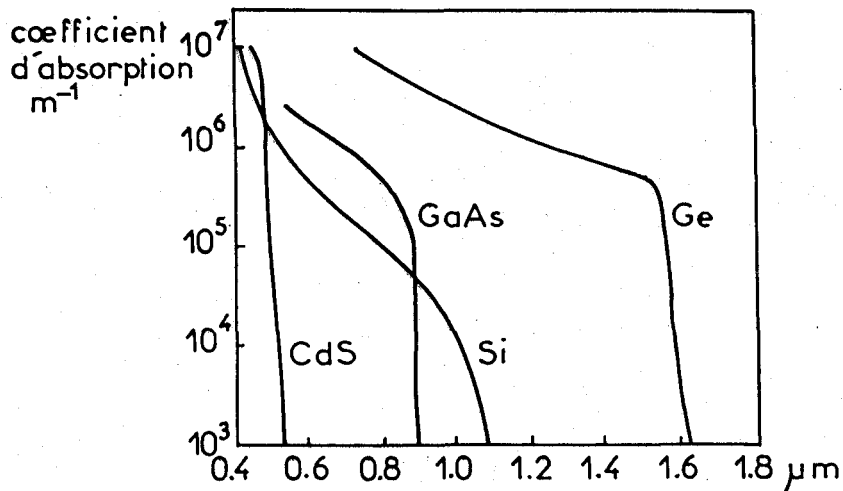


Fig: 3 Variation du coefficient d'absorption en fonction de  $\lambda$  pour différents matériaux semi-conducteurs.

La variation de  $\alpha$  est rapide au voisinage de la largeur optique de la bande interdite pour les matériaux où la transition d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction est directe et ne dépend que de sa probabilité d'interaction avec un photon. Ceci est le cas de l'Arséniure de Gallium.

La variation de  $\alpha$  est progressive pour des matériaux comme le Silicium où la transition est indirecte.

Ainsi lorsque l'énergie des photons incidents est suffisante, on crée dans le matériau des paires électron-trou et leur concentration est proportionnelle à l'énergie optique absorbée.

La quantité d'énergie absorbée par unité de temps et de volume correspond à

$$- \frac{dI}{dx} = \alpha I \quad (I-2)$$

Soit  $\Delta n'$  et  $\Delta p'$  le nombre d'électrons et de trous apparaissant par unité de temps et par unité de volume,

On a :

$$\Delta n' = \Delta p' = \beta \alpha I \quad (\text{I-3})$$

$I$  représente le nombre de photons arrivant par seconde par unité de surface.

$\beta$  correspond au rendement quantique.

L'influence d'une puissance lumineuse  $P$  pendant une durée  $t$  se traduit par :

$$\Delta n = \Delta p = \frac{\beta \alpha P t}{h\nu} \quad (\text{I-4})$$

Cependant l'équilibre thermodynamique se traduit par une recombinaison des porteurs de charge et les concentrations  $\Delta n$  et  $\Delta p$  évoluent dans le temps. On introduit donc le concept de durée de vie avant de poursuivre l'étude.

## I-2 NOTION DE DURÉE DE VIE

On trouve diverses présentations dans la littérature de la durée de vie des porteurs de charge dans les semiconducteurs [6] [7]. On précise ici les différentes définitions et conditions d'utilisation de ces quantités.

La figure ( 4 ) est une vue schématique de la création et de la recombinaison d'une paire électron-trou sous l'influence d'un photon incident sur le matériau.



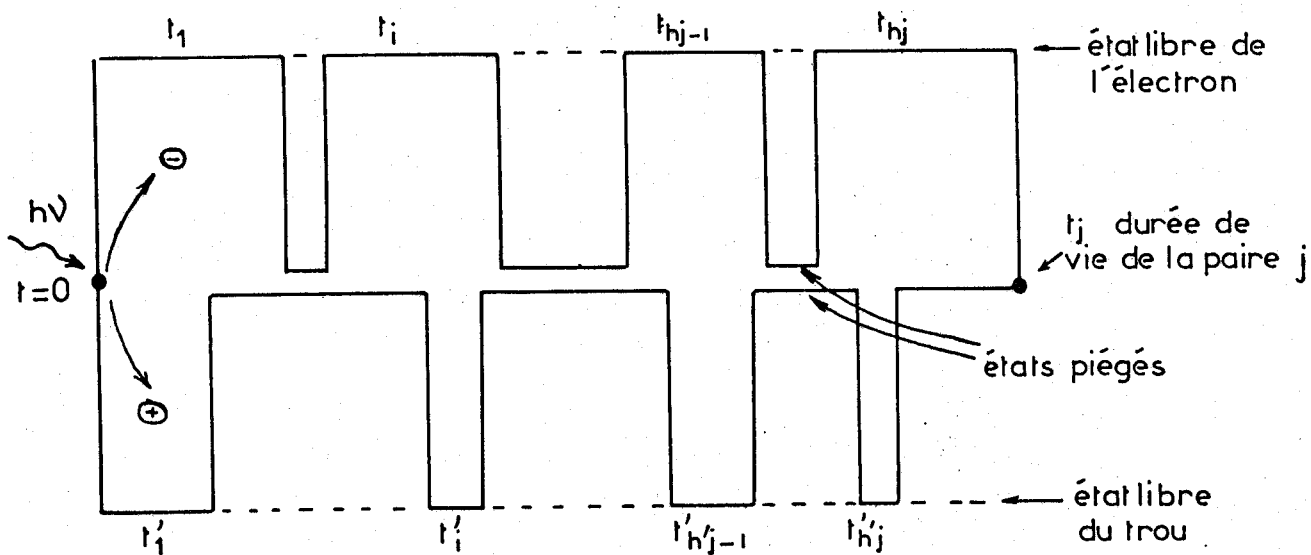


Fig: 4 Génération et recombinaison d'une paire électron-trou

Au temps  $t = 0$  apparaissent dans le cristal un électron et un trou. Le matériau étant électriquement neutre, la somme des charges présentes est toujours nulle.

Lorsque la largeur de la bande interdite est très faible, on peut observer une recombinaison interbande par la rencontre directe de l'électron et du trou.

Dans les autres cas (cas de l'AsGa), la recombinaison s'effectue par l'intermédiaire des niveaux localisés dans la bande interdite. Figure ( 5 ). Ces niveaux sont tour à tour des niveaux pièges et des niveaux de recombinaison [8].

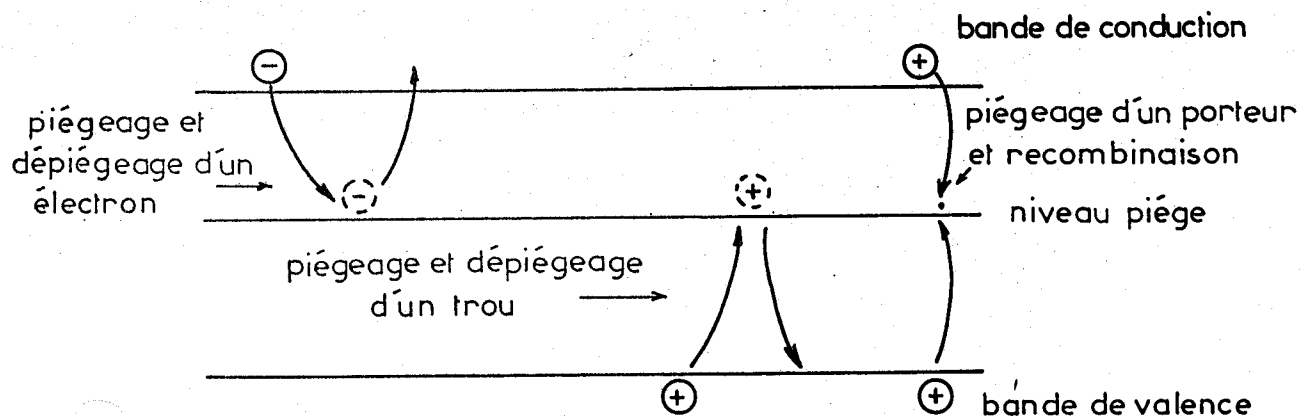


Fig: 5 Transitions d'électrons et de trous sur un niveau piège

On s'intéresse à la durée de vie des porteurs en excès  $\Delta n$  et  $\Delta p$  par rapport aux concentrations d'équilibre ou hors éclairement  $n_0$  et  $p_0$

Selon le schéma de la figure (4) on peut introduire de manière très générale la notion de durée de vie moyenne  $\tau_0$  de la paire électron-trou.

$$\tau_0 = \frac{\sum_j t_j}{N} \quad (I-5)$$

$t_j$  correspond au temps nécessaire pour que l'électron  $j$  se recombine définitivement avec un trou.

$j$  varie de 1 à  $N$

Ce temps n'est pas forcément égal à  $\tau_n$ , durée de vie de l'électron\*, ou à  $\tau_p$ , durée de vie du trou\*, à cause des phénomènes de piégeage qui peuvent intervenir.

On définit donc  $\tau_n$ , la durée de vie de l'électron excédentaire, comme le temps moyen durant lequel celui-ci est libre dans la bande de conduction.

\* Dans le raisonnement qui suit, on s'intéresse aux durées de vie de l'excès d'électrons ou de trous puisque ce sont ces durées de vie qui vont intervenir dans l'expression du photocourant.

3° - Des cas particuliers peuvent apparaître. Certains effets, comme les piègeages en surface qui seront explicités par la suite peuvent augmenter la durée de vie de la paire.

En définitive, les durées de vie sont dépendantes de la probabilité de capture des porteurs qui dépend de la nature des centres de recombinaison, de leur niveau d'énergie et de leur concentration ainsi que de la concentration des porteurs de charge excédentaires  $\Delta n$  et  $\Delta p^*$  [9].

### 1-3 PHÉNOMÈNES DE PHOTOCONDUCTIVITÉ

#### 1-3-1 GENERATION ET RECOMBINAISON DES PORTEURS DANS LE CAS DE L'ECLAIREMENT CONTINU.

La loi générale de la conductivité dans un matériau est donnée par :

$$\sigma = en_0 \mu_n + ep_0 \mu_p$$

On modifie la concentration des porteurs libres et l'on observe la variation  $\Delta\sigma$  de la conductivité.

La génération d'un supplément de porteurs libres nécessite une certaine énergie qui doit être supérieure à l'énergie minimale  $\Delta \epsilon_g$  de la bande interdite, pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction.

Sous l'influence de photons incidents d'énergie  $E = h\nu$  telle que  $E > \Delta \epsilon_g$ , l'équilibre thermique entre les électrons et le réseau est perturbé. En considérant que la température du réseau reste pratiquement inchangée, la concentration des porteurs de charge se

---

\* Par souci de simplification on admettra par la suite que les temps de piègeage au moins pour les électrons sont très courts :  $\tau_n \approx \tau_0$

$$\tau_n = \frac{\sum_{j,i} t_{ji}}{N} \quad (I-6)$$

$t_{ji}$  correspond au temps  $t_i$  pendant lequel l'électron  $j$  est libre.

$N$  nombre de paires électron-trou créées à l'instant  $t = 0$

$j$  varie de 1 à  $N$

$i$  varie de 1 à  $n_j$

De la même manière on définit  $\tau_p$  la durée de vie du trou comme le temps moyen durant lequel celui-ci est libre dans la bande de valence.

$$\tau_p = \frac{\sum_{j,i'} t'_{ji'}}{N} \quad (I-7)$$

$t'_{ji'}$  correspond au temps  $t'_i$  pendant lequel le trou  $j$  est libre

$i'$  varie de 1 à  $n'_j$

Les durées de vie ainsi définies nécessitent plusieurs remarques.

- 1° - On peut observer les cas où  $\tau_n = \tau_p = \tau_0$  dans des matériaux purs lorsque les pièges sont peu nombreux et que ceux-ci ne modifient pratiquement pas le temps moyen durant lequel les porteurs sont libres. Seuls interviennent les mécanismes de recombinaison bande à bande.
- 2° - Considérons un matériau fortement dopé en volume, par exemple un semiconducteur de type  $N$ . Les trous sont les porteurs de charge minoritaires. La durée de vie de la paire électron-trou dépend de la probabilité et de la durée de capture des trous. Dès qu'un porteur de charge minoritaire est piégé dans un centre de recombinaison, il se trouve capté par un porteur de charge majoritaire dont la concentration est grande. Dans ce cas la durée de vie de la paire est limitée à la durée de vie du porteur minoritaire dans le semi-conducteur.

traduit par

$$n = n_0 + \Delta n$$

$$p = p_0 + \Delta p$$

On observe ainsi une variation de la conductivité\* du milieu

$$\Delta \sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (\text{I-8})$$

De l'équation (I-4) on peut déterminer les concentrations  $\Delta n_{eq}$  et  $\Delta p_{eq}$  des porteurs de charge à l'équilibre.

Considérons le taux de génération  $G_e$  de porteurs par unité de temps

$G_e$  = débit photonique x rendement quantique

$$G_e = \frac{\beta \alpha P}{h\nu}$$

On a

$$\Delta n_{eq} = \frac{\beta \alpha P}{h\nu} \tau_n \quad (\text{I-9})$$

$$\Delta p_{eq} = \frac{\beta \alpha P}{h\nu} \tau_p \quad (\text{I-10})$$

En reprenant l'équation (8) de la conductivité on a

$$\Delta \sigma_{eq} = \Delta \sigma_{n_{eq}} + \Delta \sigma_{p_{eq}} = \frac{e\beta\alpha P}{h\nu} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (\text{I-11})$$

Dans la majorité des semiconducteurs la mobilité des électrons est supérieure à la mobilité des trous (il est souvent intéressant de faire fonctionner les dispositifs avec les porteurs les plus rapides). Pour le GaAs intrinsèque on a  $\mu_n = 8000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  et  $\mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 300 °K ; le rapport diminue avec le dopage. Ainsi dans ce cas,  $\mu_p \tau_p \ll \mu_n \tau_n$

---

\* Ceci dans le cas où la mobilité ne varie pas avec la variation de la concentration des porteurs. Cas des éclairagements faibles,  $\Delta n \ll n_0$

L'équation (I-11) se réduit dans le cas d'un matériau dopé N à

$$\Delta\sigma_{eq} = \frac{e\beta\alpha P}{h\nu} \mu_n \tau_n \quad (I-12)$$

Afin d'observer de grandes variations dans la conductivité l'intérêt doit se porter sur des matériaux où  $\mu_n, \beta, \alpha$  et  $\tau_n$  seront les plus grands possibles \*.

### I-3-2 GENERATION ET RECOMBINAISON DES PORTEURS DANS LE CAS DE L'ECLAIREMENT IMPULSIONNEL.

Le comportement dynamique du matériau est donné par l'équation de conservation du courant.

$$\frac{\delta(\Delta n)}{\delta t} = \frac{-1}{e} \text{div } j + \text{taux de génération} - \text{taux de disparition}$$

Le courant est considéré uniforme dans le composant,  $\text{div } j = 0$  et

$$\frac{\delta(\Delta n)}{\delta t} = \frac{\beta\alpha P}{h\nu} - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad \text{pendant un éclaircissement,} \quad (I-13)$$

$$\frac{\delta(\Delta n)}{\delta t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} \quad \text{après un éclaircissement,} \quad (I-14)$$

L'équation (I-13) a pour condition initiale  $\Delta n = 0$  quant  $t = 0$ ,

$$\Delta n = \frac{\tau_n \beta\alpha P}{h\nu} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}) \quad \text{pendant un éclaircissement} \quad (I-15).$$

L'équation (I-14) a pour condition initiale  $\Delta n = \Delta n_{eq} = \frac{\tau_n \beta\alpha P}{h\nu}$ ,

$$\Delta n = \frac{\tau_n \beta\alpha P}{h\nu} e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad \text{après un éclaircissement} \quad (I-16).$$

On peut ainsi exprimer la variation de la conductivité avec le temps selon les conditions de l'équation (I-12), lors du retour à l'équilibre.

---

\* expérimentalement,  $\alpha$  varie peu dans le domaine d'étude (longueur d'onde d'éclaircissement de 5500 à 6 500 Å pour l'AsGa).

$$\Delta\sigma = \frac{e\beta\alpha P}{h\nu} \mu_n \tau_n e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (\text{I-17})$$

Expérimentalement, les phénomènes observés sont souvent plus compliqués et l'on verra par la suite que plusieurs constantes de temps peuvent régir la variation de la conductivité.

### I-3-3 APPLICATION AVEC ECHANTILLONS FINIS

Il est possible connaissant la loi d'absorption de la lumière de calculer la variation de la conductivité d'un échantillon lorsque celui-ci est éclairé par une lumière monochromatique incidente perpendiculaire à sa surface.

La densité des porteurs créés varie selon la loi d'absorption de la lumière

$$\Delta n_x = \Delta n_0 e^{-\alpha x} \quad (\text{I-18})$$

Selon l'équation (I-9)

$$\Delta n_x = \frac{\beta\alpha P_0 \tau_n}{h\nu} e^{-\alpha x} \quad (\text{puisque } P(x) = P_0 e^{-\alpha x})$$

Considérons la géométrie d'un échantillon représenté figure ( 6 )

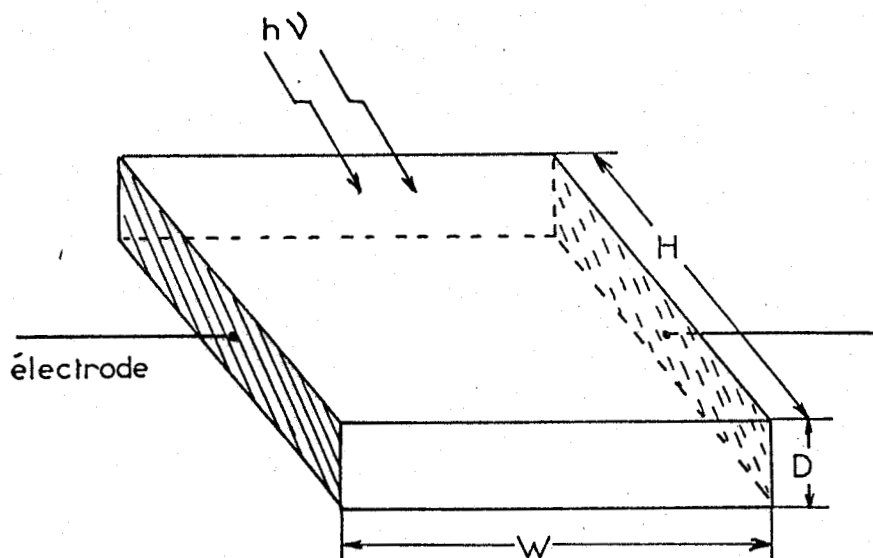


Fig: 6 Géométrie typique d'un échantillon semi conducteur

Sur toute la profondeur de l'échantillon

$$\Delta n_T = \frac{\beta \alpha P_0 \tau_n}{h\nu} \text{HW} \int_0^D e^{-\alpha x} dx \quad (\text{I-19})$$

On en déduit la variation de la conductivité

$$\Delta \sigma = e \mu_n \Delta n_T = \frac{e \mu_n \beta \tau_n P_0 (1 - e^{-\alpha D})}{h\nu D} \quad (\text{I-20})$$

Pour des échantillons suffisamment épais, la profondeur de pénétration est faible devant D et l'on peut négliger le terme  $e^{-\alpha D}$

$$\Delta \sigma = \frac{e \mu_n \beta \tau_n P_0}{h\nu D} \quad (\text{I-21})$$

Ainsi la photoconductivité des échantillons épais est indépendante du coefficient d'absorption, ce que l'on a mis à profit en travaillant à des longueurs d'onde inférieures à 0.85  $\mu\text{m}$  pour l'As Ga, où la valeur de  $\alpha$  est importante, voisine de  $10^6 \text{m}^{-1}$ . Il s'agira pour l'étude, d'adapter simplement l'épaisseur de la couche semiconductrice à la profondeur de pénétration des photons incidents.

#### -4 APPLICATION AUX STRUCTURES PHOTODIODES ET PHOTORESISTANCES

On vient de montrer l'influence du photon en terme de conductivité dans les semiconducteurs. Appliquons ces relations aux photodiodes à contacts Schottky et aux composants à contacts ohmiques, les photorésistances.

##### -4-1 LA PHOTODIODE

Elle est caractérisée par une jonction PN ou par un contact Schottky qui, polarisé en inverse, présente une zone désertée de



porteurs libres où le champ électrique est appliqué [10] .

Dans le but d'utiliser le courant dû aux électrons, la photodiode est éclairée du côté de la cathode. Les trous y sont directement collectés tandis que les électrons traversent la structure ; leur durée de vie est égale à leur temps de transit.

$$\tau_{tr} = \frac{W}{v_n}$$

On peut définir la variation du courant dans la structure sous différents types d'excitation photonique.

a) en éclairage continu

selon l'expression (I-21)

$$\Delta\sigma = \frac{e\mu_n \beta P_o W}{D h\nu v_n}$$

$$I = J.S = \frac{e\beta P_o}{h\nu} HW \quad (I-22)$$

Cette expression ne dépend que du débit photonique et de  $\beta$ .

La valeur de I permet de définir le gain en courant de la photodiode qui est égal au rapport du nombre d'électrons circulant dans le circuit extérieur au nombre de photons incidents, par unité de temps.

$$G = \frac{I h\nu}{e P_o HW} = \beta \quad (I-23)$$

Le gain est toujours inférieur à 1. Par ailleurs, le coefficient de réflexion intervient pour limiter encore la valeur de G.

b) en éclairage impulsionnel.

les impulsions lumineuses sont de très courte durée  $t \ll \tau_{tr}$ .  
et sont engendrées avec un taux de répétition  $T \gg \tau_{tr}$ .

Dans le cas théorique la réponse en courant est un créneau, figure ( 7 ), dont la largeur correspond au temps de transit des électrons.

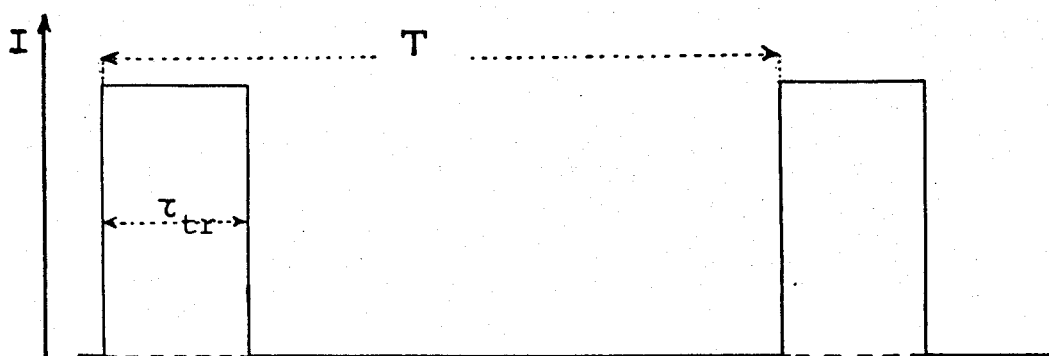


Fig: 7 Evolution théorique du courant dans la photodiode

Considérons la puissance crête  $P_c$  des impulsions lumineuses

$$P_c = \frac{P_o T}{t}$$

$T$  période de répétition

$t$  largeur de l'impulsion

la quantité  $Q$  d'électricité donnée par une impulsion est égale

à

$$Q = \frac{e\beta P_c HW t}{h\nu}$$

On en déduit le courant crête théorique et le courant moyen

$$\Delta I(o) = \frac{e\beta P_o HW}{h\nu} \frac{T}{\tau_{tr}} \quad (I-24)$$

$$\langle \Delta I \rangle = \frac{1}{T} \Delta I(o) \tau_{tr} = \frac{e\beta P_o HW}{h\nu} \quad (I-25)$$

Le rapport de ces valeurs permet de calculer le temps de transit des électrons dans la structure ainsi que la longueur de la zone active

#### I-4-2 LA PHOTORESISTANCE

L'échantillon considéré est de type "planar" dopé N .

a) Réponse en courant dans le cas de l'éclairement continu, gain de la photorésistance.

La variation de la conductivité est donnée par l'équation (I-21)

$$\Delta\sigma = \frac{e\mu_n \beta \tau_n P_o}{h\nu D}$$

Pour traduire cette relation en terme de courant, considérons les différents phénomènes qui peuvent s'observer.

- Dans le cas où peu de phénomènes de piégeage interviennent, on considère que le trou qui arrive au contact se recombine avec un électron. La durée de vie de la paire est alors limitée par le temps de transit des trous dans la structure, et la durée de vie  $\tau_n$  de l'électron s'exprime par la relation:

$$\tau_n = \frac{W}{v_p} \quad v_p \text{ vitesse de dérive des trous.}$$

On a :

$$J = \Delta\sigma E = \frac{e\beta P_0 W}{h\nu D} \frac{\mu_n}{\mu_p}$$

$$I = JS = \frac{e\beta P_0 HW}{h\nu} \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (I-26)$$

Ce photocourant est limité par le rapport  $\frac{\mu_n}{\mu_p}$  (voisin de 10 dans l'AsGa). On en déduit:

$$G = \frac{Ih}{eP_0 HW} = \beta \frac{\mu_n}{\mu_p}$$

- Dans d'autres cas, la valeur du photocourant peut évoluer avec par exemple l'apparition de piégeage de trous en surface. L'expression du photocourant est alors:

$$I = \Delta\sigma ES = \frac{e\beta P_0 HW}{h\nu} \frac{\tau_n}{\tau_{tr}}$$

ce qui donne:

$$G = \frac{Ih\nu}{eP_0 HW} = \frac{\beta\tau_n}{\tau_{tr}} \quad (I-27)$$

$\tau_{tr}$  temps de transit des électrons dans la structure.

Les valeurs importantes de gain sont obtenues pour des grandes valeurs de  $\tau_n$ , ces valeurs dépendent elles-mêmes de la tension de polarisation, de la longueur d'onde, du coefficient de réflexion... Il est donc très difficile de prévoir une valeur

approximative de G. Par contre les valeurs expérimentales permettront de définir les critères de sensibilité de l'échantillon.

b) Réponse en courant dans le cas de l'éclairement impulsionnel, gain de la photorésistance.

Le théorème de Ramo-Schookley donne directement la valeur du photocourant dans le circuit extérieur.

$$I(t) = e \frac{N(t)}{\tau_{tr}}$$

Dans le cas où un équilibre à long temps de s'établir dans la structure lors de l'impulsion,

$$\langle \Delta I \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\infty} I(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{\infty} \frac{e\beta P_0 HW T}{h\nu \tau_{tr}} e^{-\frac{t}{\tau_n}} dt$$

$$\text{avec } \frac{e\beta P_0 HW T}{h\nu \tau_{tr}} = \Delta I(0) \quad (I-28)$$

et T, période de répétition du laser.

$$\langle \Delta I \rangle = \frac{e\beta P_0}{h\nu} \frac{\tau_n}{\tau_{tr}} HW \quad (I-29)$$

En pratique la valeur de  $\langle \Delta I \rangle$  n'est pas si élevée. Les impulsions lumineuses utilisées sont très courtes (<20 ps) et les photons ne sont pas tous efficaces pour la création de porteurs dans la structure.

Comme précédemment,

$$G = \frac{I h\nu}{e\beta P_0 HW} = \frac{\beta \mu_n E \tau_n}{W} = \beta \frac{\tau_n}{\tau_{tr}}$$

En définitive, l'utilisation des photorésistances se traduit par un compromis entre le gain en courant et la rapidité de réponse. En effet, si  $\tau_n$  est élevé, le gain est important mais la bande passante  $\beta = \frac{1}{\tau_n}$  devient faible, (le produit GB restant constant) [11].

## II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

---

Dans ce chapitre on présente tout d'abord les équipements conjointement utilisés pour l'obtention d'une émission laser impulsionnelle courte, variable en taux de répétition et ajustable en longueur d'onde. Selon la configuration de base choisie ces équipements délivrent soit :

- des impulsions lumineuses ( $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ ) de durée de l'ordre de 150 à 200 ps avec un taux de répétition de 80 MHz.
- des impulsions lumineuses ( $5500 \text{ \AA} < \lambda < 6500 \text{ \AA}$ ) de durée de l'ordre de 1 à 5 picosecondes avec un taux de répétition fixe de 80 MHz.
- des impulsions lumineuses ( $5500 \text{ \AA} < \lambda < 6500 \text{ \AA}$ ) de durée égale à 10 - 20 picosecondes avec un taux de répétition variable entre le "coup par coup" et 4 MHz.

On présente ensuite les montages optiques réalisés pour l'éclairement des échantillons d'une manière ponctuelle ou uniforme ainsi que l'installation électrique de polarisation.

## II-1- CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE QUI PERMET D'OBTENIR DES IMPULSIONS LASER DE DURÉE 150 A 200 PICOSECONDES - LASER $Ar^+$ A MODES BLOQUÉS

### II-1-1 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT EN EMISSION CONTINUE

La distribution en fréquence d'une raie laser est généralement constituée d'un certain nombre de fréquences discrètes. Chacune de ces fréquences correspond à un mode de résonance de la cavité laser (mode longitudinal) et le mode  $k$  aura une fréquence de  $\nu_k$  telle que

$$\nu_k = (k+1) \frac{C}{2L}$$

$C$  Célérité de la lumière

$L$  Longueur de la cavité

Les modes sont sélectionnés par la courbe de gain du milieu amplificateur et deux modes adjacents sont séparés d'une fréquence égale à  $\frac{C}{2L}$ . Pour un laser à  $Ar^+$  la largeur de la courbe de gain  $\Delta\nu$  est voisine de 5 GHz et correspond à la largeur Doppler de la transition de l'émission laser considérée. La distribution correspondante dans le temps de l'émission laser résulte de la superposition des champs électriques  $E_k = A e^{i(\omega_k t + \phi_k)}$  de ces différents modes longitudinaux. Elle dépend de leurs amplitudes, de leurs phases relatives et de leurs polarisations.

Pour le laser dit "libre", on peut considérer que les fréquences  $\nu_k$  restent constantes mais que les phases  $\phi_k$  subissent des fluctuations aléatoires dont le temps caractéristique  $\theta_c$  est de l'ordre de 100 ns. Il en résulte que les phases des différents modes varient indépendamment les unes des autres et que l'intensité  $I(t)$  observée sur des temps très longs par rapport à  $\theta_c$  est alors constante.

On a :

$$I(t) = \overline{E(t) E^*(t)}$$

(II-1)

Si l'on considère N modes de même amplitude et de même polarisation

$$E(t) = A \sum_{k=0}^{N-1} e^{i(\omega_k t + \phi_k)} \quad (\text{II-2})$$

soit

$$I(t) = A^2 \left[ \sum_{k=0}^{N-1} e^{i(\omega_k t + \phi_k)} \right] \cdot \left[ \sum_{k=0}^{N-1} e^{-i(\omega_k t + \phi_k)} \right]$$

Les termes croisés sont nuls puisque les phases des différents modes sont des variables aléatoires.

$$I(t) = A^2 \cdot N \quad (\text{II-3})$$

## II-1-2 PRINCIPE GENERAL DU BLOCAGE ACTIF DES MODES DU LASER

### a) Expression mathématique de I (t).

Pour obtenir une intensité I (t) qui corresponde à des impulsions répétitives, il faut réaliser un blocage des modes du laser, c'est-à-dire fixer les phases entre elles. En effet, lorsque l'on connaît avec exactitude la distribution des amplitudes et des phases sur tout le spectre I (ν), un calcul simple que l'on présente, montre que l'on peut déterminer I (t). Une situation intéressante pouvant être réalisée expérimentalement est celle dans laquelle tous les modes ont la même phase  $\phi_k = \phi$

Reprenons l'équation (II-2)

En supposant que tous les modes ont la même phase  $\phi$  et la même amplitude A

$$E(t) = A e^{i\phi} \sum_{k=0}^{N-1} e^{i\omega_k t} \quad (\text{II-4})$$

Puisque deux modes sont séparés par  $\Delta\omega = 2\pi \frac{c}{2L}$ , on peut expliciter la pulsation  $\omega_k$  du mode k en fonction de  $\omega$ , la pulsation du mode 0.

$$\omega_k = \omega + k\Delta\omega$$



ainsi

$$E(t) = A e^{i(\omega t + \phi)} \left[ 1 + e^{i\delta} + e^{2i\delta} + \dots + e^{(N-1)i\delta} \right]$$

avec

$$\delta = \Delta\omega \cdot t = 2\pi \frac{C}{2L} t$$

L'expression entre parenthèses est une progression géométrique de premier terme 1 et de raison  $e^{i\delta}$

Elle a pour valeur  $\left[ \frac{1 - e^{i\delta N}}{1 - e^{i\delta}} \right]$

L'intensité  $I(t)$  qui est égale à  $E(t) E^*(t)$  a pour expression :

$$I(t) = A^2 \left[ \frac{1 - e^{i\delta N}}{1 - e^{i\delta}} \right] \cdot \left[ \frac{1 - e^{-i\delta N}}{1 - e^{-i\delta}} \right]$$

$$I(t) = A^2 \frac{\sin^2 \frac{N\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}}$$

(II-5)

La figure (8) donne la représentation graphique de  $I(t)$

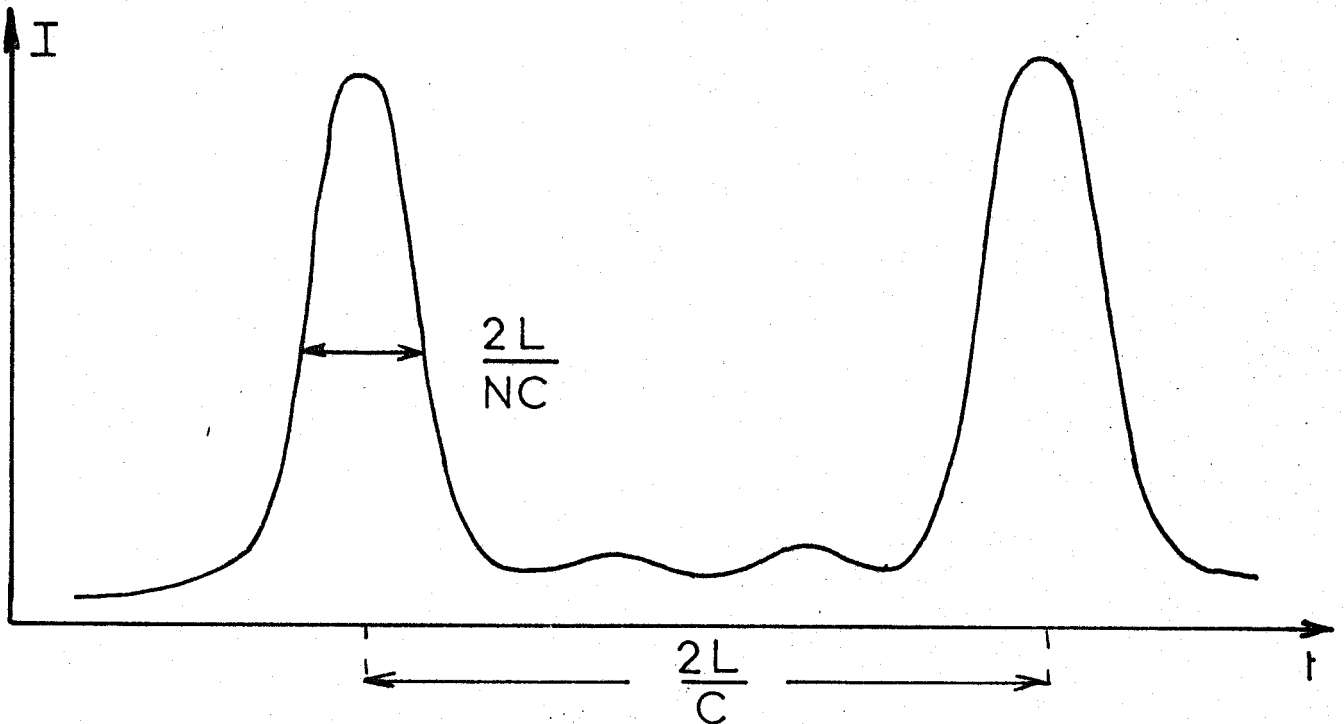


Fig:8 Représentation graphique de  $I(t)$

On obtient des impulsions répétitives à une fréquence  $\frac{C}{2L}$  avec une largeur approximative  $\frac{2L}{NC}$

en valeurs approchées

$$L \neq 1.80 \text{ m}$$

$$N \neq 60 \text{ à } 100$$

$$\Delta t = \frac{2L}{NC} \neq 200 \text{ ps}$$

b) Description qualitative du principe du blocage actif.

Le blocage des modes est produit dans le laser en modulant les pertes de la cavité à une fréquence égale à la différence de fréquence entre les modes longitudinaux adjacents  $\Delta\nu = \frac{C}{2L}$

Soit un mode de fréquence  $\nu_k$  du laser :

Si on module son amplitude à une fréquence  $f$ , son spectre en fréquence présente une composante  $\nu_k$  et deux autres égales à  $\nu_k \pm f$

Le couplage intervient avec les modes voisins de fréquence  $\nu_{k+1} = \nu_k + \frac{C}{2L}$  et  $\nu_{k-1} = \nu_k - \frac{C}{2L}$  quand  $f = \frac{C}{2L}$ . Ce couplage synchronise les oscillations des modes  $\nu_{k+1}$  et  $\nu_{k-1}$  avec le mode  $\nu_k$ , les faisant passer d'un régime d'oscillations libres à un régime d'oscillations forcées. En modulant l'amplitude de l'ensemble des modes longitudinaux, chaque mode se trouve bloqué en phase et en fréquence par une bande latérale du mode voisin [12]. Les phases de tous les modes qui oscillent librement dans la bande du gain saturé du laser, se fixent les unes par rapport aux autres et l'on obtient une distribution de l'intensité en fonction du temps correspondant à une impulsion de durée  $\Delta t = \frac{1}{\Delta\nu}$ ,  $\Delta\nu$  étant la largeur de bande de la courbe de gain,  $\Delta\nu = 5 \text{ GHz} \Rightarrow \Delta t = 200 \text{ ps}$ .

## II-1-3 REALISATION PRATIQUE

Les pertes de la cavité sont produites par un modulateur acousto-optique. L'effet acousto-optique est considéré comme le changement de l'indice de réfraction d'un milieu causé par les contraintes mécaniques accompagnant le passage d'une onde acoustique. On peut montrer que l'indice de réfraction varie périodiquement avec la longueur d'onde  $\Lambda$  de l'onde acoustique et que ce changement est proportionnel à la racine carrée de la puissance acoustique totale [13]. Les relations entre le changement de l'indice de réfraction et les contraintes mécaniques sont assez compliquées [14]. Cependant d'une manière simple on peut considérer le cas d'une onde lumineuse monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , incidente sur un milieu dans lequel une onde acoustique produit des variations sinusoïdales de longueur d'onde  $\Lambda$  de l'indice de réfraction. La figure ( 9 ) représente les fronts d'onde acoustique ; les traits pleins correspondent à des maxima de pression tandis que les traits pointillés sont représentatifs des minima de pression. Quand l'onde lumineuse entre dans le modulateur acousto-optique, les parties de front d'onde proches d'un maxima de pression rencontrent un indice de réfraction élevé et avancent avec une vitesse moindre que celles qui rencontrent des minima de pression. Le front d'onde se trouve ainsi modulé selon la ligne en pointillé sur la figure ( 9 ). La vitesse de l'onde acoustique est beaucoup plus faible que celle de l'onde lumineuse et on peut considérer la variation de l'indice de réfraction comme stationnaire dans le milieu.

La déformation du front d'onde subie par l'onde lumineuse lors de son passage dans le modulateur entraîne une redistribution du

flux de lumière en sortie du modulateur et la lumière est ainsi diffractée en plusieurs ordres.

Simultanément, l'amplitude de l'onde lumineuse est modulée au cours du temps par la variation de l'indice du cristal, ce qui provoque le blocage en phase des modes.

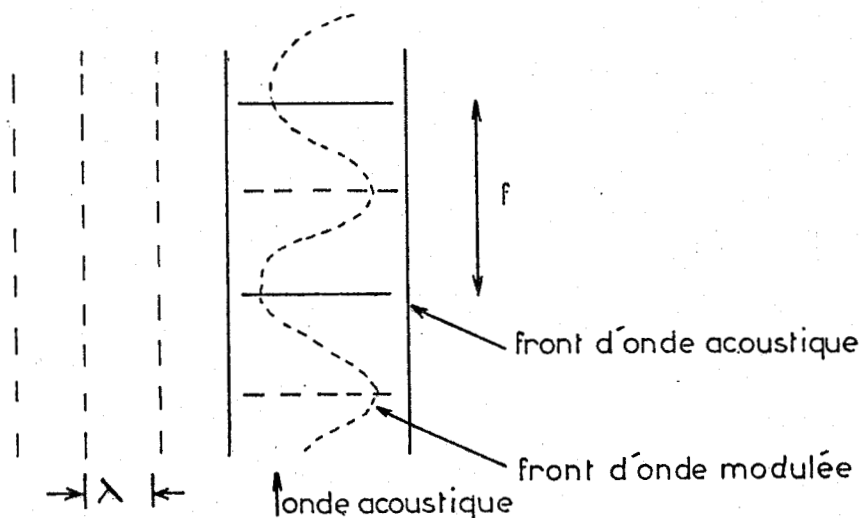


Fig: 9 Représentation schématique du modulateur acousto-optique [15].

Le blocage des modes est réellement optimisé lorsque l'on réussit à établir dans le prisme une onde stationnaire. La fréquence permettant d'obtenir cette résonance est déterminée par les dimensions de la cellule acoustique et la vitesse du son.

$$f = \frac{nv}{2L'}$$

$f$  = fréquence de résonance acoustique

$n$  = nombre de longueurs d'onde sur un aller-retour à travers le résonateur acoustique

$v$  = vitesse du son

$L'$  = dimension du résonateur acoustique parallèle à la direction de propagation de l'onde acoustique.

L'onde acoustique dans le modulateur étant stationnaire, sa fréquence  $f$  doit être égale à  $f = \frac{\Delta v}{2} = \frac{C}{4L}$

#### II-1-4 CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS

La figure (10) est une visualisation sur un oscilloscope à échantillonnage d'une impulsion lumineuse.

Le taux de répétition est de 81.7220 MHz

La période  $T \neq \frac{1}{81.72 \cdot 10^6} = 12.24 \text{ ns}$

La durée des impulsions est de 150 ps

La puissance moyenne  $\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T P dt = 0.6 \text{ W}$

La puissance crête  $p = 56 \text{ W}$

L'énergie par impulsion  $E = 8 \text{ nj}$

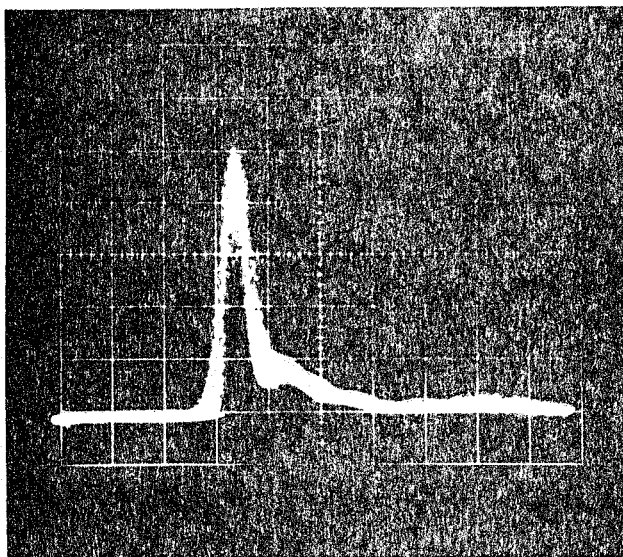


Fig: (10) visualisation sur oscilloscope Tektronix type 564 de l'impulsion laser obtenue (tête d'échantillonnage type S2)

Photodiode Spectra Physics  
Modèle 403 B

Temps de montée < 50 ps

Ordonnée = 20 mv/ carreau

Temps = 200 ps/carreau

Puissance  $\bar{P} = 680 \text{ mW}$



un multiple entier de la fréquence du laser à argon modes bloqués.

## II-2-2 RÔLE DU LASER A COLORANT - MODIFICATION QU'IL APPORTE AUX IMPULSIONS LASER

Bien que les durées d'impulsions du laser de pompage soient de 150 ps, les impulsions obtenues du laser à colorant pompé en synchronisme sont de durée inférieure à 15 ps. Ce phénomène s'explique de la manière suivante : les sections efficaces des gaz sont environ de  $10^{-19} \text{ cm}^2$ . Il en résulte que dans le laser à modes bloqués, le passage d'une impulsion à travers le milieu amplificateur ne change pas de façon importante le gain.

Par contre, pour les lasers à colorants, les sections efficaces des molécules de colorant sont voisines de  $10^{-16} \text{ cm}^2$ . Une impulsion passant à travers le jet de colorant désexcite immédiatement les molécules par émission stimulée apportant ainsi une modification du gain.

La figure (12) représente le processus du pompage synchronisé

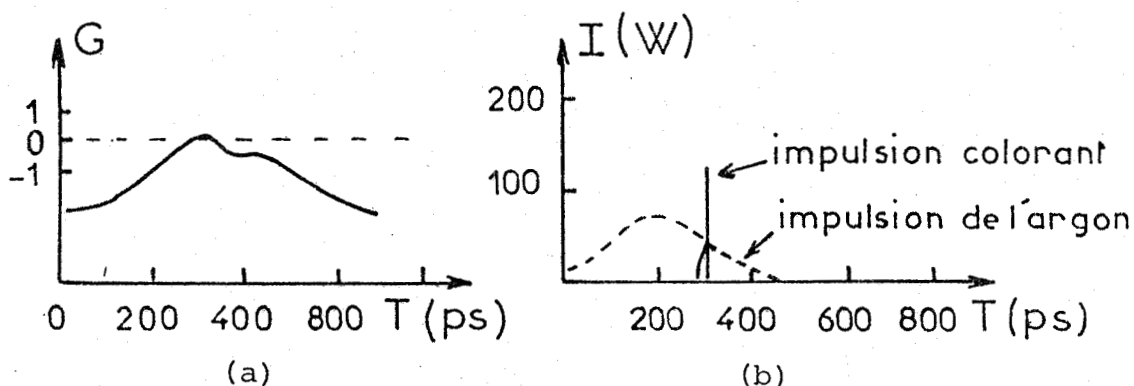


Fig : 12 (a) Gain du laser à colorant en fonction du temps  
(b) Intensité de l'émission en fonction du temps

Par l'intermédiaire du laser de pompe, le gain du laser à colorant croît lentement jusqu'à une valeur positive. A travers le jet, l'impulsion créée se décharge par émission stimulée en quelques picosecondes. Il en résulte donc la présence d'impulsions de durée inférieure à la durée des impulsions du laser de pompe et au temps de relaxation des molécules de colorant qui est environ de 1 ns

### II-2-3 CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS OBTENUES

Durée de l'impulsion mesurée par autocorrélation : 15 ps

Puissance moyenne :  $P = \frac{1}{T} \int_0^T P dt = 80 \text{ mW}$

Puissance crête : 100 W

Energie par impulsion : 1 nj

### II-3 CONFIGURATION DU SYSTÈME EXPÉRIMENTAL QUI PERMET D'OBTENIR DES IMPULSIONS LASER DE 10 À 20 PICOSECONDES AVEC UN TAUX DE REPETITION VARIABLE.

On reprend le montage précédent pour introduire dans la cavité du laser à colorant une cellule de Bragg. L'ensemble réalisé figure ( 15 ), fournit des impulsions laser d'énergie plus grande et permet de faire varier la fréquence de répétition à des fréquences sous-multiples de la fréquence de répétition du laser à argon.

Dans la cavité, le faisceau laser est focalisé sur la cellule acousto-optique. A chaque passage à travers la cellule, une partie de la lumière qui constitue le faisceau de sortie est diffractée. Le système est tel que ce faisceau est modulé à une valeur égale à deux fois la fréquence électrique appliquée sur la cellule de Bragg.

#### II-3-1 PRINCIPE DE LA MODULATION

Comme précédemment, ce principe est celui d'une modulation acousto-optique [16].



L'onde sonore appliquée à la cellule de Bragg provoque une variation de l'indice de réfraction créant ainsi schématiquement une série de plans parallèles, séparés d'une distance égale à sa longueur d'onde  $\lambda_s$ , et se déplaçant à la vitesse  $v_s$

Considérons une onde lumineuse incidente sur le cristal, figure (13) (angle d'incidence  $\theta_i$ ), celle-ci est diffractée par les différents plans, (angle de diffraction  $\theta_d$ ).

On peut considérer les contributions des deux cas suivants:

- 1° - Le phénomène de diffraction intervient sur un seul plan
- 2° - Le phénomène de diffraction intervient sur deux plans

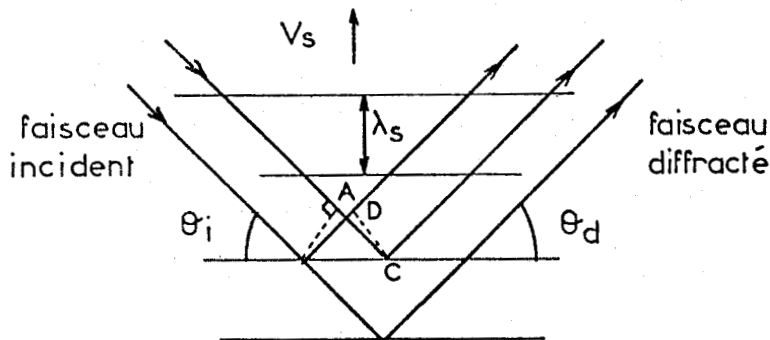


Fig: 13 Diffraction de la lumière dans le cristal.

Les conditions à satisfaire sont les suivantes :

- 1° - La lumière diffractée sur un plan donné doit se trouver en phase.
- 2° - La lumière diffractée sur des plans différents doit aussi se retrouver en phase.

Ceci implique que la différence de marche des trajets lumineux doit être un nombre entier de la longueur d'onde.

Pour la première condition on doit avoir  $\theta_d = \theta_i$

Pour la seconde  $\sin \theta_d + \sin \theta_i = \frac{m \lambda}{\lambda_s n}$ ,  $m$  entier,

$\frac{\lambda}{n}$  longueur d'onde de l'onde lumineuse dans la cellule d'indice  $n$

Ces conditions sont vérifiées pour  $\sin \theta_i = \sin \theta_d = m \frac{\lambda}{2 \lambda_s}$

L'angle d'incidence doit être égal à l'angle de diffraction.

Par ailleurs, l'onde sonore ayant une vitesse  $v_s$ , il s'en-suit un glissement de la fréquence optique du faisceau diffracté par effet Doppler.

On a 
$$\Delta\omega = \frac{2\pi v_s}{\lambda_s} = \omega_s$$

Selon le sens de propagation 
$$\omega_d = \omega \pm \omega_s$$

### II-3-2 REALISATION PRATIQUE DE LA MODULATION ET DE LA SYNCHRONISATION [17].

La disposition de l'installation, "cavity-dumper", oblige le faisceau à passer deux fois dans la cellule (Y)

Considérons le champ électrique de l'onde incidente sous la forme  $E_0 \cos \omega t$ .

La lumière se réfléchit sur le miroir  $M_2$  et traverse la cellule de Bragg, figure (14).

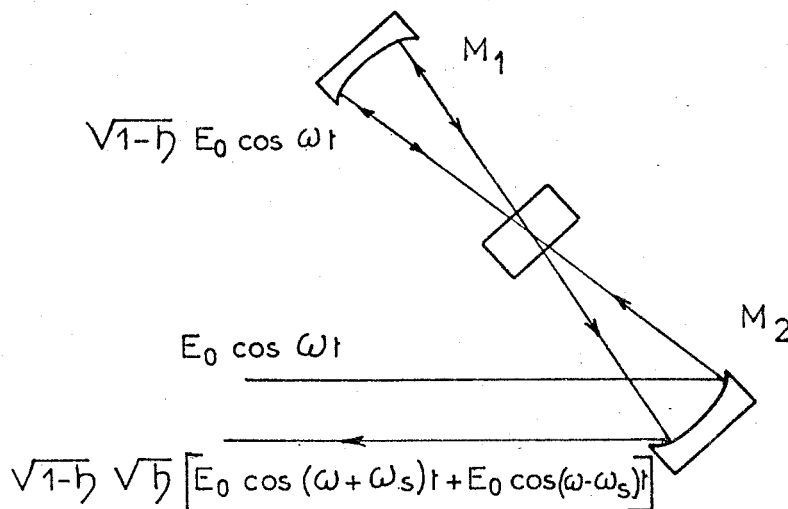


Fig: 14 Trajet de la lumière dans la cellule de Bragg [18].

Une partie de la lumière est diffractée et son expression correspond à

$\sqrt{\eta} E_0 \cos (\omega + \omega_s)t$   $\eta$  étant l'efficacité de diffraction de la cellule acoustique. L'autre partie traverse sans changement de fréquence la cellule et son expression correspond à

$$\sqrt{1-\eta} E_0 \cos \omega t$$

Après réflexion sur le miroir  $M_1$ , la première partie retransverse sans changement de fréquence la cellule et son expression correspond à

$$\sqrt{1-\eta} \sqrt{\eta} E_0 \cos(\omega + \omega_s) t$$

La deuxième partie retransverse la cellule et subit partiellement une diffraction et son expression correspond à

$$\sqrt{1-\eta} \sqrt{\eta} E_0 \cos(\omega - \omega_s) t$$

Le champ électrique de l'onde lumineuse résultante se traduit par

$$\sqrt{1-\eta} \sqrt{\eta} [E_0 \cos(\omega + \omega_s) t + E_0 \cos(\omega - \omega_s) t] \quad (\text{II-6})$$

Le signal optique délivré se trouve modulé en amplitude tel que

$$\frac{I}{I_0} = 2\eta (1-\eta) (1 + \cos 2\omega_s t) \quad (\text{II-7})$$

En régime impulsionnel, pour optimiser le signal de sortie du laser on effectue un contrôle de phase de l'onde acoustique de façon à obtenir un maximum dans l'amplitude du faisceau diffracté lors du passage de l'impulsion venant du "mode locker".

### II-3-3 CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS OBTENUES

La figure (15) donne la disposition générale de l'installation.

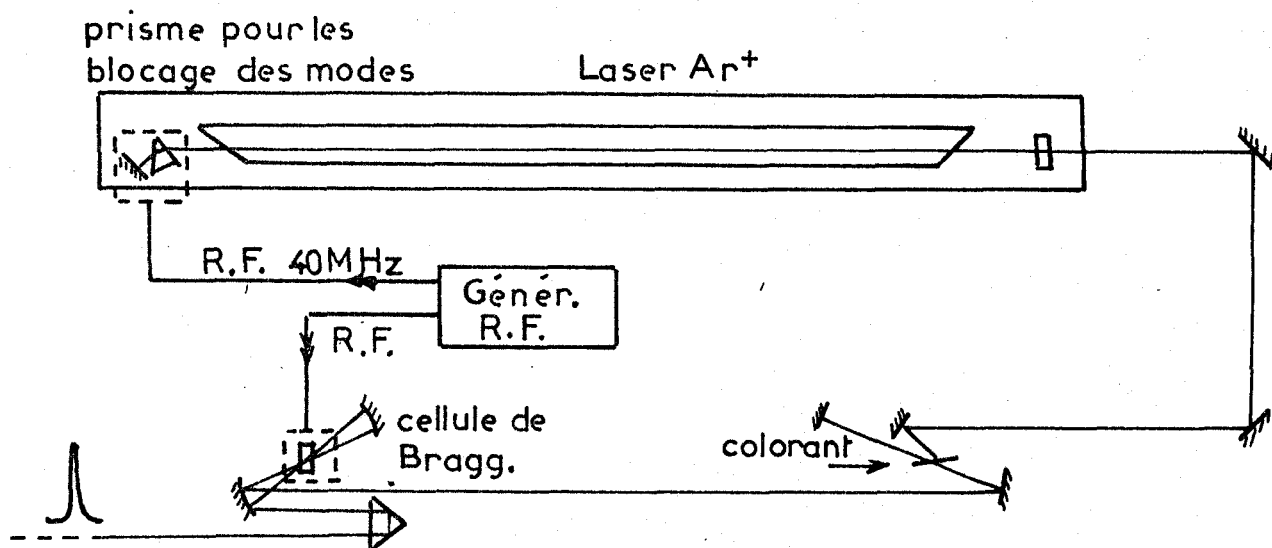


Fig:15 Vue générale de l'installation.

L'accord en longueur d'onde du laser à colorant s'effectue par un étalon de type Fabry-Perot dont la séparation entre les fréquences de transmission des pics adjacents est de 100 000 GHz. La largeur de l'émission résultante est de 2 à 3 Å.

Caractéristiques de l'émission au taux de répétition de 800 KHz :

Durée de l'impulsion : 15 ps

Puissance moyenne : 30 mW

puissance crête :  $P = \frac{\bar{P} T}{t} = 2.5 \text{ kW}$

énergie par impulsion : 40 nj

#### II-4- MONTAGES OPTIQUES RÉALISÉS

Ces montages expérimentaux permettent d'éclairer l'échantillon d'une manière homogène sur toute sa surface ou d'une manière ponctuelle.

Les mesures de niveaux lumineux très faibles étant des mesures délicates, on apporte un soin particulier à la réalisation des mon-

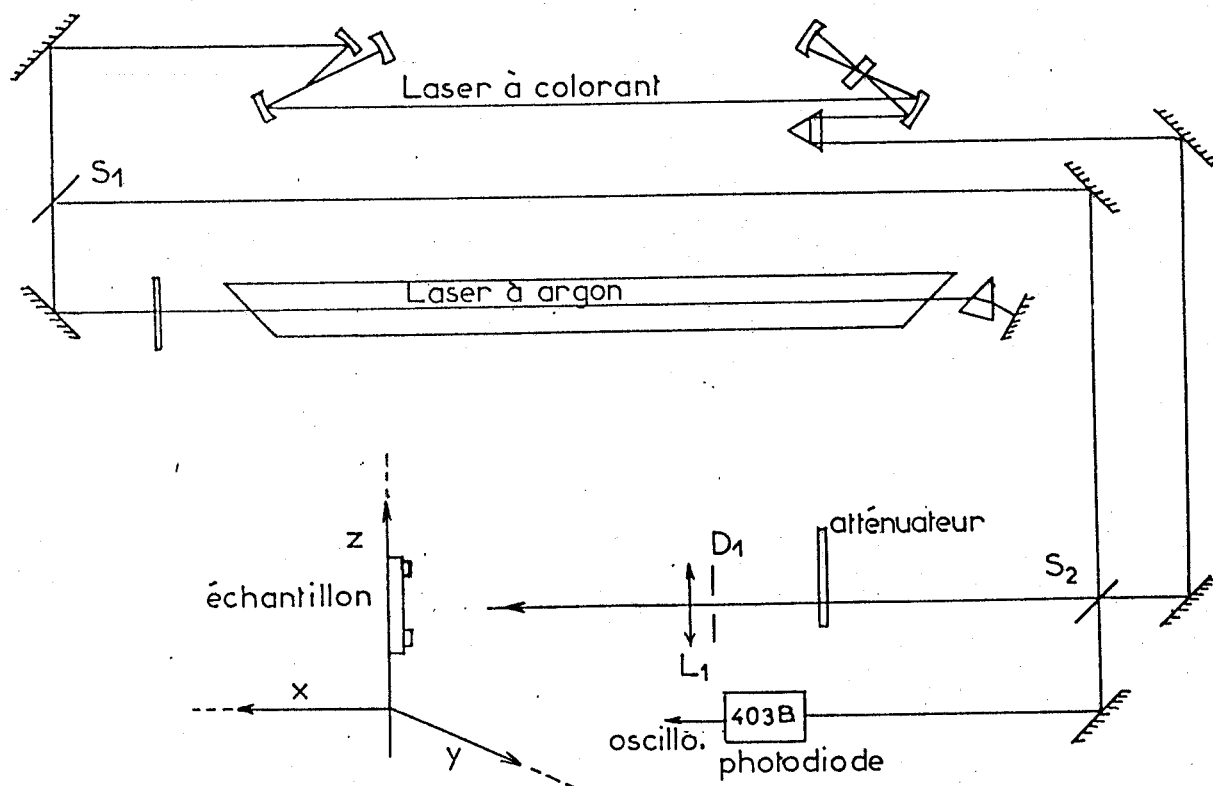


Fig: 16 Dispositif d'éclairage homogène des échantillons

tages afin d'éliminer le mieux possible les sources d'erreur.

La figure (16) représente le montage réalisé lors de l'éclairage total de l'échantillon.

Les lasers impulsionnels pouvant présenter des instabilités en cours de mesures, un contrôle systématique des impulsions lumineuses est effectué durant le travail. La séparatrice  $S_2$  envoie une partie des impulsions lumineuses du laser à colorant ou du laser à Argon sur la photodiode branchée sur un oscilloscope double voie.

Le faisceau du laser à colorant présente une divergence telle qu'à la position du diaphragme  $D_1$ , son diamètre est de 3 mm. Le diamètre de  $D_1$  est de 1 mm afin de sélectionner une densité de puissance homogène sur la surface considérée. La lentille  $L_1$ , de focale  $f_1 = 2$  m rectifie la divergence du faisceau qui est envoyé sur l'échantillon monté sur un déplacement micrométrique  $x, y, z$ .

Les puissances lumineuses sont mesurées après la lentille  $L_1$  au moyen d'un microwatt-mètre Spectra-Physics ou d'un nanowatt-mètre Photodyne qui permet de s'affranchir de la lumière ambiante au moment de la lecture. Par ailleurs l'échantillon est protégé de la lumière parasite par une boîte noire ne laissant passer que le faisceau laser. La puissance lumineuse envoyée sur l'échantillon est calculée par le rapport des section et surface du faisceau laser et de l'échantillon. Un atténuateur placé sur le trajet du faisceau permet de régler l'intensité à de très faibles valeurs.

La figure (17) présente le montage pour un éclairage ponctuel.

Le faisceau lumineux sortant de la lentille  $L_1$  est envoyé sur un extenseur de faisceau constitué par les lentilles  $L_2$  et  $L_3$ , divergente de focale -2 cm et convergente de focale 20 cm.

On peut donc disposer après la lentille  $L_3$ , différents objectifs microscopiques représentés par la lentille  $L_4$ , dont le diamètre d'entrée est de 1 cm. Durant le travail on a généralement utilisé un

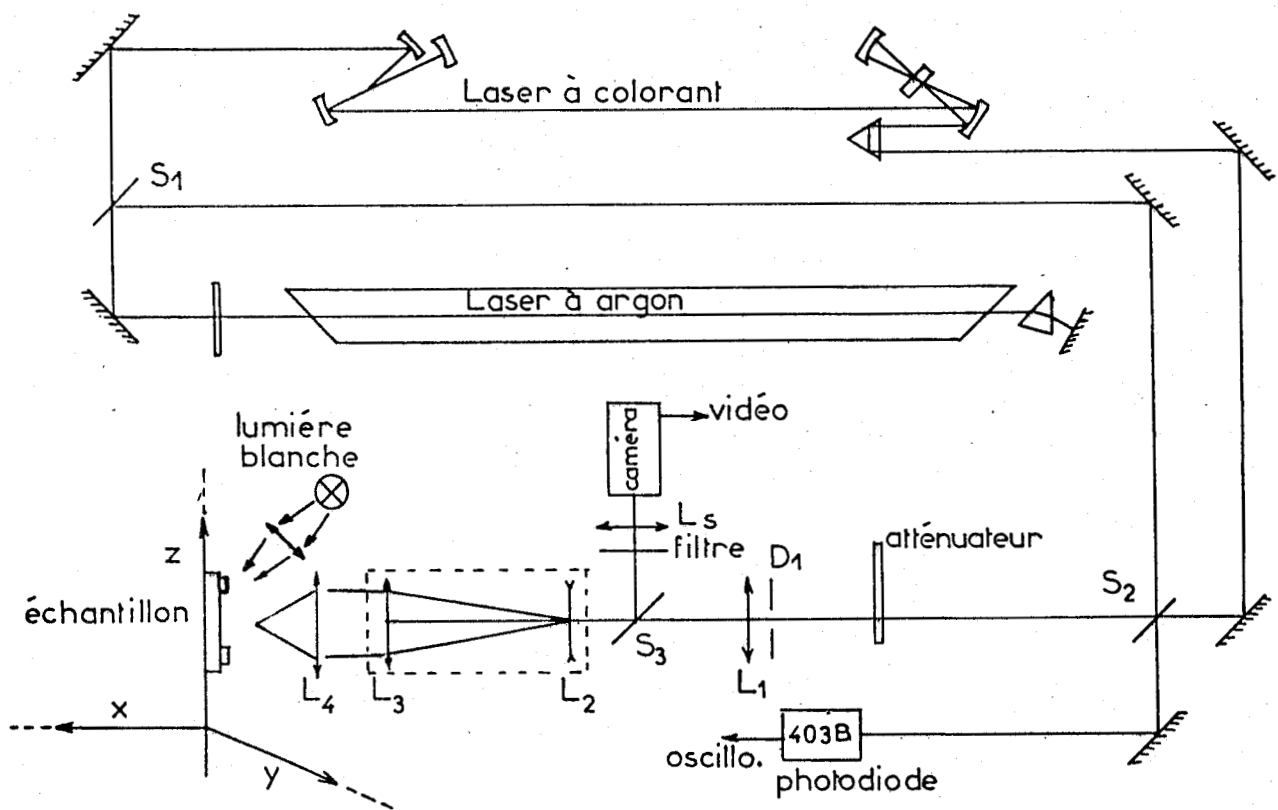


Fig: 17 Dispositif d'éclairement ponctuel des échantillons

objectif 15 X  $\infty$  ce qui donne une tache de focalisation de  $2\mu\text{m}$  de diamètre. L'échantillon est fixé sur une monture à déplacement micrométriques xyz.

Afin d'observer la position de la tache de focalisation sur la surface de l'échantillon, celui-ci est éclairé avant les mesures par une lumière blanche qui passe après réflexion au travers des lentilles  $L_4$ ,  $L_3$  et  $L_2$ , qui est réfléchié par la séparatrice  $S_3$  pour être envoyée sur une caméra. (Un filtre passe-bas permet d'éliminer la quasi-totalité de la lumière du laser sur la caméra).

## II-5- MONTAGE ÉLECTRIQUE DE POLARISATION DES PHOTODÉTECTEURS

Pour mesurer les caractéristiques électriques générales, le courant impulsionnel et le courant moyen, on utilise le montage de la figure (18).

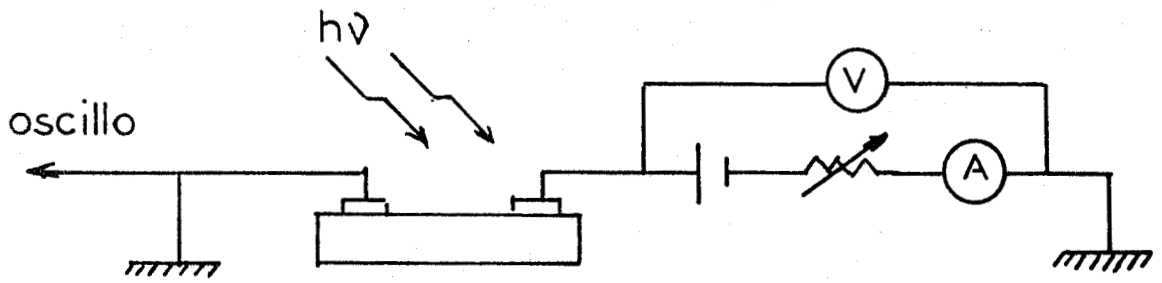


Fig:18 Montage électrique de polarisation des photodétecteurs.

La tension de polarisation est mesurée aux bornes de l'échantillon. Le courant moyen est relevé à l'aide d'un micro-ampèremètre. Le courant impulsionnel est relevé par visualisation du signal sur un oscilloscope à échantillonnage Tektronix type 564 et transfert sur une table traçante.

### III - RESULTATS EXPERIMENTAUX



Ce chapitre présente principalement des mesures de caractérisation d'échantillons d'Arséniure de Gallium et quelques résultats sur un échantillon de GaInAs.

On présente tout d'abord les réalisations, à partir de plaquettes épitaxiées, de diverses structures de type "planar" ou "méssa" à contacts Schottky ou ohmiques.

On pose quelques relations qui permettront d'interpréter les résultats expérimentaux.

On analyse de manière qualitative et comparative les résultats obtenus sur différentes structures de type photodiode et photorésistance.

On présente ensuite une étude plus quantitative d'une structure photorésistance "planar" sélectionnée pour ses gains relativement élevés.

# LES MATÉRIAUX.

Ils sont constitués par des plaquettes épitaxiées de GaAs et de GaInAs/InP en provenance de divers laboratoires. La structure et l'utilisation des plaquettes sont présentées dans le tableau III-1 .

PLAQUETTES	PROVENANCES	EPITAXIES		"BUFFERS"		SUBSTRATS		ECHANTILLONS			
		type	épaisseur $\mu\text{m}$	dopage $\text{At}/\text{cm}^3$	type	épaisseur $\mu\text{m}$	dopage $\text{At}/\text{cm}^3$		type	épaisseur $\mu\text{m}$	dopage $\text{At}/\text{cm}^3$
GaAs   14	Microwaves Associates	N	10 $\mu\text{m}$	$10^{14}$	N	3a5 $\mu\text{m}$	$10^{17}$ $10^{18}$	N <sup>+</sup>	350 $\mu\text{m}$	$>10^{18}$	PDM   141M8
GaAs   19	L.E.P.	N <sup>+</sup>	0.7 $\mu\text{m}$	$15 \cdot 10^{17}$	N <sup>-</sup>	2.5 $\mu\text{m}$		SI	400 $\mu\text{m}$	-	PDP   194N1
GaAs   9	Thomson	N	0.3 $\mu\text{m}$	$25 \cdot 10^{17}$	N <sup>-</sup>	0.45 $\mu\text{m}$	$10^{15}$	SI	300 $\mu\text{m}$	-	PRP   95N
GaAs   9	Thomson	N	0.3 $\mu\text{m}$	$25 \cdot 10^{17}$	N <sup>-</sup>	0.45 $\mu\text{m}$	$10^{15}$	SI	300 $\mu\text{m}$	-	PRP   95S
GaAs   4	Thomson	N	0.2 $\mu\text{m}$	$36 \cdot 10^{17}$	N <sup>-</sup>	4 $\mu\text{m}$	$10^{15}$	SI	300 $\mu\text{m}$	-	PRP   41T
GaAs   12	L.E.P.	N <sup>+</sup>	0.2 $\mu\text{m}$	$15 \cdot 10^{17}$	N <sup>-</sup>	7 $\mu\text{m}$	$10^{15}$	SI	-	-	PRP   123T
GaInAs / InP   16	Thomson	N	0.5 $\mu\text{m}$	$<10^{16}$	N	0.1 $\mu\text{m}$	$310^{16}$	SI	300 $\mu\text{m}$	-	PRP   161N
GaAs   21	Thomson	N	0.2 $\mu\text{m}$	$15 \cdot 10^{17}$	SI	4 $\mu\text{m}$	-	SI	-	-	PRP   211E

\* PDM: photodiode "mésa"  
PDP: photodiode "planar"  
PRP: photorésistance "planar"

Tableau III-1

Dans le cas du GaInAs, l'accord de maille cristalline a été effectué avec les concentrations suivantes:  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  avec  $x=0.47$

La réalisation des échantillons est due à l'équipe technique de la centrale de technologie du Centre Hyperfréquence et Semi-conducteurs, Université de Lille I, [19], [20].

## II-2- STRUCTURES REALISÉES.

### II-2-1 STRUCTURES "MESA" A CONTACTS SCHOTTKY SUR GaAs.

La réalisation des composants est effectuée à partir d'une plaquette épitaxiée dont la présentation est faite figure (19). Elle est constituée d'un substrat dopé  $N^+$  de concentration supérieure à  $10^{18}$  At/cm<sup>3</sup>, d'une couche intermédiaire de quelques microns dopée N entre  $10^{17}$  et  $10^{18}$  At/cm<sup>3</sup> et d'une couche de 10  $\mu$ m dopée N à  $10^{14}$  At/cm<sup>3</sup>.

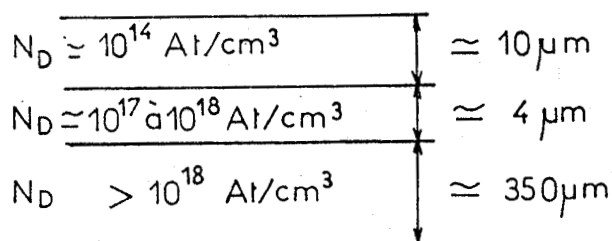


Fig:19 Couche épitaxiée utilisée pour une structure "MESA"

La théorie du contact Schottky est largement développée dans la littérature. Pratiquement, on dépose sur la couche supérieure active de la plaquette une couche de titane puis une couche de platine, chacune d'épaisseur faible (200 Å) afin de laisser passer le rayonnement photonique. On dépose ensuite sur le platine une couronne d'or de 0.5  $\mu$ m pour effectuer la prise de contact [21], [22]. La figure (20) représente la vue de profil et de coupe de l'échantillon réalisé. La structure "mésa" finale apparaît par l'attaque chimique de la couche périphérique.

Un contact ohmique est réalisé sur la couche fortement dopée à la base de la photodiode par les procédés classiques : dépôt d'eutectique AuGe (1000 Å), dépôt de Ni (350 Å) et prise de contact par une couche d'or [23], [24].

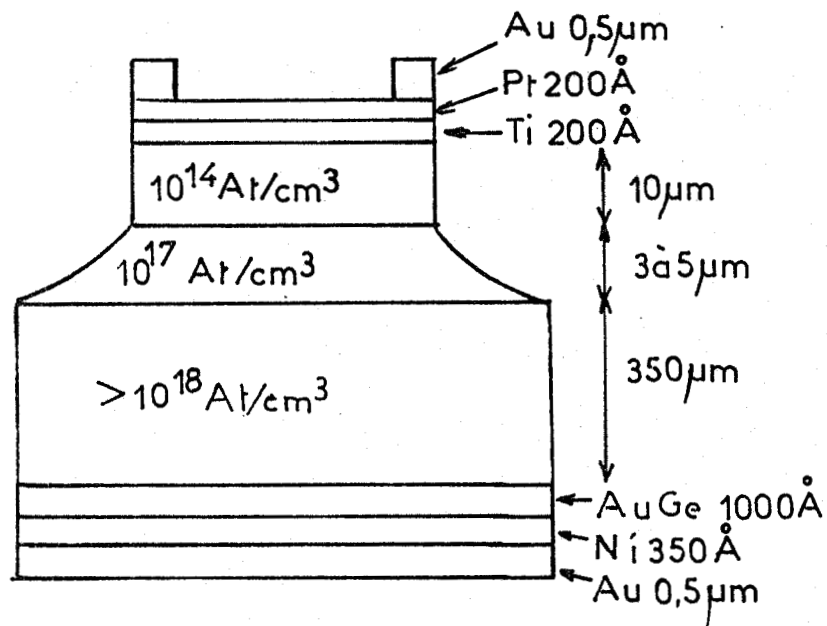
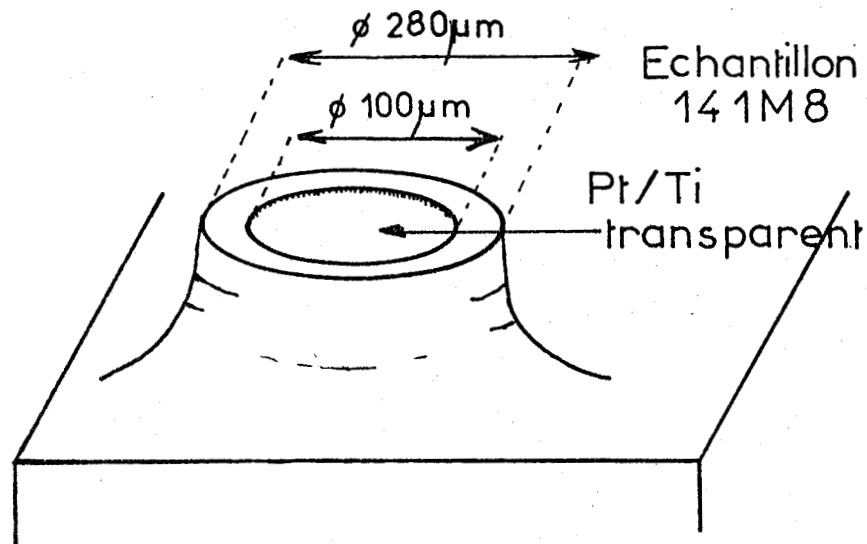


Fig:20 Structure "MESA" du type photodiode Schottky.

### III-2-2 STRUCTURES "PLANAR".

Ces structures sont réalisées à partir des plaquettes épitaxiées présentées figure ( 21). Elles sont constituées d'un substrat semi-insolant, d'une couche tampon faiblement dopée et d'une couche active de type N dopée à  $10^{17}\text{ At/cm}^3$ . On peut effectuer des contacts ohmiques ou bloquants.

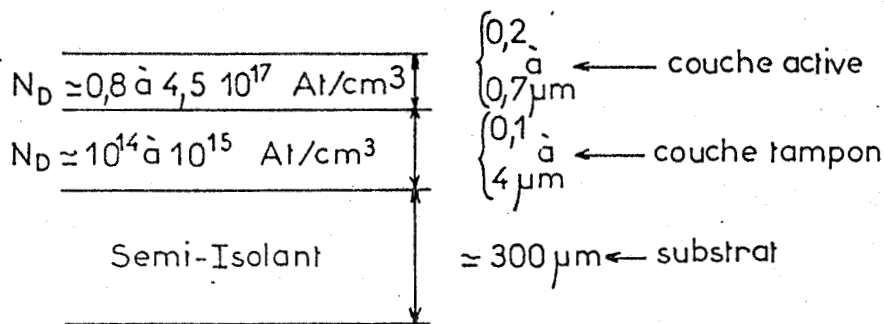


Fig:21 Couche épitaxiée utilisée pour une structure "PLANAR"

a) Structure "Planar" à contacts Schottky sur GaAs.

Les contacts Schottky sont réalisés selon la procédure présentée précédemment. Par rapport à la photodiode "mésa", la photodiode "planar" possède un deuxième contact Schottky ce qui lui confère comme on le verra, des caractéristiques particulières. La présentation de l'échantillon est faite figure (22).

Echantillon 19 4 N1  
Surface sensible  $10\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$

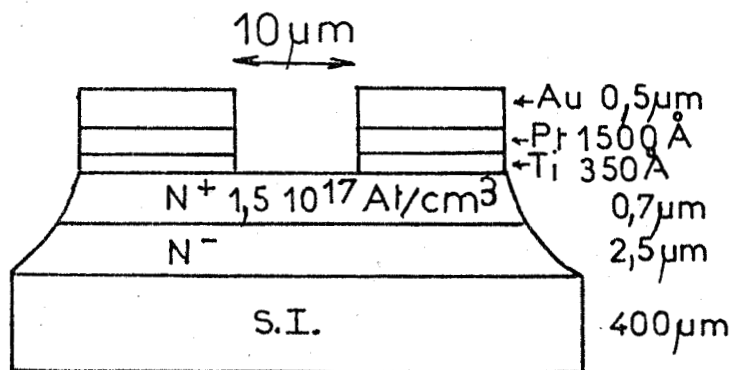


Fig:22 Structure PLANAR à contacts Schottky.

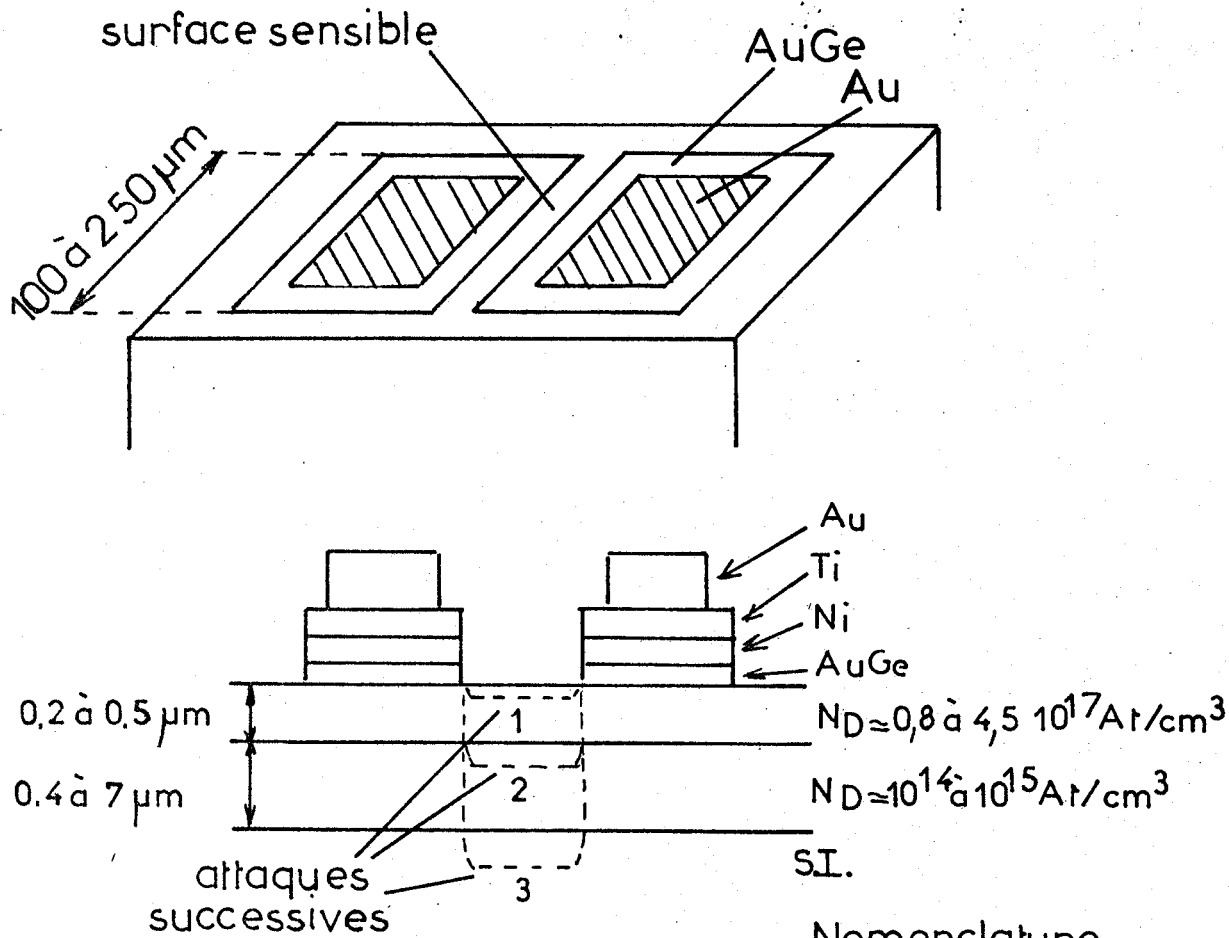
b) Structure "Planar" à contacts ohmiques.

- Dispositif en GaAs .

La figure (23) représente la vue de profil et de coupe des dispositifs réalisés. Diverses attaques chimiques permettent d'éclairer spécifiquement la couche active, la couche tampon ou le substrat semi-isolant.

- Dispositif en GaInAs/InP.

La figure (24) présente la coupe du dispositif.



- Nomenclature
- attaque 1 photorésistance de type N n° 95N et 21
  - attaque 2 photorésistance de type T n° 95T et 123T
  - attaque 3 photorésistance de type S n° 41S

Fig: 23 Structure de type "PLANAR" à contacts ohmiques sur GaAs.

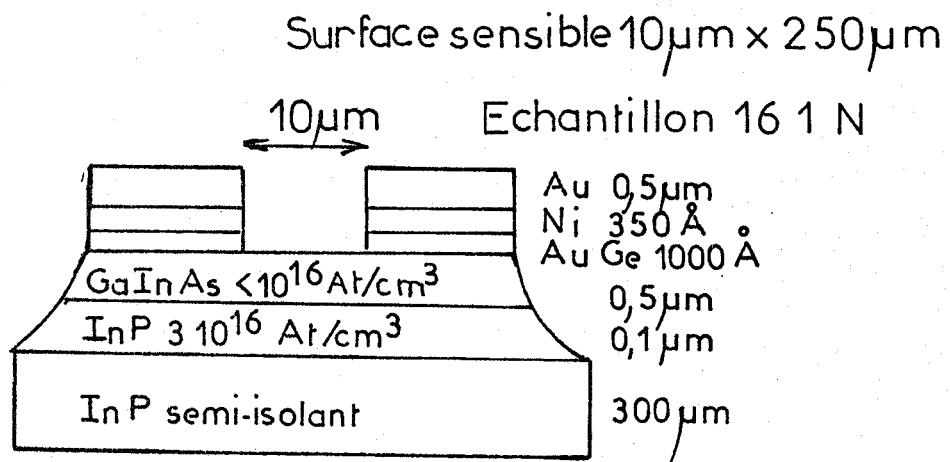


Fig: 24 Photorésistance sur GaInAs/InP

### 3 EXPLOITATION DES PARAMÈTRES D'ÉTUDE .

#### 3-1 MESURES REALISEES .

Le principe d'étude consiste à envoyer une impulsion lumineuse très courte sur les dispositifs correctement polarisés. On crée ainsi des paires électron-trou excédentaires et on suit l'évolution du courant  $\Delta I(t)$  qui en résulte, figure (25).

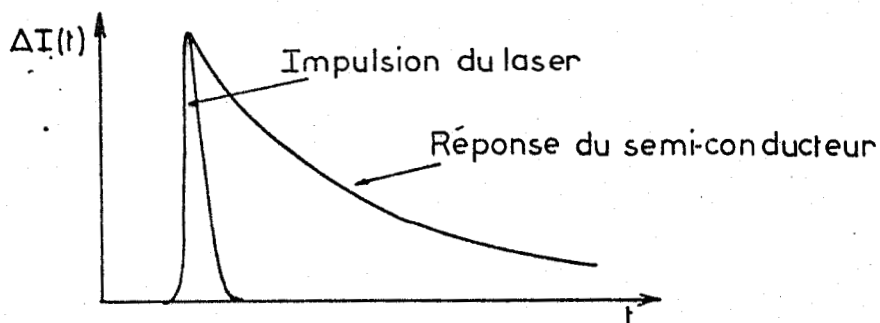


Fig:25 Réponse typique du semi-conducteur à une impulsion lumineuse.

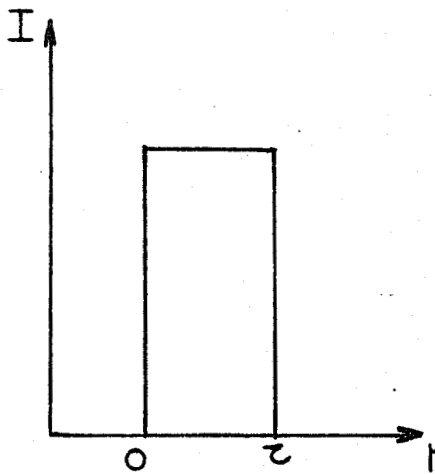
Les informations relatives aux caractéristiques des porteurs à l'intérieur du matériau sont obtenues à partir des paramètres suivants :

- L'amplitude  $\langle I \rangle - I_0 = \langle \Delta I \rangle$  du courant moyen supplémentaire dû à l'excitation photonique, ( $I_0$ , courant d'obscurité).
- Les amplitudes  $\Delta I(0)$  et  $\Delta I(t)$  du photocourant impulsionnel résultant de la création instantanée de N paires électron-trou au sein du matériau
- La durée  $\tau$  du courant impulsionnel résultant de la création instantanée de ces N paires électron-trou, caractéristique de l'évolution temporelle du photocourant.

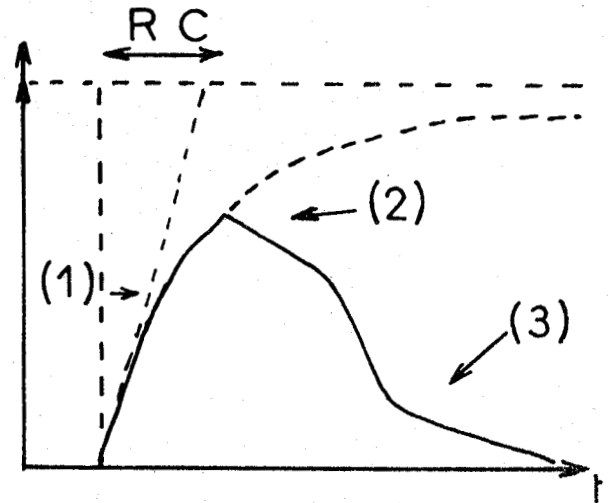
#### -3-2 EXPLOITATION DES PARAMETRES D'ETUDE POUR LA PHOTODIODE.

##### a) Evolution temporelle du photocourant.

La réponse théorique en créneau de la photodiode, présentée au chapitre I figure (7), est déformée en pratique par différents phénomènes comme le montre la figure (26), [25].



a) évolution théorique



b) évolution observée

Fig:26 Evolution du photocourant dans la photodiode

Le temps de montée, partie (1), est limité par le temps de réponse du circuit extérieur ainsi que par le produit RC lié à la résistance R et à la capacité C du circuit équivalent de la photodiode, la capacité C étant liée à la présence de la zone désertée.

La partie (2) peut correspondre au piégeage des porteurs de charge.

La partie (3) peut correspondre à leur dépiégeage.

On conçoit que dans la pratique, ces effets seront minimisés en travaillant à champs élevés.

b) temps de transit des électrons.

Les équations (I-24) du courant crête et (I-25) du courant moyen données au chapitre I permettent de calculer la valeur du temps de transit moyen des électrons.

$$\Delta I(o) = \frac{e\beta P_o H W}{h \nu} \frac{T}{\tau_{tr}}$$

$$\langle \Delta I \rangle = \frac{e\beta P_o H W}{h \nu}$$

$$\tau_{tr} = \frac{\langle \Delta I \rangle}{\Delta I(o)} T \quad (III-1)$$



a) Cas général où le champ électrique est uniforme et où la durée de vie des paires électron-trou n'est pas distribuée.

On peut directement exploiter les équations (I-28) et (I-29) définies précédemment qui présentent les valeurs de  $\Delta I(0)$  et de  $\langle \Delta I \rangle$  lors de l'éclairement impulsionnel de la photorésistance.

$$\Delta I(0) = \frac{e\beta P_0 HW}{h\nu} \frac{T}{\tau_{tr}}$$

$$\langle \Delta I \rangle = \frac{e\beta P_0 HW}{h\nu} \frac{\tau_n}{\tau_{tr}} = \frac{eN}{T} \frac{\tau_n}{\tau_{tr}}$$

avec  $\tau_{tr} = \frac{W}{v_n}$   $v_n$  vitesse de l'électron

On rappelle que l'on a supposé que les temps de piégeage au moins pour les électrons sont très courts. On a donc  $\tau_n = \tau_0$ , durée de vie de la paire électron-trou.

b) Cas où le champ électrique n'est pas uniforme.

Comme précédemment, on considère que l'excitation photonique se fait de façon uniforme dans toute la zone active, ainsi les endroits de création de paires sont distribués uniformément.

Les expressions précédentes restent valables en considérant le temps de transit des électrons tel que :

$$\tau_{tr} = \int_0^W \frac{dx}{v_n(x)} \quad (\text{III-2})$$

c) Cas où la durée de vie  $\tau_n$  est distribuée.

Dans un composant de type "planar" où les mécanismes de recombinaison peuvent être superficiels, la capture des trous par les charges en surface peut retarder un certain nombre de recombinaisons

et entraîner une distribution de  $\tau_n$  qui peut dépendre de façon importante des conditions de polarisation [26] .

En particulier, à tension de polarisation nulle, seul le champ transversal de surface agit en séparant les deux types de porteurs (attraction des trous en surface et répulsion des électrons au sein du matériau), ce qui augmente considérablement la durée de vie  $\tau_n$  des électrons.

Soit  $g(\tau) d\tau$  le pourcentage des électrons dont la durée de vie est comprise entre  $\tau$  et  $\tau + d\tau$ , les relations (I-28) et (I-29) se généralisent sous la forme :

$$\Delta I(t) = \frac{eN}{\tau_{tr}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau_n}} g(\tau_n) d\tau_n \quad (\text{III-3})$$

$$\langle \Delta I \rangle = \frac{eN}{\tau_{tr}} \bar{\tau}_n \quad (\text{III-4})$$

$$\text{où } \bar{\tau}_n = \int_0^{\infty} \tau_n g(\tau_n) d\tau_n$$

#### d) Calcul de $\tau_n$ .

Les équations (I-28), (I-29) et (III-3), (III-4) ainsi définies permettent de calculer la durée de vie  $\tau_n$  des électrons.

$$\tau_n = \frac{\langle \Delta I \rangle}{\Delta I(0)} T \quad (\text{III-5})$$

Ceci est vrai dans le cas où la valeur de  $\tau_n$  n'évolue pas dans le temps avec la concentration des porteurs de charge c'est-à-dire dans le cas où un seul phénomène participe à la recombinaison.

e) Courbe du photocourant, mesure de  $\tau_n$

Dans la pratique, l'équation (III-5) n'est pas toujours utilisable. Parfois plusieurs phénomènes entrent en jeu et le photocourant impulsionnel met en évidence plusieurs constantes de temps caractéristiques de ces phénomènes. La figure (27 a) représente une réponse typique en photocourant d'un semiconducteur, à un éclairage impulsionnel. La figure (27 b) présente ce photocourant en échelle logarithmique.

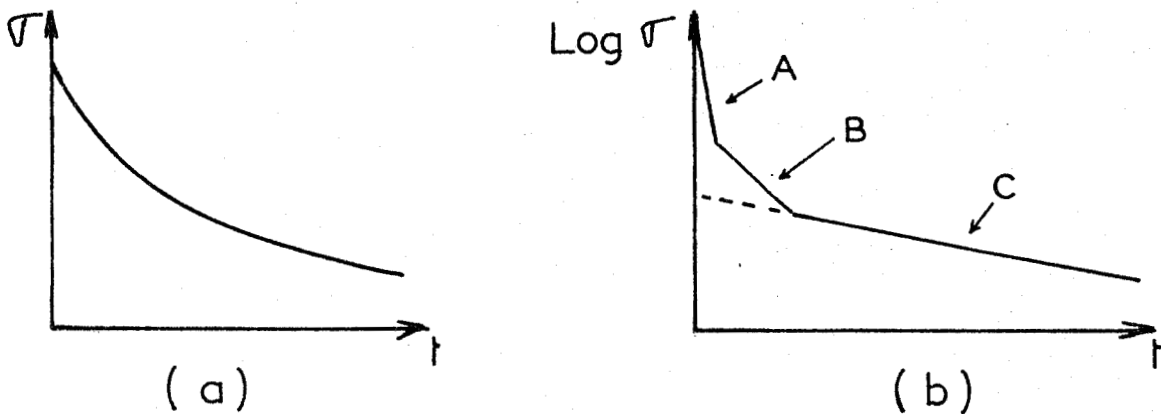


Fig:27 Réponse impulsionnelle d'un semiconducteur  
 a) échelle linéaire  
 b) échelle logarithmique

Considérons la figure (27 b). La partie A qui met en évidence une durée de vie très courte peut correspondre à une recombinaison en volume des porteurs de charge qui n'ont pas le temps de transiter en surface ou hors de la structure. Les pentes des droites B et C mettent en évidence d'autres phénomènes; en ce qui concerne les structures étudiées ce sont par exemple le piégeage et le dépiégeage des trous en surface, ce qui a pour effet d'augmenter la durée de vie des paires électron-trou créées.

Ainsi lorsque les électrons et les trous participent simultanément à la création d'un courant, la durée de vie apparente correspond à une durée de vie  $\tau_{neq}$  d'états non équilibrés telle que:

$$\tau_{\text{neq}} = \frac{-\Delta\sigma}{\frac{d\Delta\sigma}{dt}} = \frac{\mu_n \Delta_n + \mu_p \Delta_p}{\frac{\mu_n \Delta_n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \Delta_p}{\tau_p}} \quad (\text{III-6})$$

La valeur de  $\tau_{\text{neq}}$  peut se déterminer expérimentalement en effectuant le rapport du courant  $I$  et de la valeur de la pente de la tangente à la courbe au temps  $t$  considéré.

Lorsque les pentes des droites B et C sont très différentes, les différentes valeurs de  $\tau_{\text{neq}}$  permettent de calculer les constantes de temps réelles des phénomènes qui se superposent.

f) Réponse en courant en fonction de la fréquence.

On vient de présenter la réponse en courant en fonction du temps de la photorésistance qui dans le cas le plus simple se limite à l'équation

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}}$$

Les performances des dispositifs étant liées à leur réponse en fréquence, considérons les conditions de transformation du domaine de temps en domaine de fréquence.

On peut procéder en utilisant la transformée de Fourier

$$Q(\omega) = \int_0^{\infty} I_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}} e^{-j\omega t} dt$$

$$Q(\omega) = I_0 \int_0^{\infty} e^{-\left(\frac{1}{\tau_n} + j\omega\right)t} dt$$

$$Q(\omega) = \frac{I_0 \tau_n}{1 + j\omega \tau_n}$$

$$|Q(\omega)| = \frac{I_0 \tau_n}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \quad (\text{III-7})$$

par ailleurs

$$Q(t') = \int_0^{t'} I_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}} dt = I_0 \tau_n \left[ 1 - e^{-\frac{t'}{\tau_n}} \right] \quad (\text{III-8})$$

déterminons les conditions satisfaisant  $|Q(t')| = |Q(\omega)|$

$$1 - e^{-\frac{t'}{\tau_n}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}}$$

$$\omega \tau_n = \sqrt{\frac{1}{\left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau_n}}\right)^2} - 1}$$

Si  $t' \leq 5\tau_n$

alors  $\omega \approx \frac{1}{t'}$

$$f = \frac{1}{2\pi t'} \quad (\text{III-9})$$

On utilise cette relation pour calculer le gain en fréquence des photorésistances.

## I-4 RESULTATS ; INTERPRÉTATIONS QUALITATIVES.

### I-4-1 LA PHOTODIODE "MESA".

La structure de la photodiode est présentée en détail au paragraphe III-2-1', figure (20).

Les réponses impulsionnelles obtenues sur ce type de structure sont présentées figure (28) pour deux tensions de polarisation, 5 V et 40 V. On constate que les temps de transit sont d'autant plus courts que la tension de polarisation est élevée.

On reporte sur les figures (29) et (30) les évolutions de  $\langle \Delta I \rangle$

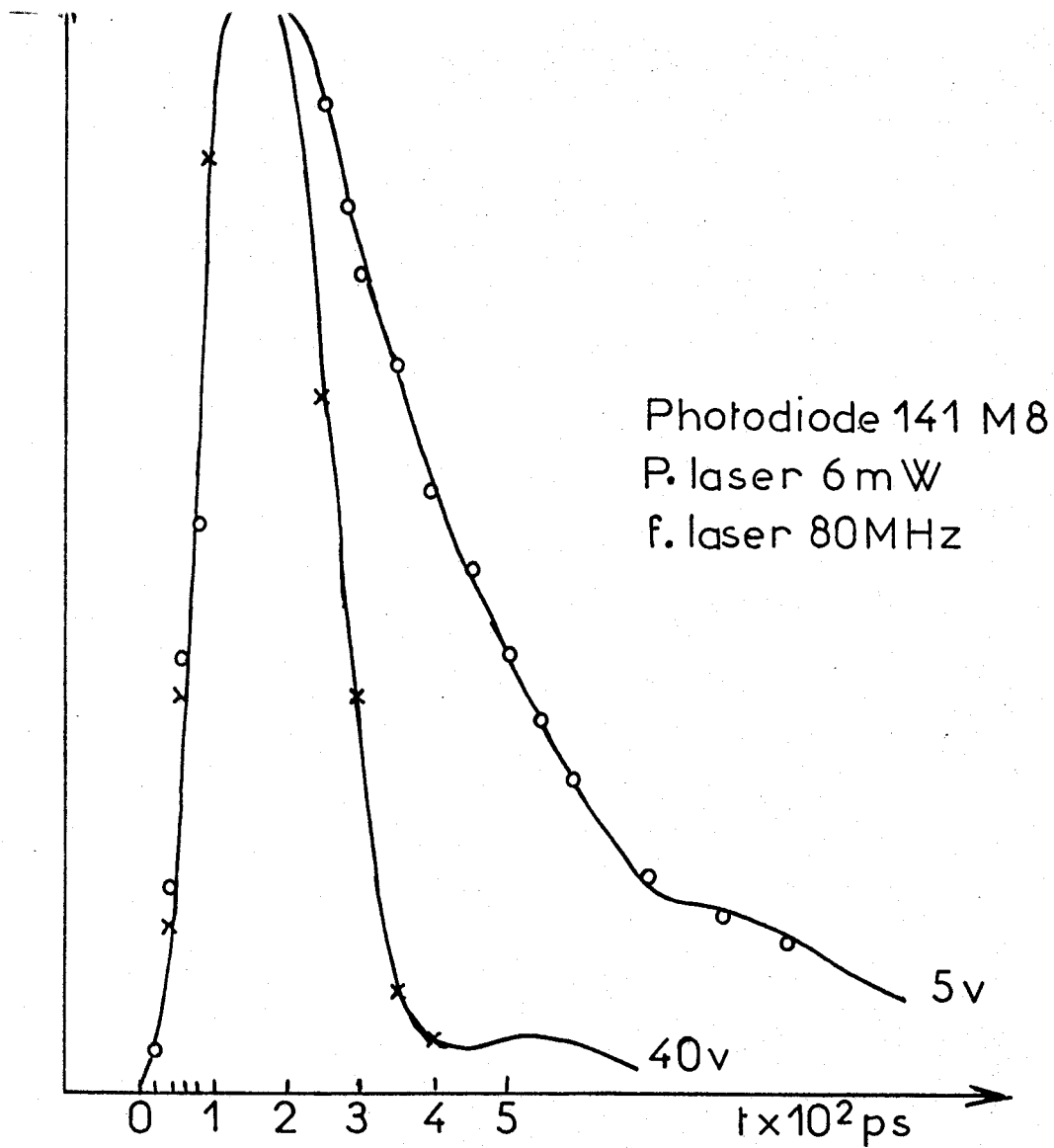


Fig:28 Réponses impulsionnelles.

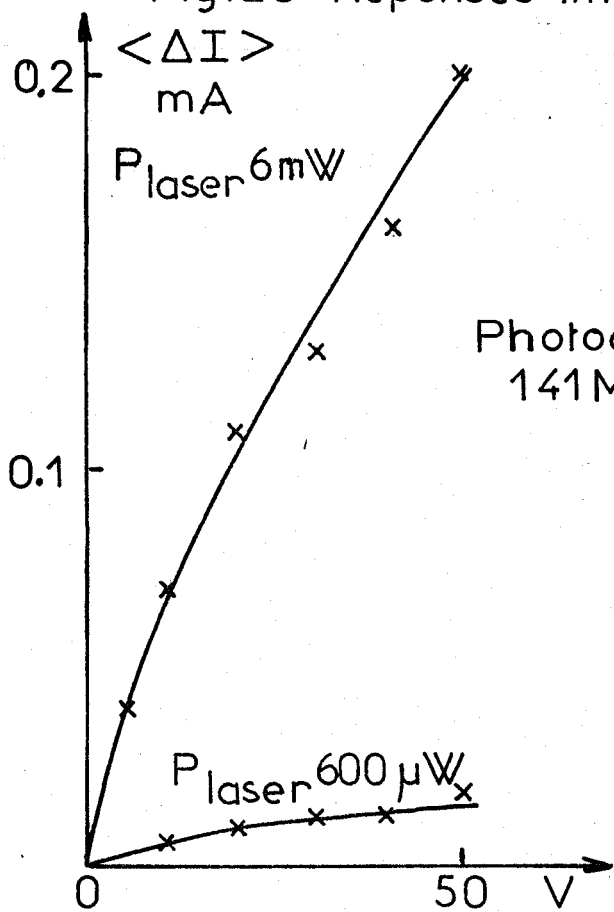


Fig:29  $\langle \Delta I \rangle = f(v)$

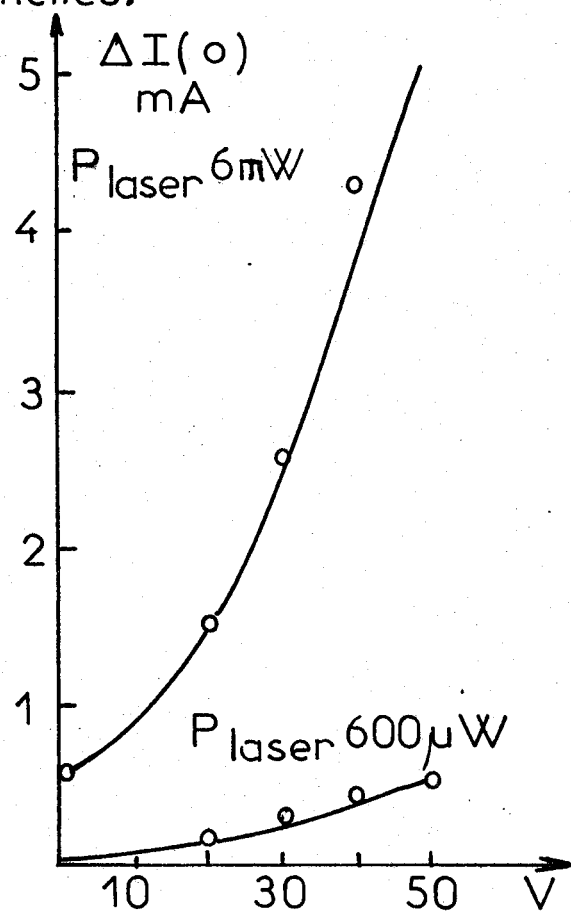


Fig:30  $\Delta I(o) = f(v)$

et de  $\Delta I(0)$  pour différentes tensions de polarisation et pour deux puissances laser. Dans tous les cas le courant d'obscurité est pratiquement nul. On peut faire à partir de ces courbes les remarques suivantes :

- le photocourant moyen semble varier linéairement avec le débit photonique.
- le photocourant moyen varie en fonction de la tension de polarisation. Ceci peut s'expliquer par les piégeages et dépiégeages qui peuvent avoir lieu avant que les électrons photocréés n'atteignent la zone  $N^+$  ; les piégeages étant plus importants lorsque la tension de polarisation tend vers 0.
- la valeur du photocourant  $\Delta I(0)$  n'est pas nulle lorsque la tension de polarisation tend vers 0. Ce courant est dû à l'existence d'un champ électrique lié à la barrière de potentiel qui existe même à 0 volt.

#### II-4-2 LA PHOTODIODE "PLANAR".

La structure de la photodiode est présentée en détail au paragraphe III-2-2 figure (22)

Quelques essais ont été effectués sur ce type de structure qui se présente de façon différente de la photodiode "mésa" dans la mesure où elle est constituée par l'association de deux barrières Schottky, l'une polarisée en direct, l'autre en inverse. Ceci apparaît nettement sur l'évolution du courant d'obscurité  $I_0$  en fonction de la tension de polarisation, figure (32), où l'on voit que pour des tensions inférieures à 7 volts, le courant est nul. Cependant, à partir de 7 volts le courant augmente brutalement. A cette tension, l'une des zones désertées, figure (31), s'étend considérablement et va se confondre avec la seconde zone désertée. Les électrons peuvent alors circuler librement : c'est le "mécanisme de perçage" bien connu du transistor.

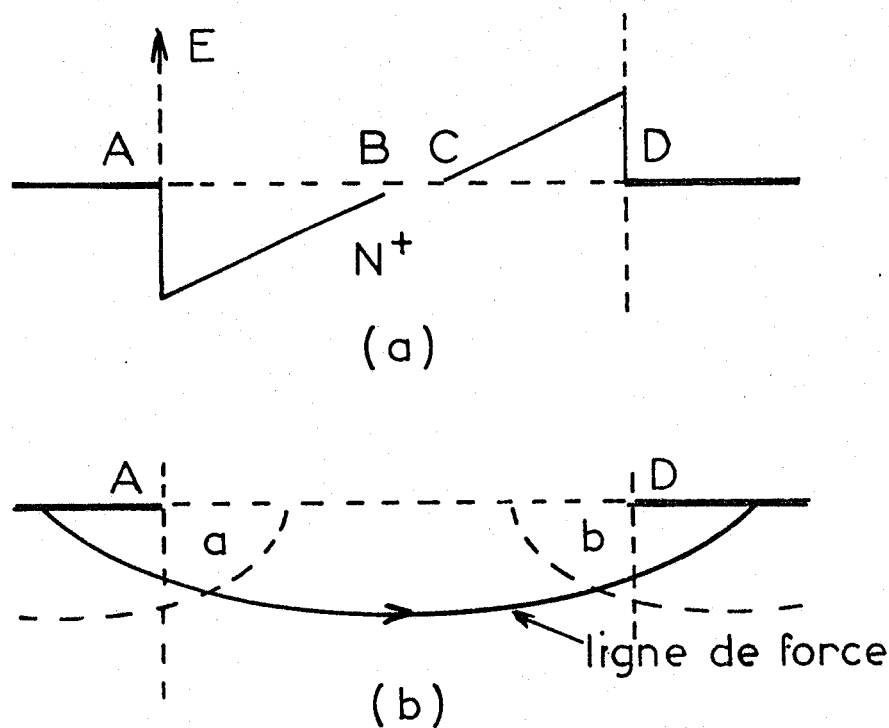


Fig:31 a) Carte du champ électrique rapporté à une dimension.  
 b) Emplacement des zones désertées.

Dans ces conditions, si on travaille avec des tensions inférieures au perçage, seuls peuvent être collectés les porteurs attirés vers les contacts Schottky. Les autres types de porteurs sont bloqués dans la zone non désertée. C'est ainsi que contrairement aux diodes Schottky, pour une tension de polarisation nulle on a un photocourant moyen égal à zéro. Ceci s'explique très facilement puisque les trous créés dans la zone désertée (a), figure (31), vont générer un courant négatif et ceux créés dans la zone désertée (b) vont générer un courant positif. Ce n'est qu'en éclairant localement l'échantillon près d'une électrode ou près de l'autre que l'on peut obtenir un courant non nul. Cet effet est illustré sur la figure (33). Ceci peut avoir des applications intéressantes car selon la position du faisceau lumineux focalisé, le photocourant change de signe (d'où la possibilité de détecter précisément la position de faisceaux lumineux). Dans le cadre du travail ceci a permis de confirmer que les focalisations sont réalisées sur quelques microns de diamètre car les zones désertées ne dépassent pas



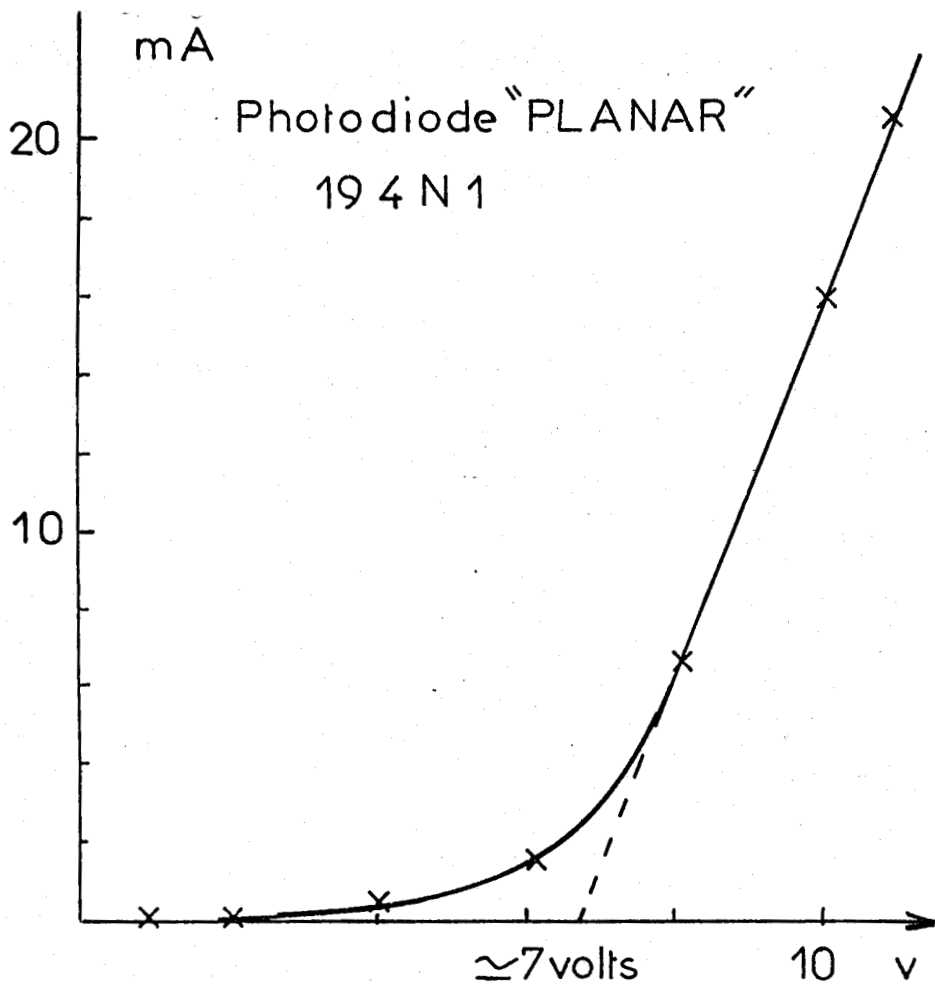


Fig:32 Courbe  $I_0 = f(v)$

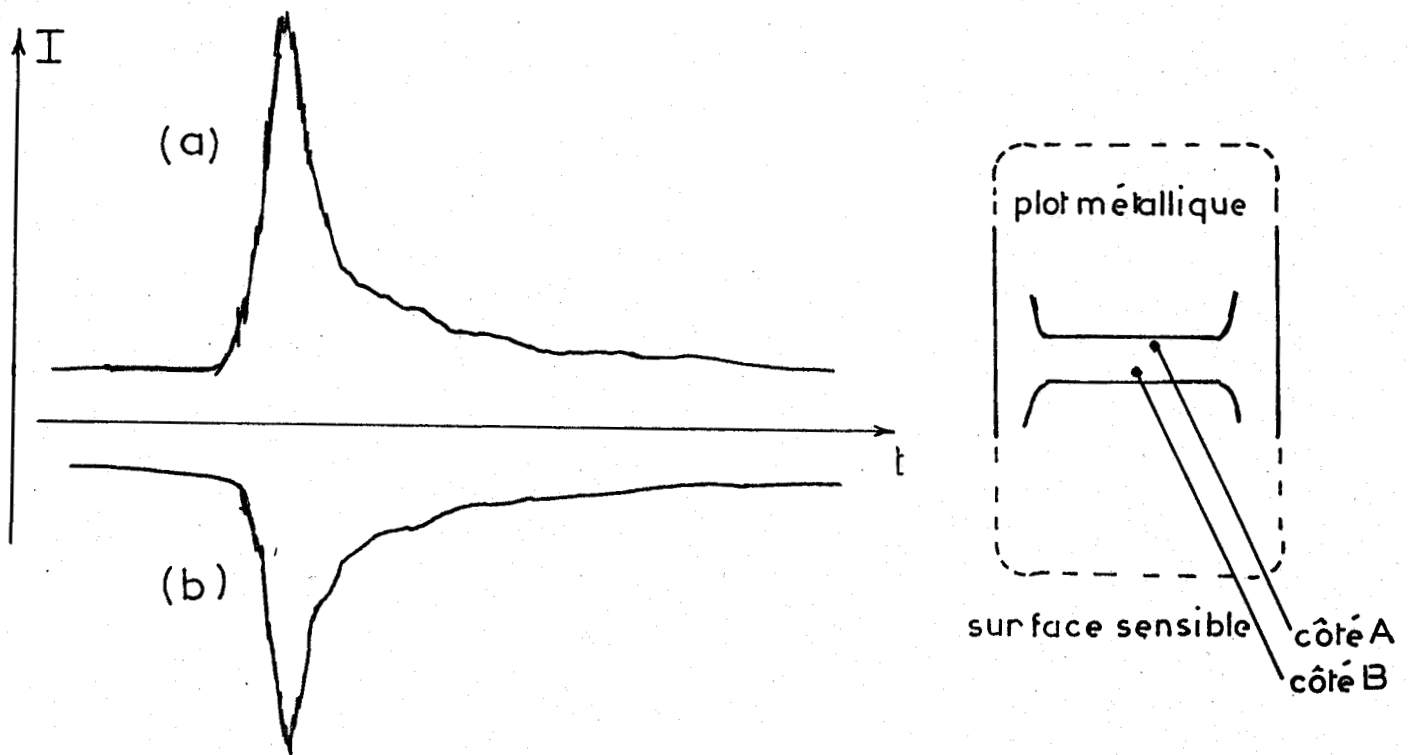


Fig:33 Réponses impulsionnelles en fonction de la position du point de focalisation, polarisation: 0 v.  
(a) éclairement côté A  
(b) éclairement côté B

cette longueur.

Cependant, dans le cas actuel où l'on recherche un détecteur très sensible, ce dispositif ne peut pas être intéressant car les photocourants élémentaires (dûs aux éclairissements des zones (a) et (b)) se retranchent. La sensibilité du dispositif total reste donc faible. Par ailleurs, les porteurs qui contribuent au photocourant sont surtout des trous qui ont une vitesse plus faible que les électrons.

#### II-4-3 LES PHOTORESISTANCES PLANAR A CONTACTS OHMIQUES.

##### a) Photorésistances en GaAs.

###### - Comparaison du dopage.

Les photorésistances utilisées possèdent différents types de zones actives, couche  $N^+$ , couche tampon, couche formée de matériau semi-isolant, et sont présentés en détail figure (34). La figure (35) présente les réponses impulsionnelles de ces photorésistances. On remarque que le photocourant décroît beaucoup plus vite avec le semi-isolant qu'avec la couche tampon ou la couche  $N^+$ .

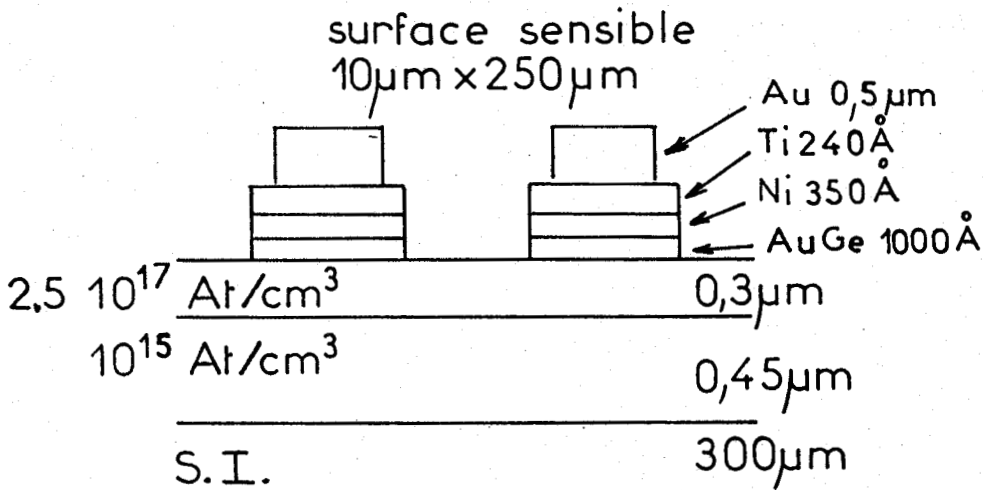
Le temps de réponse est donc fortement lié au dopage du matériau.

- Pour le matériau semi-isolant, compte tenu de la compensation, les impuretés sont nombreuses et les recombinaisons par l'intermédiaire des pièges peuvent être nombreuses. En conséquence, la durée de vie des paires est très courte.

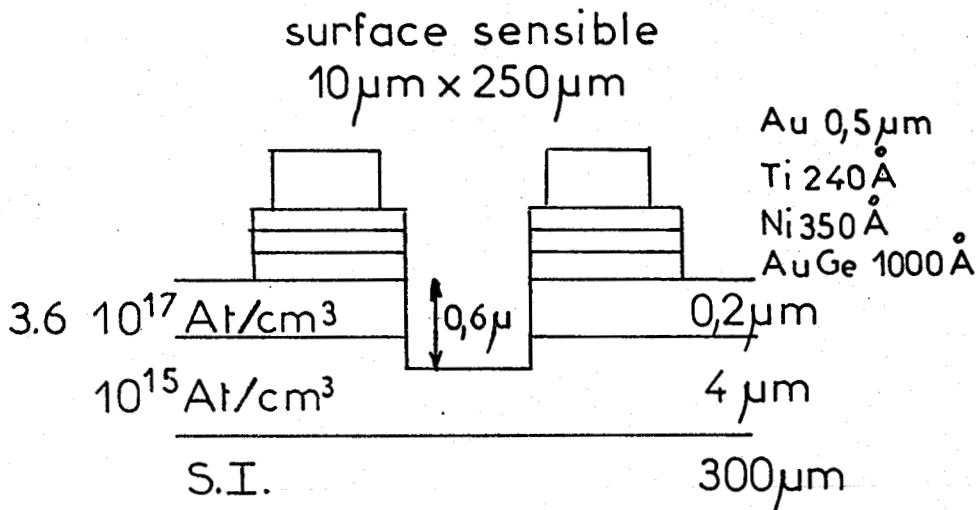
- Dans la couche tampon, la concentration en impuretés est plus faible et la durée de vie des paires électron-trou est donc plus longue, les pièges étant moins nombreux.

- Pour le matériau dopé  $N^+$ , la durée de vie des paires électron-trou est encore plus grande. En effet, dans ce type de matériau, les porteurs minoritaires sont en nombre plus petit, insuffisant pour permettre une recombinaison rapide.

Echantillon 9.5N



Echantillon 4.1 T



Echantillon 9.5 S

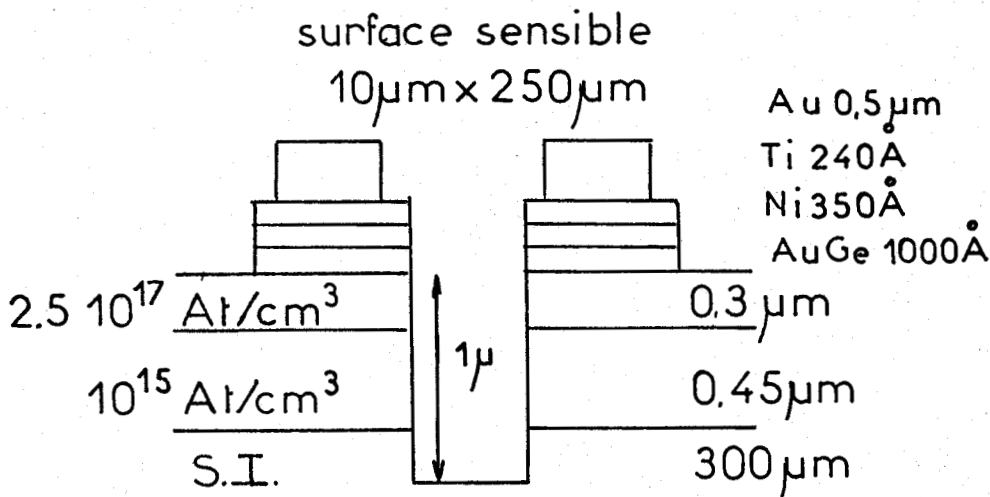


Fig: 34 Présentation des différentes couches étudiées.

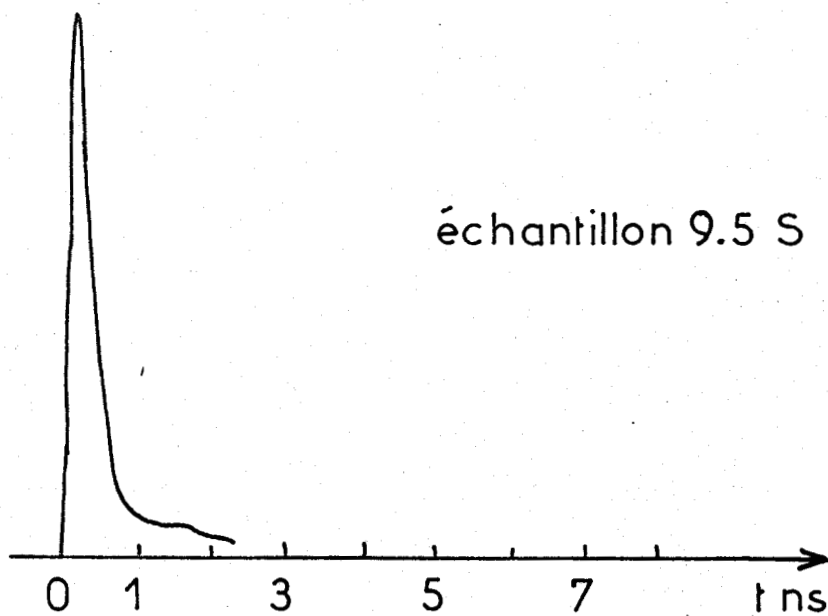
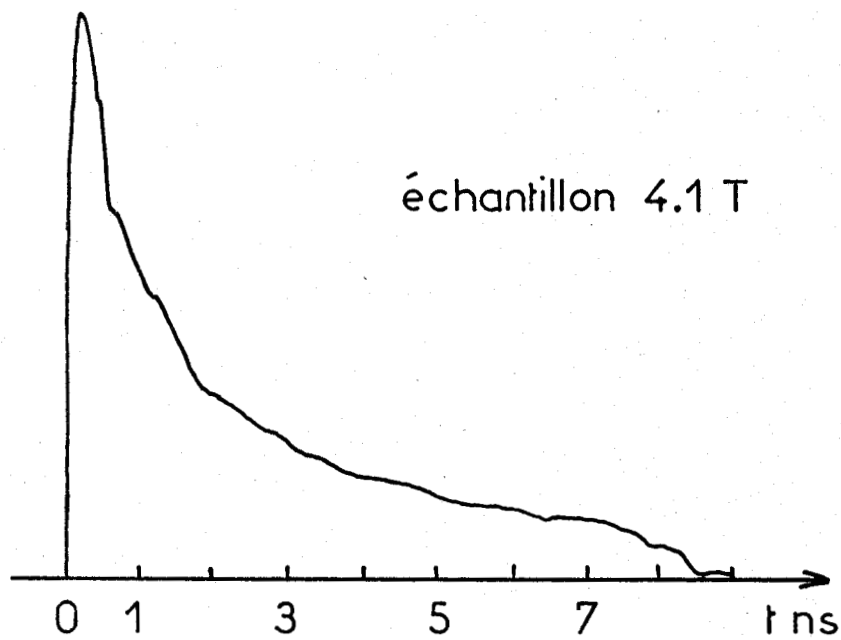
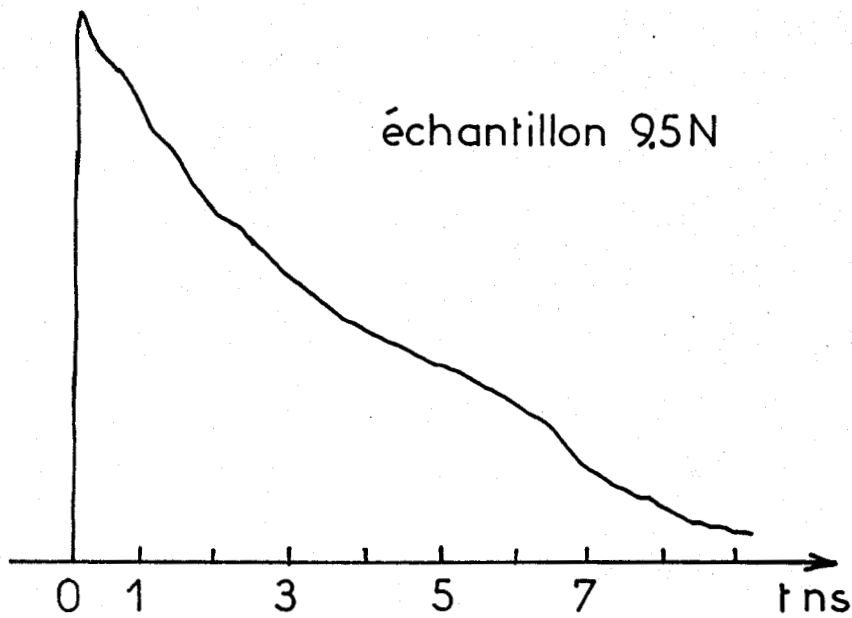


Fig:35 Réponses impulsionnelles pour 3 échantillons N, T, S  
 $P_{\text{laser}} = 30 \text{ mWatts}$ , f. de répétition 4 MHz.

Ces caractéristiques se retrouvent sur les valeurs des photocourants moyens, figure (36). Ces valeurs sont de l'ordre de quelques dizaines de mA pour les couches tampons et dopées N alors qu'elles sont seulement de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu\text{A}$  pour le matériau S.I. .

En conclusion, si l'on désire avoir un détecteur "sensible" on a intérêt à travailler avec des couches tampons ou dopées  $\text{N}^+$ . Cependant le courant d'obscurité est assez important dans le cas des couches dopées  $\text{N}^+$ , Ainsi, l'échauffement du matériau dû à ce courant d'obscurité peut être important et entraîner une altération assez grande des performances des échantillons. On verra par la suite comment ce courant d'obscurité peut être minimisé de façon à rendre possible l'utilisation de couches fortement dopées.

- Influence des conditions de mesures sur une photorésistance à couche supérieure tampon.

La structure de la photorésistance étudiée est représentée figure (37). Cet échantillon possède un canal creusé jusqu'à la couche tampon dopée à  $10^{15} \text{ At/cm}^3$ . La surface sensible est de  $2500 \mu\text{m}^2$  et la profondeur du canal de  $2.4 \mu\text{m}$ .

Conditions de mesures :

Puissance moyenne d'éclairement	$5 \mu\text{W}$ à $15 \text{ mW}$
Fréquence de répétition	$4 \text{ MHz}$
Tension de polarisation	$0$ à $15 \text{ V}$

Résultats :

On étudie la réponse en courant de la photorésistance,  $\langle \Delta I \rangle$  et  $\Delta I(0)$  pour différentes puissances du laser, (tensions de polarisation  $2 \text{ V}$  et  $14 \text{ V}$ ), figure (38), et pour différentes tensions de polarisation, (puissance laser :  $20 \mu\text{W}$ ,  $300 \mu\text{W}$ ,  $1 \text{ mW}$ ,  $14 \text{ mW}$ ), figure (39).

On remarque que pour des puissances lumineuses supérieures à  $1 \text{ mW}$ ,

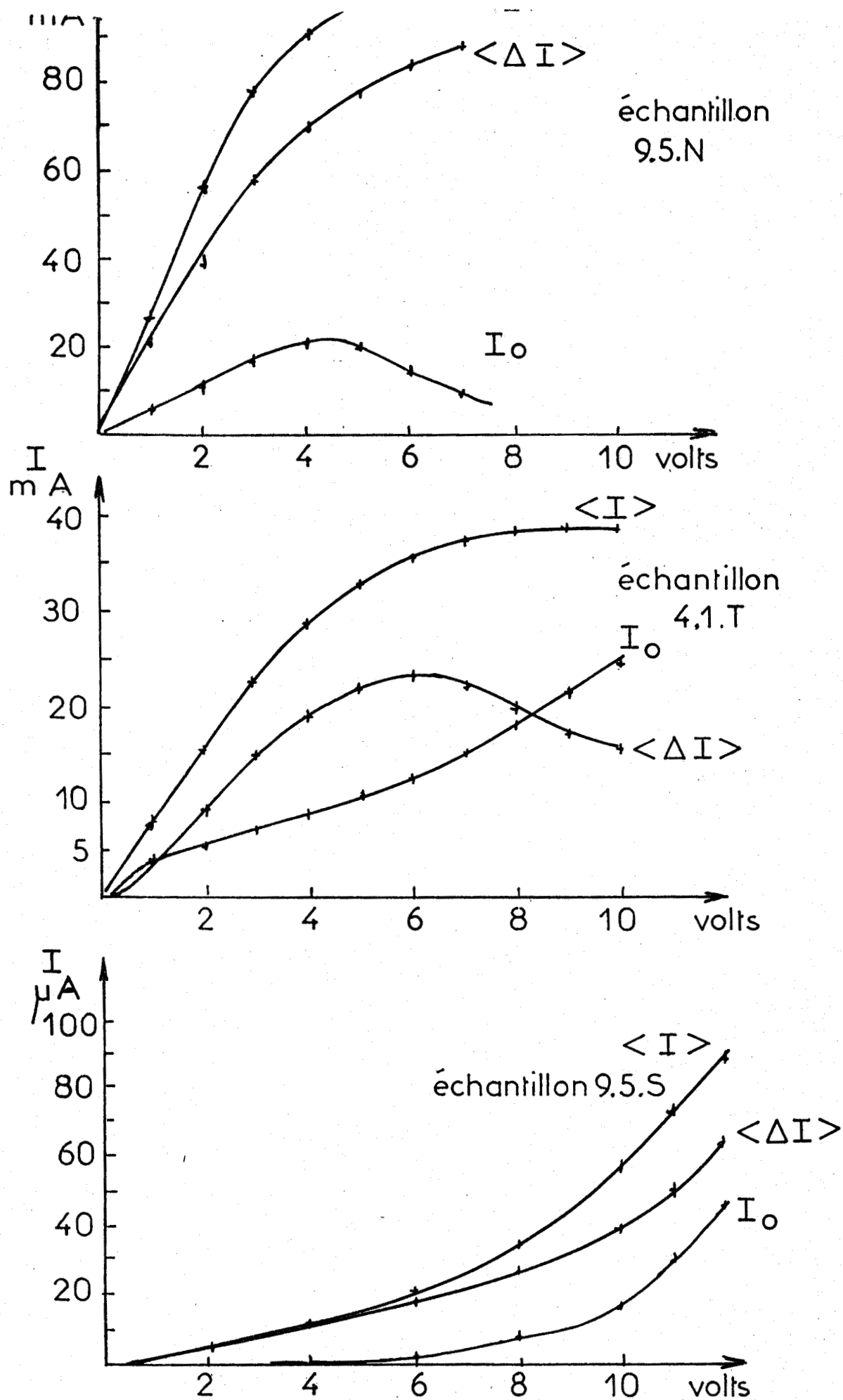


Fig 36 Réponses en courant pour 3 échantillons, N, T, S  
f. de répétition : 4 MHz, P laser 30 mW.

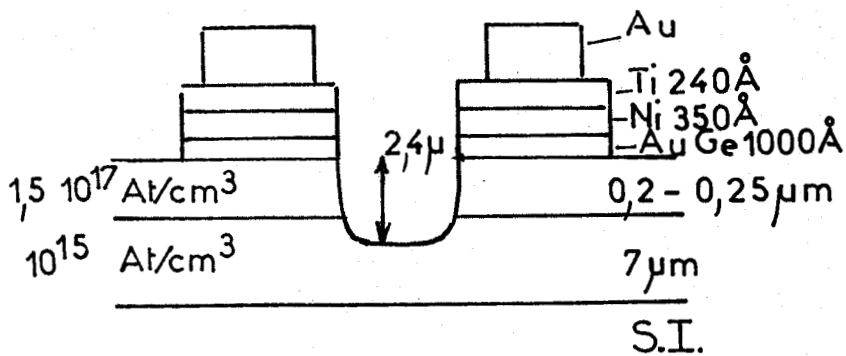


Fig:37 Echantillon à couche tampon (12.3.10.T)

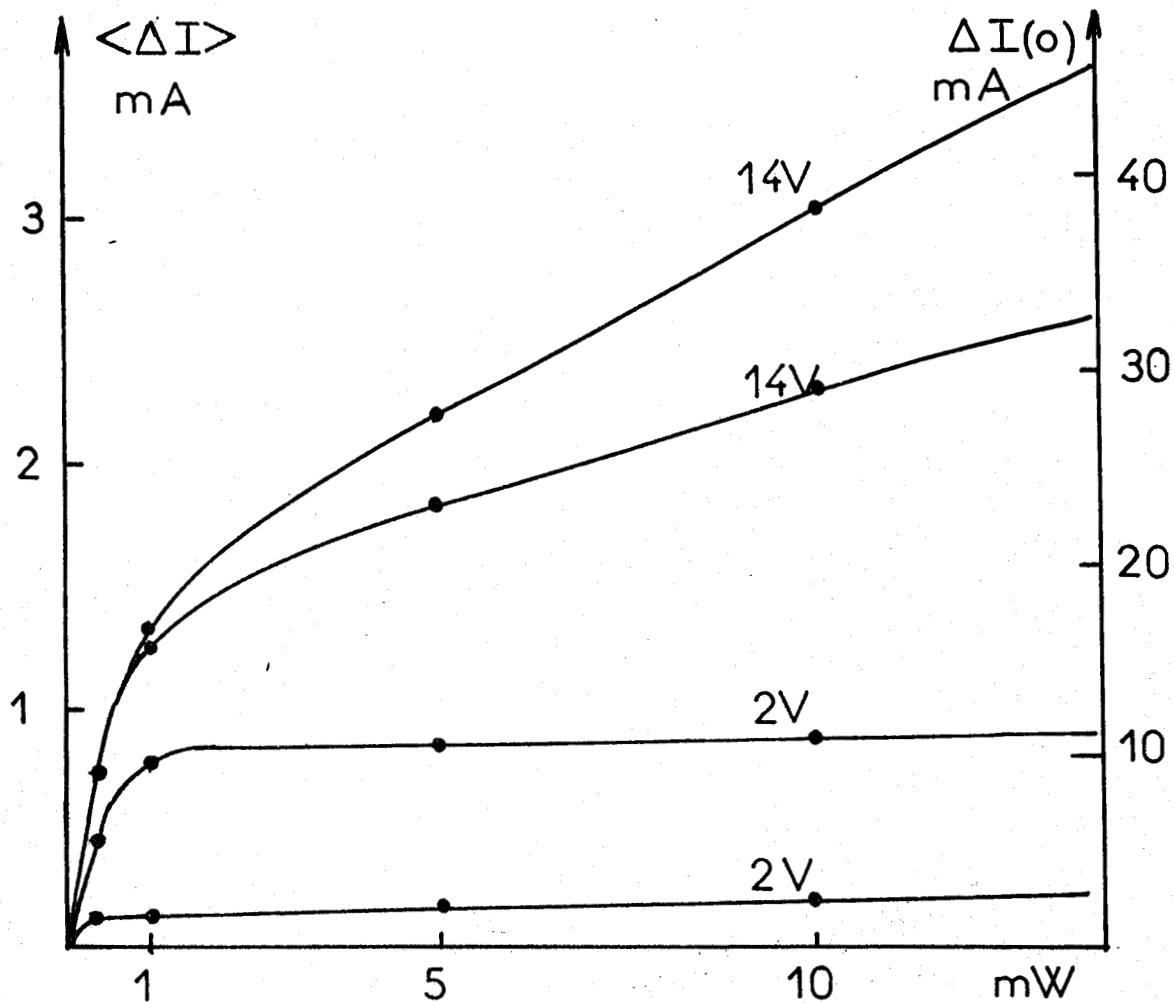


Fig:38 Echantillon à couche tampon. Evolution des courants  $\langle \Delta I \rangle$  et  $\Delta I(o)$  pour différentes puissances laser.

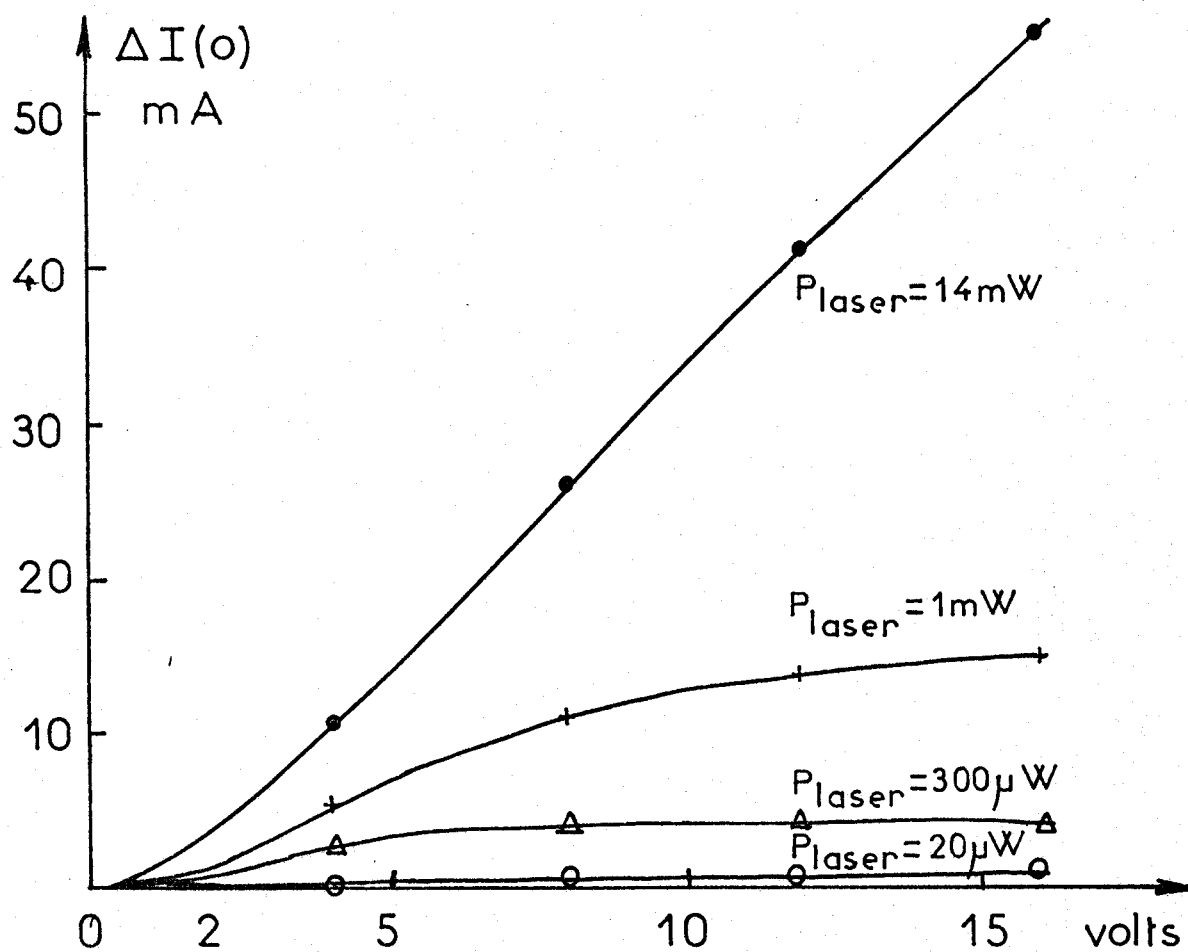
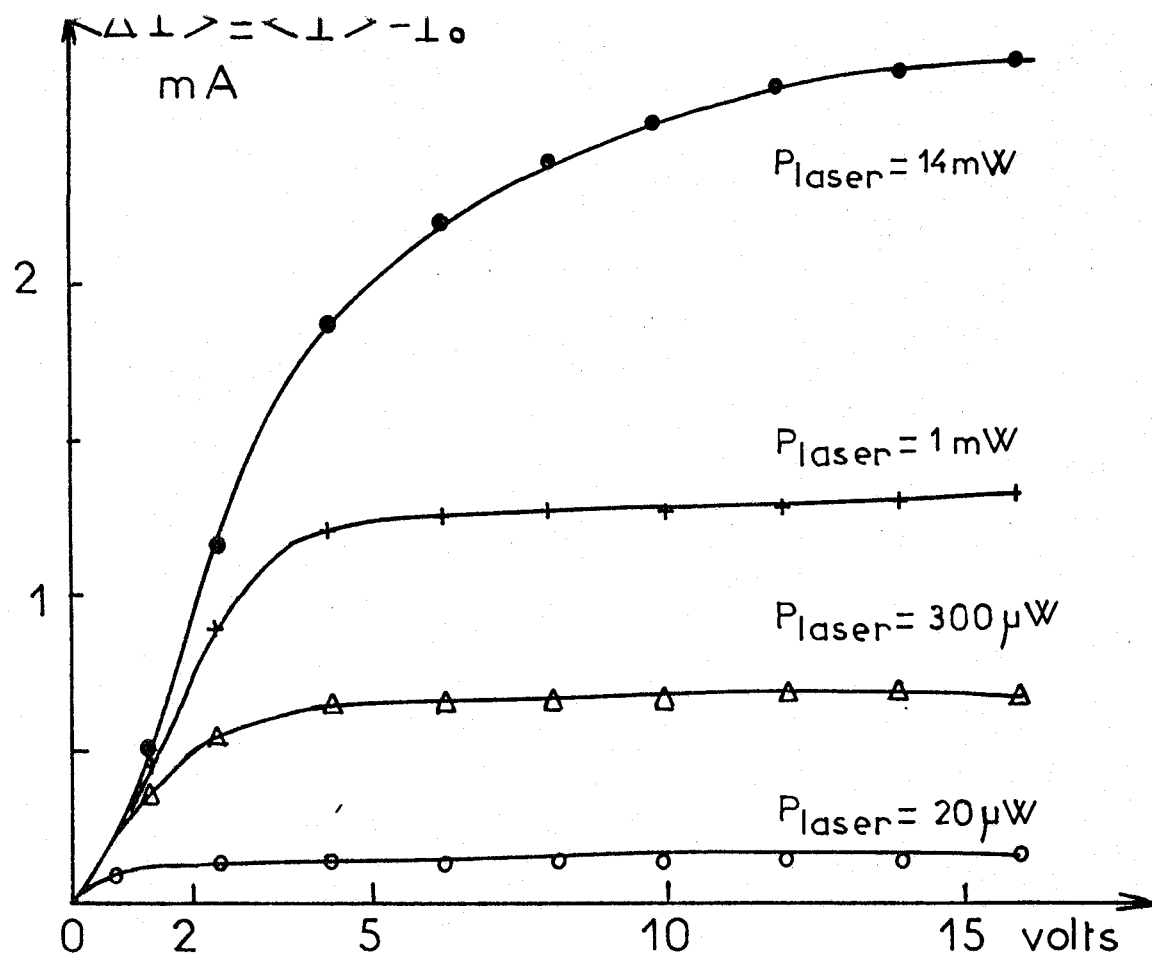


Fig:39 Echantillon à couche tampon: évolution des courants  $\langle \Delta I \rangle$  et  $\Delta I(o)$  en fonction de la tension.



la saturation est atteinte.

Les variations du courant moyen  $\langle \Delta I \rangle$  et du courant impulsionnel  $\Delta I(0)$  en fonction de la tension de polarisation, pour différentes puissances laser, montrent qu'à faible puissance la saturation est atteinte et ceci est d'autant plus rapide que la puissance laser est faible.

Ces résultats peuvent s'expliquer en étudiant l'évolution de la durée de vie  $\tau_n$  selon la formule (III-5),  $\tau_n = \frac{\langle \Delta I \rangle}{\Delta I(0)} T$ , pour des puissances laser inférieures ou égales à 1 mW. Les variations de  $\tau_n$  sont présentées figure (40). Il ressort de cette figure que lorsque la tension de polarisation augmente ou lorsque la puissance laser augmente, la valeur de  $\tau_n$  diminue. Ceci peut s'interpréter à partir du piégeage de porteurs de charge. Le piégeage des trous en surface empêche les électrons de se recombiner, ce qui augmente la valeur de  $\tau_n$ .

- le piégeage est d'autant moins important que la tension de polarisation augmente, car dans ce cas, vraisemblablement les trous sont arrachés de la surface par le champ électrique appliqué. On peut penser aussi que lorsque la tension de polarisation augmente, l'agitation thermique plus forte permet aux trous de se libérer de la surface.

- le piégeage diminue, si la puissance laser augmente car dans ce cas les états d'interface sont saturés par les trous ce qui permet à l'excédent de se recombiner.

Les valeurs de  $\tau_n$  ainsi définies à 2 V et à 14 V sont regroupées dans le tableau III-2. Elles doivent théoriquement concorder avec les mesures directes de  $\tau_n$  effectuées comme on l'a présenté en début de chapitre, en traçant les réponses impulsionnelles en échelle semi-logarithmique, figure (41).

On observe dans tous les cas, au moins deux constantes de temps

$\tau_1$  et  $\tau_2$ . La première courte, de 10 ns environ est obtenue en tenant compte de la deuxième constante de temps  $\tau_2$  de l'ordre de 100 ns. Les résultats obtenus en fonction de la puissance laser et de la tension de polarisation, sont consignés dans le tableau III-3.

Si l'on s'intéresse spécifiquement à la deuxième constante de temps  $\tau_2$  qui est liée aux effets de surface, on remarque que lorsque la tension de polarisation augmente, la valeur de  $\tau$  diminue pour les raisons déjà citées précédemment.

Si l'on compare les résultats des tableaux III-2 et III-3, on constate que les constantes de temps sont globalement du même ordre de grandeur compte-tenu des erreurs expérimentales de mesures (évaluées à 30 %). Ces erreurs peuvent s'expliquer de la manière suivante :

- Les valeurs crêtes des  $\Delta I(0)$  utilisées pour le calcul de  $\tau_n$  sont peu précises car on observe toujours une recombinaison immédiate en volume importante.

- la mesure directe des pentes sur la figure (41) est délicate car on ignore la valeur du courant supplémentaire situé sous la courbe impulsionnelle, ce qui change l'allure de la courbe.

Ainsi, les valeurs précises des durées de vie et la détermination de leur évolution en fonction des conditions d'utilisation ne pourra être faite qu'en travaillant à très faibles puissances lumineuses et en diminuant le taux de répétition du laser impulsionnel.

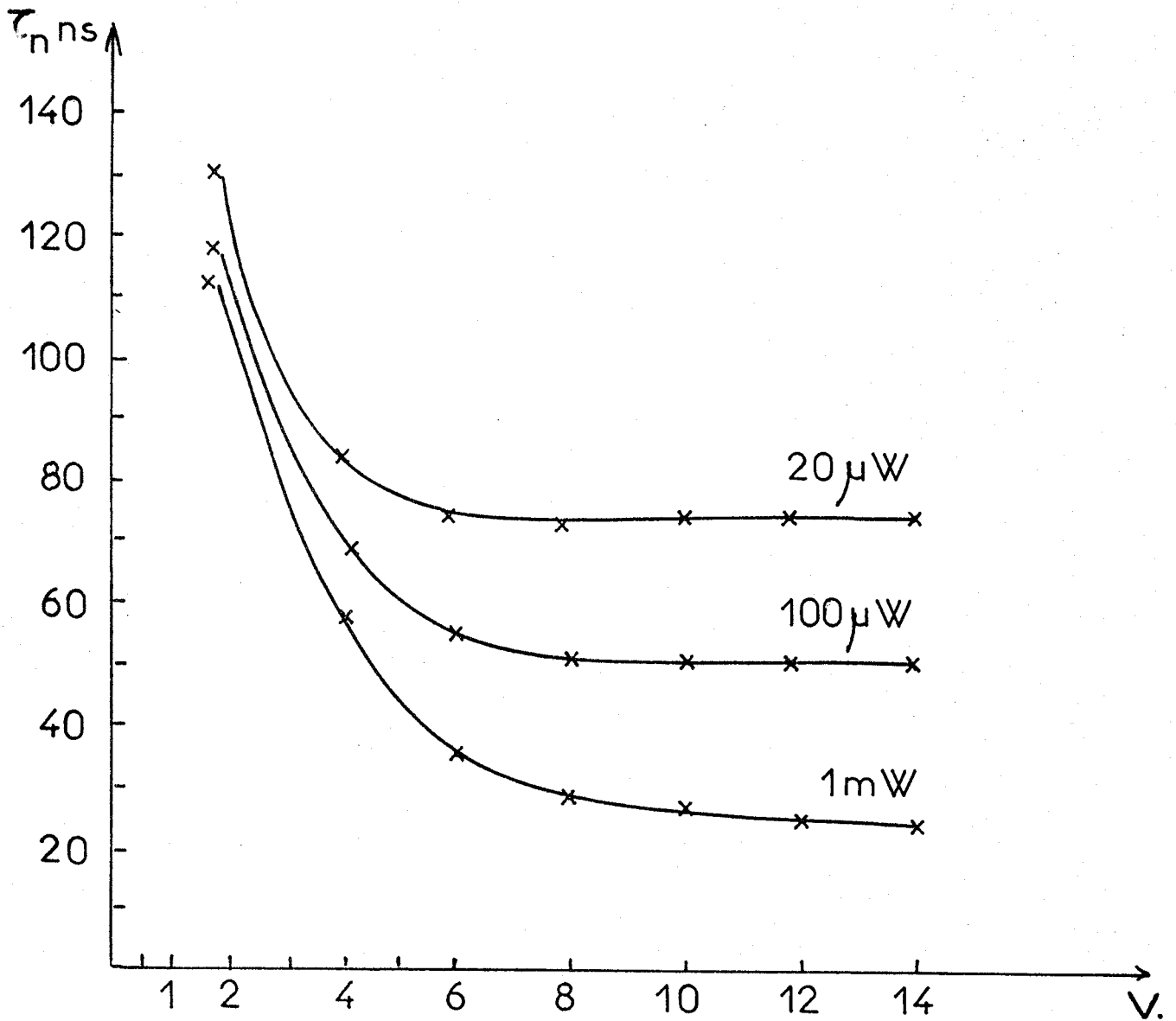


Fig:40 Variation de la durée de vie  $\tau_n$  en fonction de la tension appliquée.

P.laser V.pol.	20 $\mu\text{W}$	100 $\mu\text{W}$	1 mW
2V. $\tau_n$ (ns)	130	120	110
14V. $\tau_n$ (ns)	75	55	24

Tableau III-2

P.laser V.pol.	20 $\mu\text{W}$	100 $\mu\text{W}$	1 mW
2V. $\tau_1$ (ns)	7.5	6	5
2V. $\tau_2$ (ns)	71	92	110
14V. $\tau_1$ (ns)	8	7.6	5
14V. $\tau_2$ (ns)	67	73	76

Tableau III-3

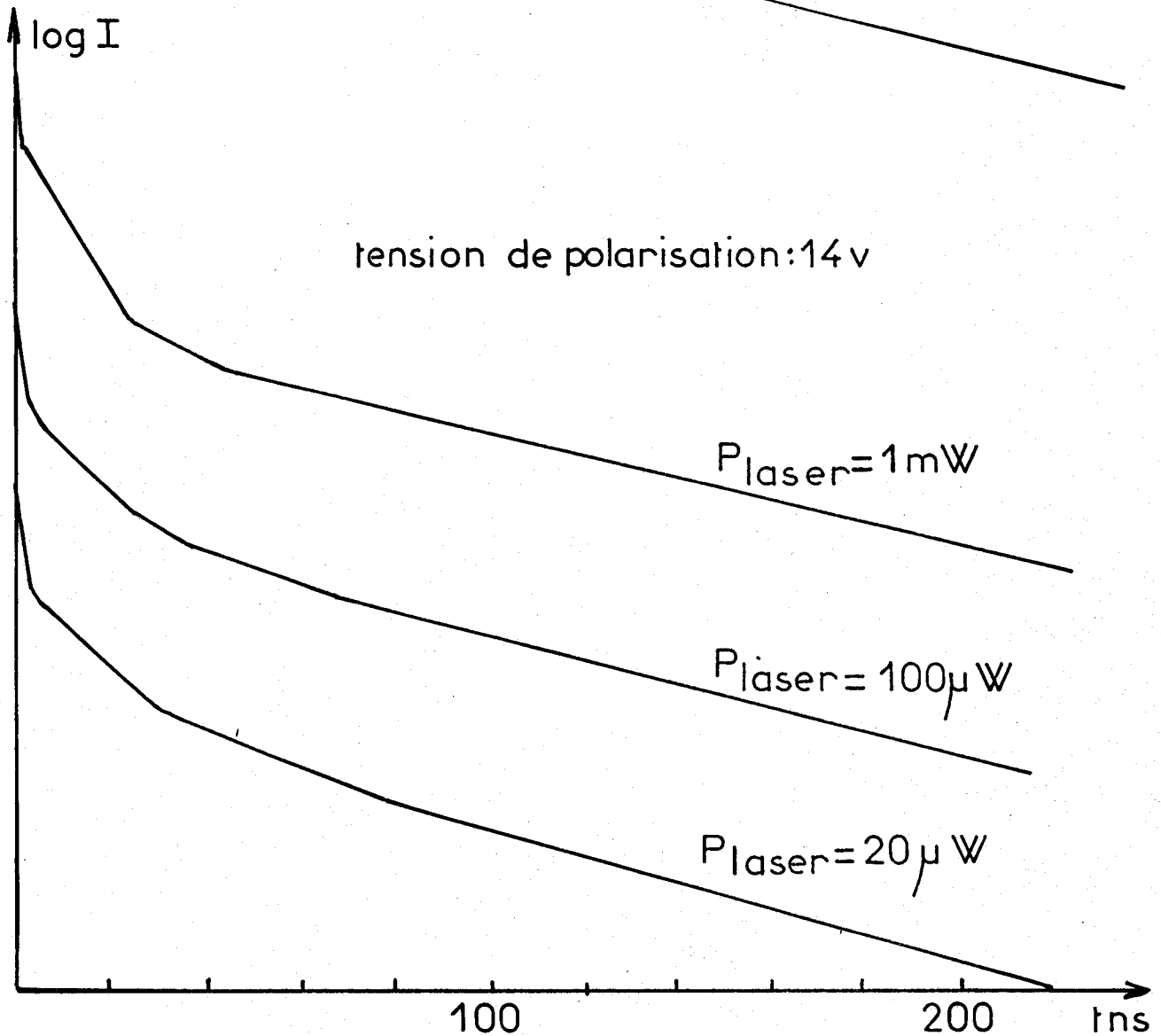
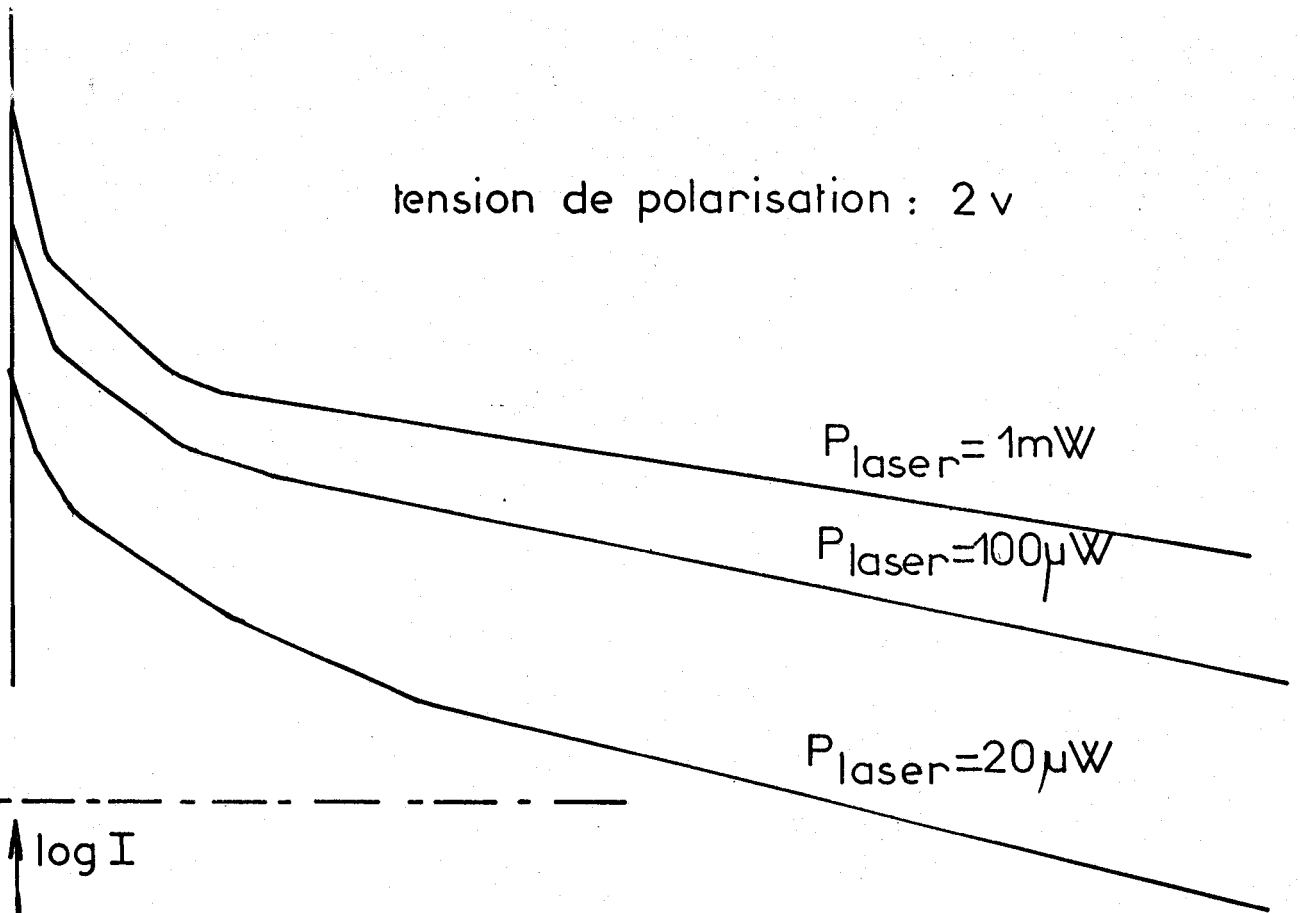


fig:41 Réponses impulsionnelles, échantillon 12.3.T  
tension de polarisation 2 et 14v.

b) Photorésistance en GaInAs/InP.

La structure de l'échantillon utilisé est présentée en détail au paragraphe III-2-2.

Sur la figure (42) présentant la variation de  $\Delta I(o)$  en fonction de la tension de polarisation, on remarque qu'à faible puissance la saturation arrive plus vite qu'à forte puissance. Ces phénomènes observés sont analogues à ceux obtenus avec le GaAs et confirment les courbes obtenues avec l'échantillon précédent (12310T) en fonction de la puissance laser.

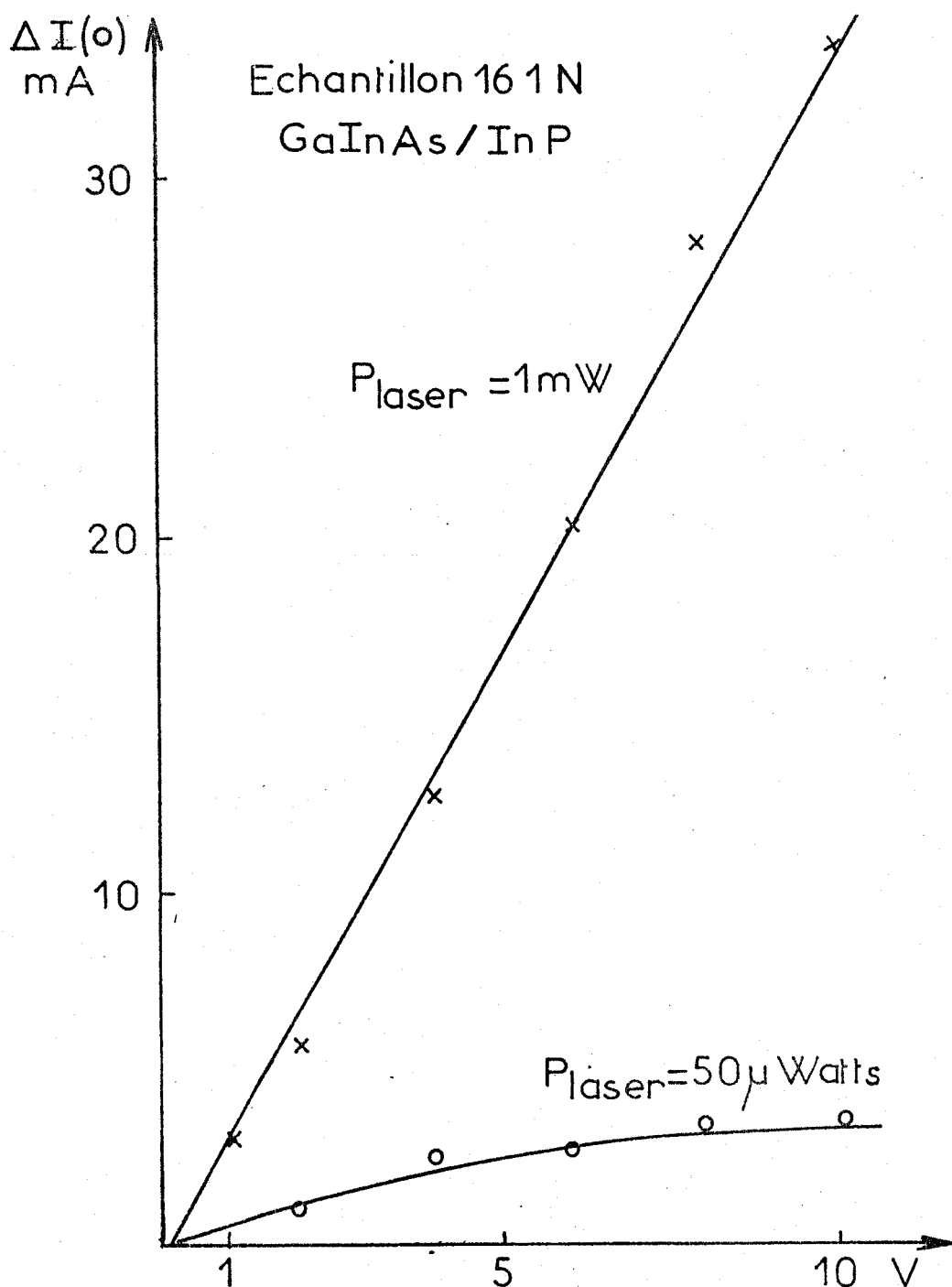


Fig:42 Courbes  $\Delta I(o) = f(V)$

-5 INTERPRÉTATION QUANTITATIVE DES PHÉNOMÈNES DANS LE CAS DES PHOTORESISTANCES "PLANAR" CREUSÉES.

-5-1 PRESENTATION DE LA PHOTORESISTANCE.

On utilise la plus grande sensibilité, comme on l'a montré précédemment, de la couche supérieure très dopée des échantillons et l'on réduit l'épaisseur de cette couche en creusant un canal dans le sens de la largeur de la surface sensible pour limiter le courant d'obscurité ainsi que les effets de température, figure (43). La vue de coupe d'un échantillon est représentée figure (44).

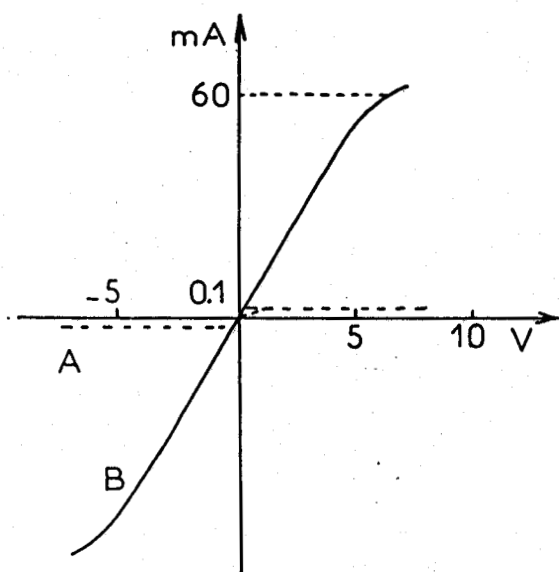


Fig:43 Caractéristique courant-tension  
A: obscurité  
B: éclairement

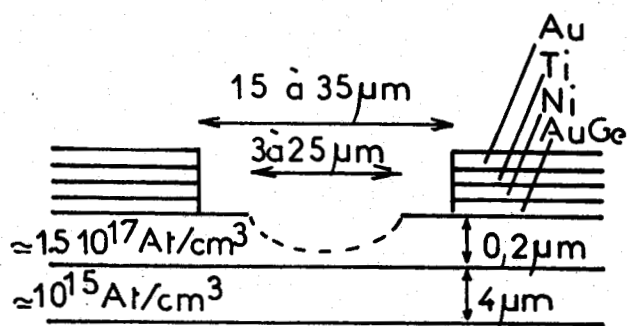


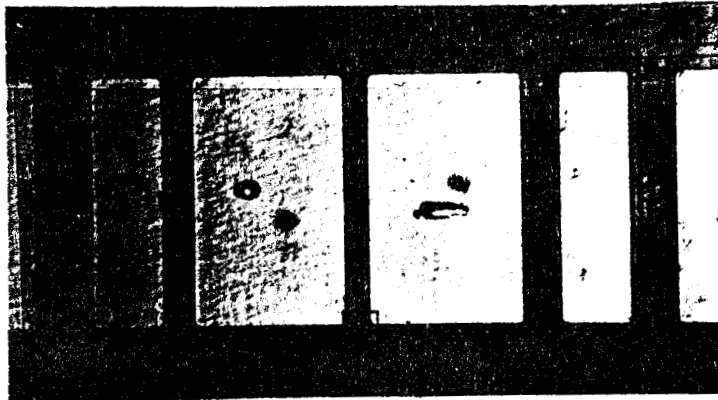
Fig:44 Echantillon "planar"(21)  
à contacts ohmiques.

Les divers échantillons étudiés sont répertoriés avec leurs dimensions dans le tableau III-4 .

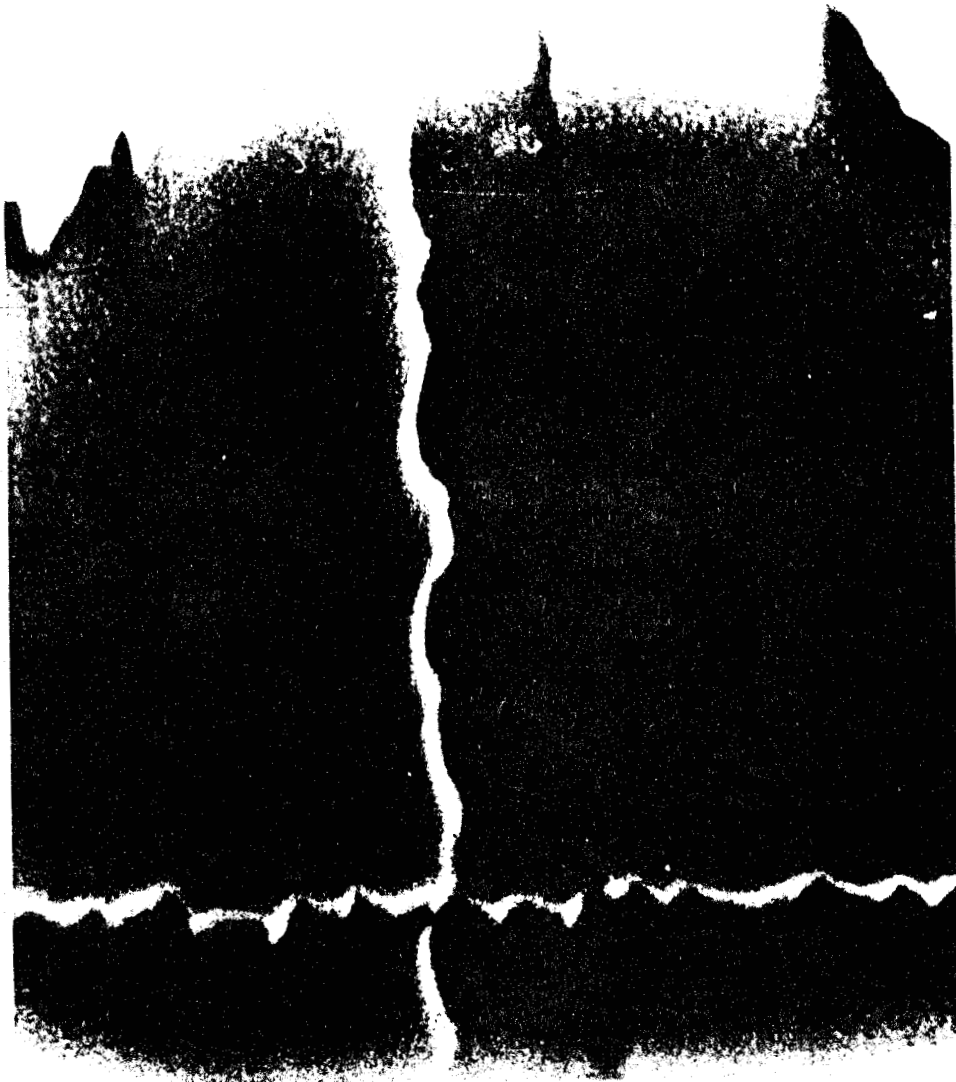
N°interne	distance inter-plots	largeur de la surface sensible	longueur du canal
A,B,C,D,E	$\approx 15 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$36 \mu\text{m}$
F <sub>1</sub>	$153 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$7 \mu\text{m}$
B'	$209 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$11.3 \mu\text{m}$
C''	$27.2 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$19.2 \mu\text{m}$
D'''	$339 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$26.3 \mu\text{m}$

Tableau III-4

Afin de caractériser les profils des attaques chimiques, notamment ceux du canal, on a observé un échantillon, photographie (A), au microscope électronique, photographie (B). Le grossissement est de 4000 sous un angle de  $45^\circ$ . Apparemment, la profondeur du canal au moins sur le bord de la surface sensible est assez régulière.



Photographie A  
G = 200 x



Photographie B  
G = 4000 x  
 $\theta = 45^\circ$

On enregistre les réponses impulsionnelles pour deux puissances laser, 60 nW et 2160 nW sur deux échelles de temps, figure (45).

On constate que, comme pour les échantillons précédents, l'augmentation de la puissance lumineuse diminue les constantes de temps de recombinaisons des porteurs de charge, aussi bien aux temps longs qu'aux temps courts. Par ailleurs on observe une recombinaison immédiate en volume qui varie avec la puissance laser. On peut noter que le facteur qui intervient dans la recombinaison n'est pas lié à la puissance totale mais à la densité de puissance reçue par unité de surface. En effet, considérons la figure (46), l'allure des réponses impulsionnelles est identique dans les deux cas présentés. Dans la figure (46a), on éclaire l'échantillon sur toute sa surface, la puissance moyenne est de 2160 nW. Dans la figure (46b), l'éclairement est ponctuel, la puissance moyenne est de 13.5 nW, puissance par unité de surface équivalente au cas précédent en considérant un diamètre de tache de focalisation de 2  $\mu\text{m}$ . Il s'ensuit qu'il est préférable de travailler à puissance laser faible pour éviter une recombinaison immédiate en volume.

On observe donc sur la figure (47) les réponses impulsionnelles aux temps longs pour deux puissances moyennes d'éclairement, 60 et 5nW. A 60 nW ; - le calcul permet d'obtenir la valeur de  $\tau_n$

$$\tau_n = \frac{\langle \Delta I \rangle}{\Delta I(0)} \quad T = 930 \text{ ns}$$

- une mesure directe du temps de réponse donne  $\tau_n = 850 \text{ ns}$  ce qui confirme le résultat précédent et indique l'absence de recombinaison immédiate en volume.

A 5 nW ; - par le calcul on obtient  $\tau_n = 75 \mu\text{s}$

- la mesure directe n'est plus possible car le temps de réponse  $\tau_n$  est beaucoup plus grand, supérieur au temps de répétition du laser. De plus, à puissance faible, on se trouve limité par la sensibilité de l'oscilloscope.



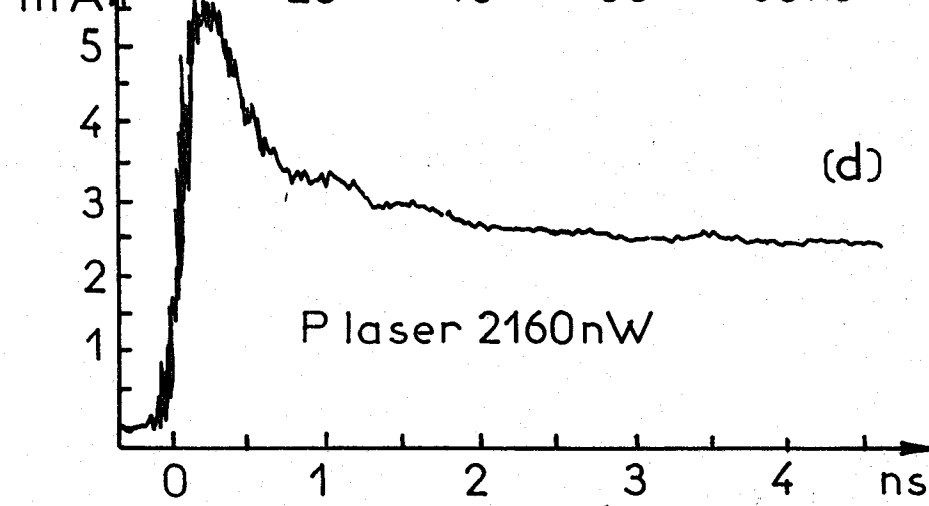
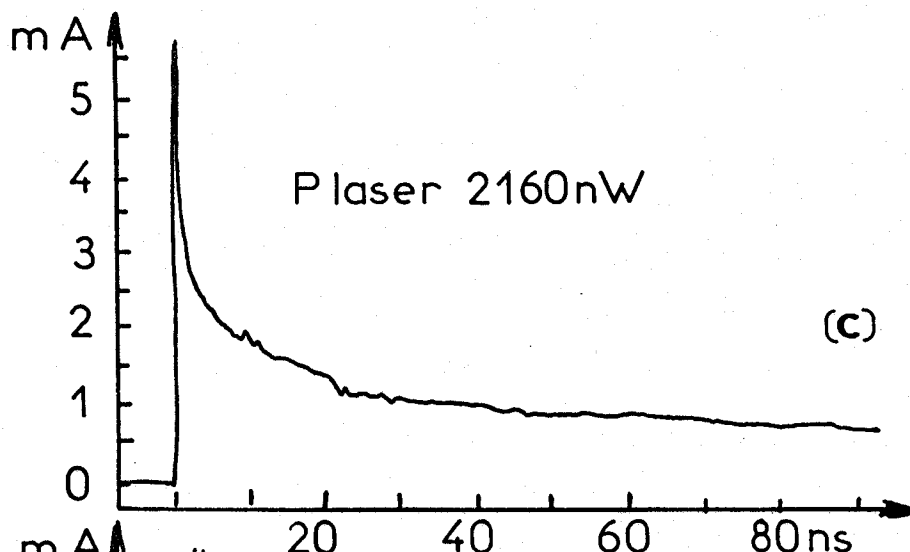
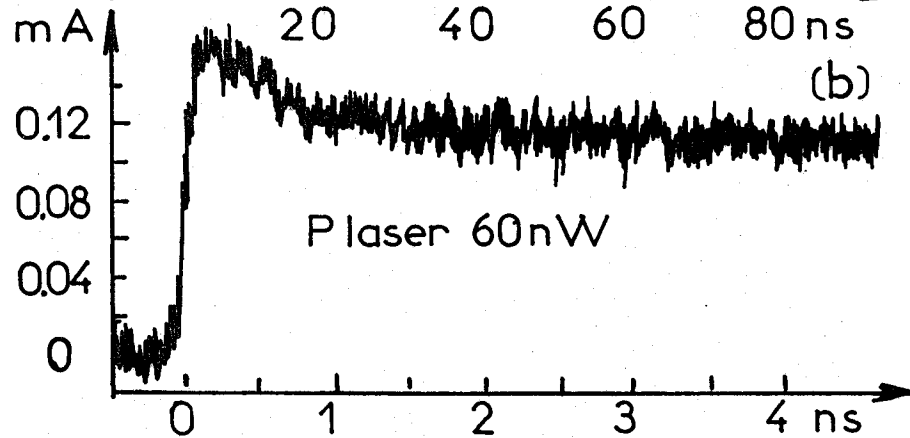
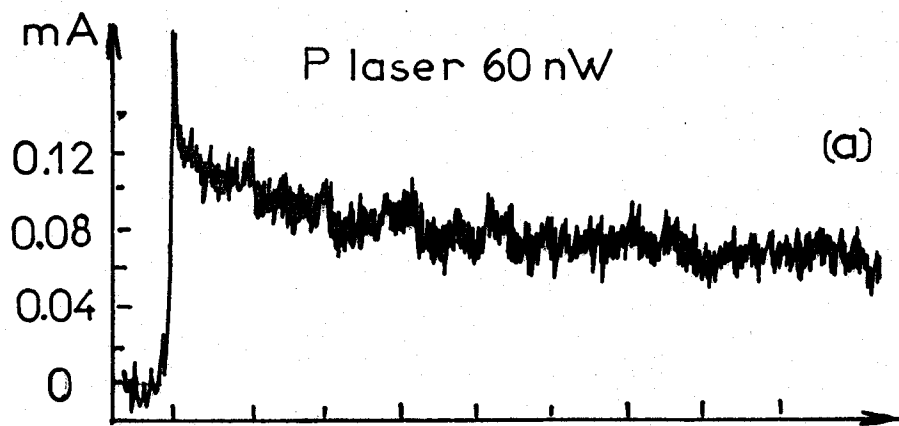


Fig:45 Réponses impulsionnelles V<sub>pol</sub>. 5v, fréquence de répétition 4 MHz, échantillon 21.

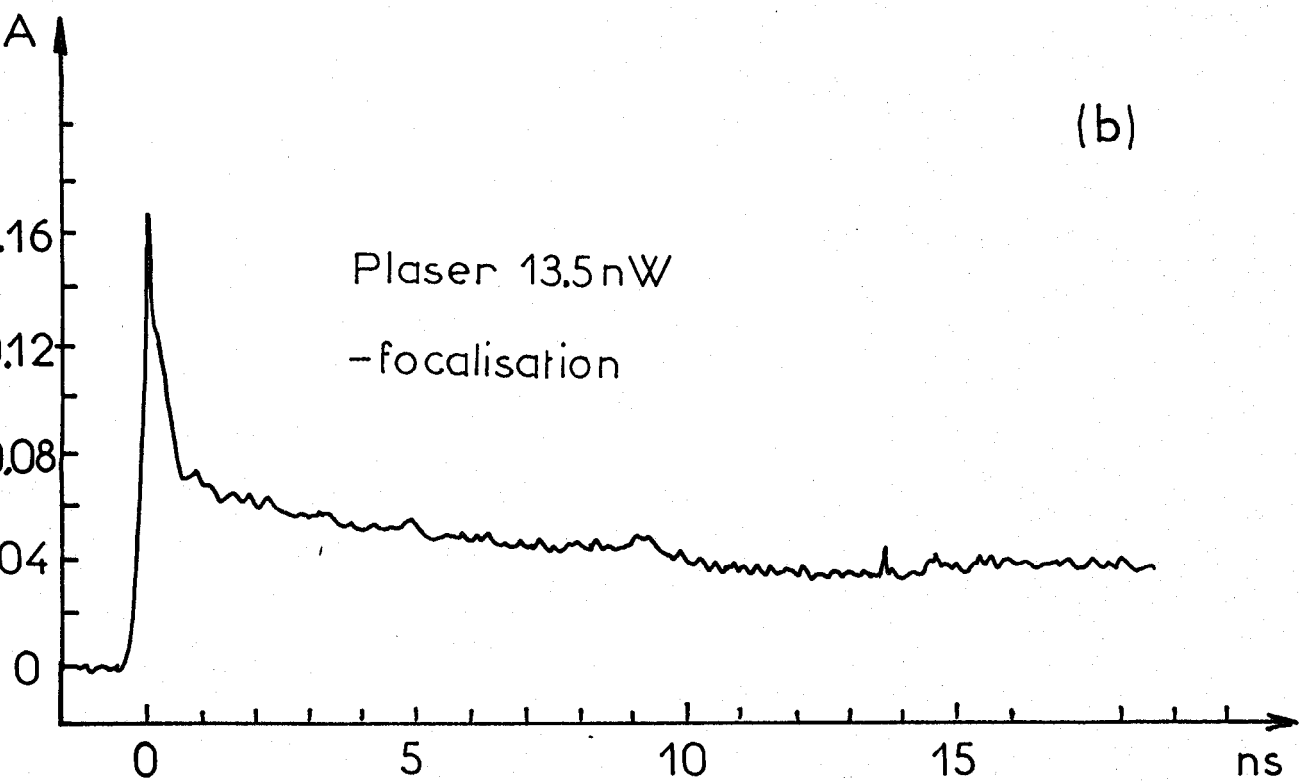
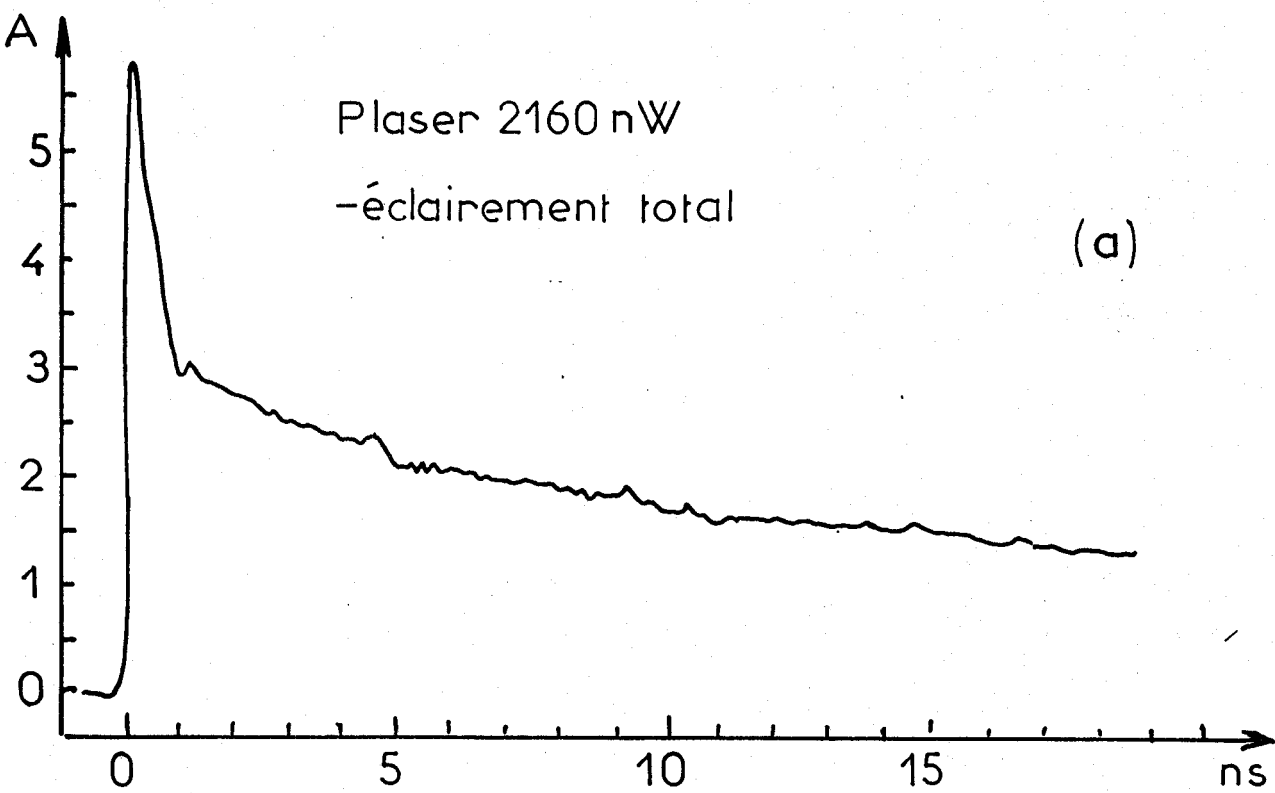


Fig : 46 Réponses impulsionnelles pour 2 puissances laser.  
V.pol : 5 V ; f.laser:800KHz .

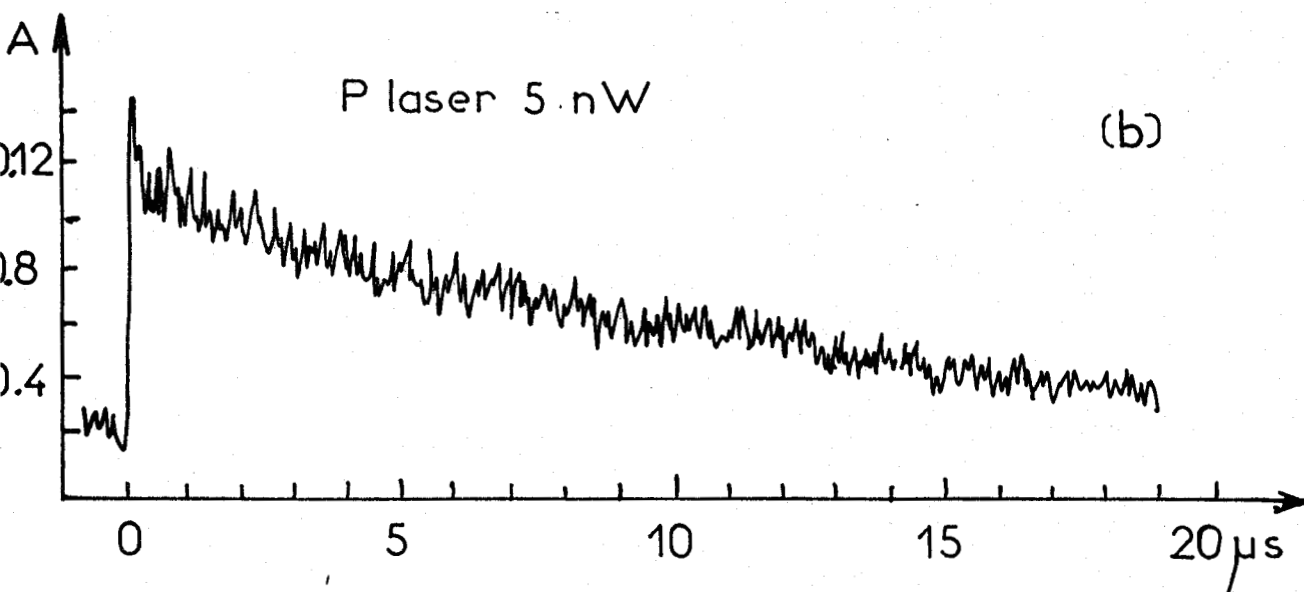
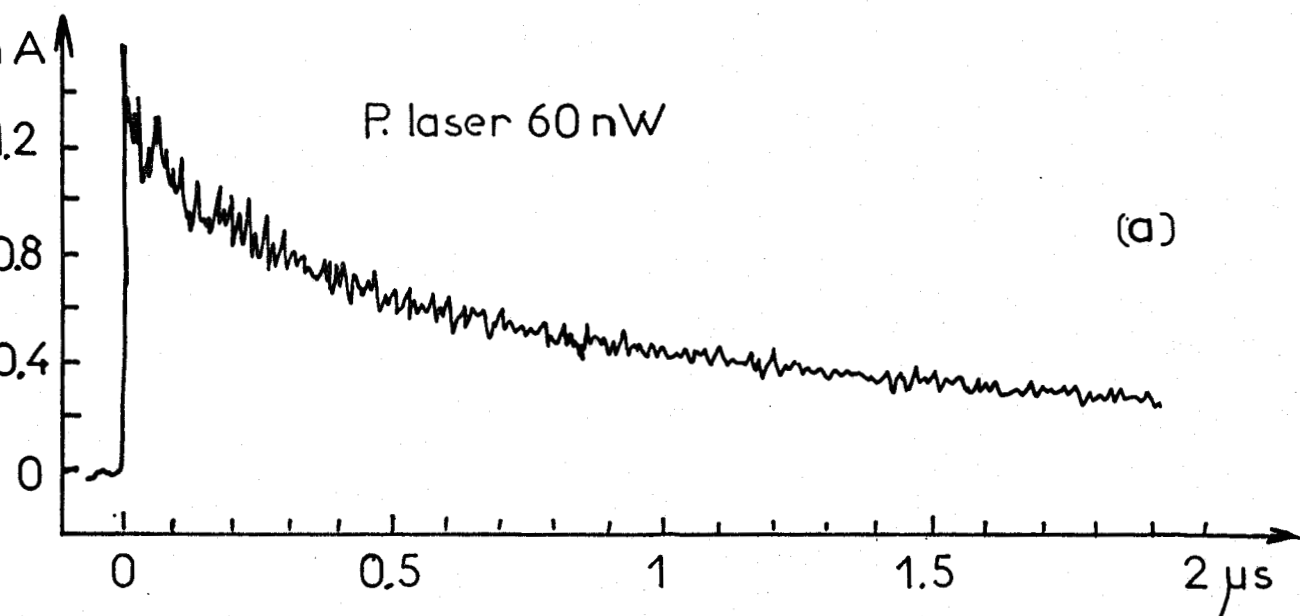


Fig:47 Réponses impulsionnelles V pol. 5V  
fréquence de répétition 40 KHz

Ainsi en comparaison avec les résultats du paragraphe précédent, on observe que le temps de réponse des photorésistances augmente lorsque la puissance lumineuse diminue et ceci est d'autant plus sensible que l'échantillon est fortement dopé.

L'étude des variations de  $\tau_n$  avec la tension de polarisation n'a pas été faite de manière précise, cependant, lorsque la couche active est très dopée, le champ électrique transversal est très élevé en comparaison du champ électrique longitudinal, et ses variations influent peu sur les temps de réponse.

### 5-3- MESURES DE GAINS.

#### a) Mesures à faibles niveaux lumineux.

Une série de 5 échantillons, (A, B, C, D, E), distance inter-plots 15  $\mu\text{m}$ , longueur de canal 3,5  $\mu\text{m}$  a été testée en fonction de la puissance d'éclairement avec une tension de polarisation de 5 volts. Les valeurs de gains obtenues ont été moyennées et sont représentées figure (48). La puissance lumineuse maximale est limitée à  $10^{-9}$  W pour minimiser les effets de température.

#### b) Influence de la longueur du canal.

La figure (49) compare les courbes de gain en fonction de la puissance lumineuse pour deux échantillons de distance inter-plots 15  $\mu\text{m}$  et de longueur de "canal" différentes (échantillons A et F). Le courant d'obscurité est davantage réduit avec l'échantillon de canal de 7  $\mu\text{m}$ , (1.9 mA contre 3.5 mA à 5 V), et l'on constate qu'effectivement à cause des effets de température la différence de gain entre les deux échantillons est plus importante à forte puissance lumineuse.

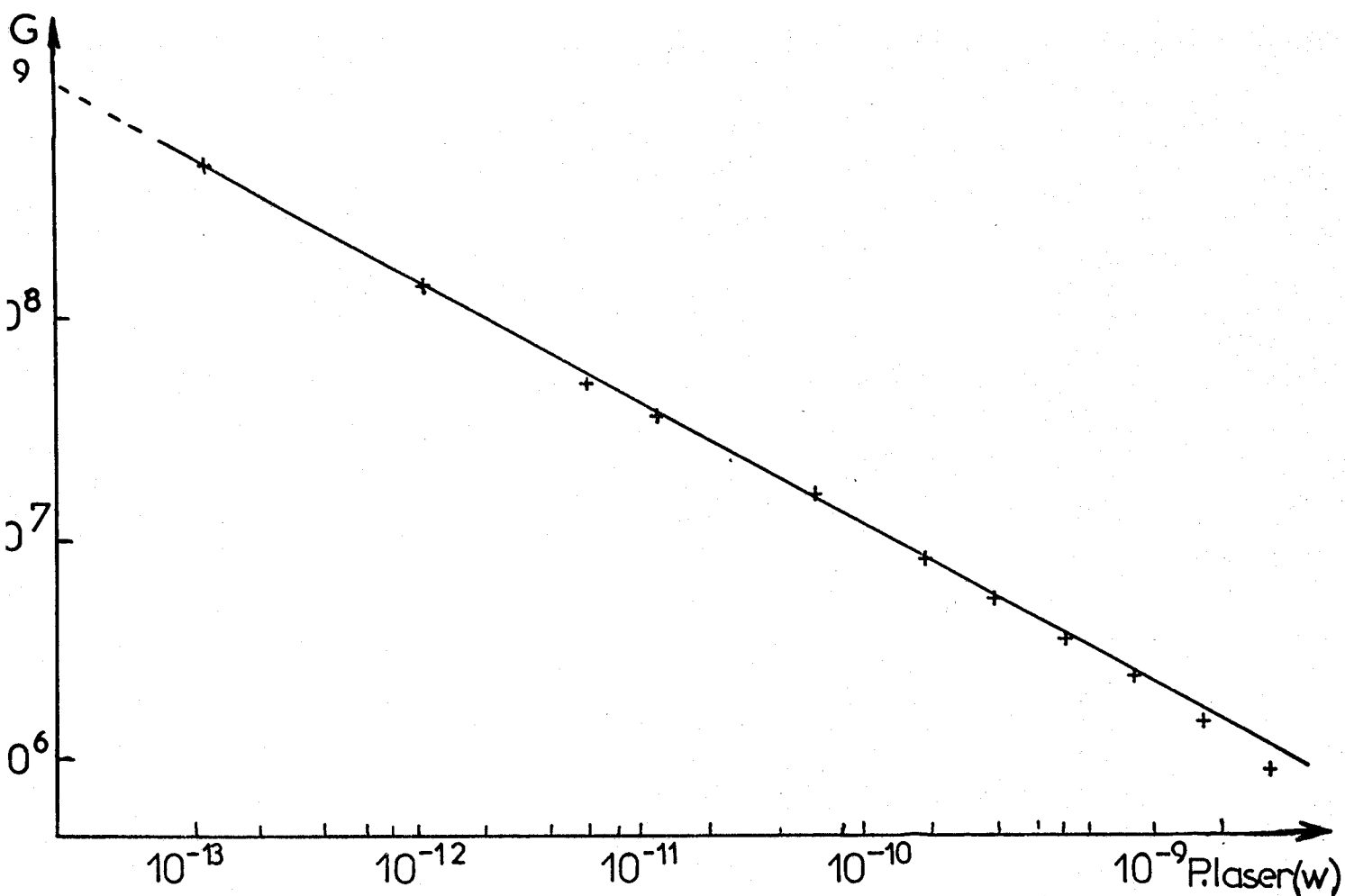


Fig:48 Courbe  $G=f(P)$  Réponses moyennes de 5 photorésistances  
V. pol: 5 V

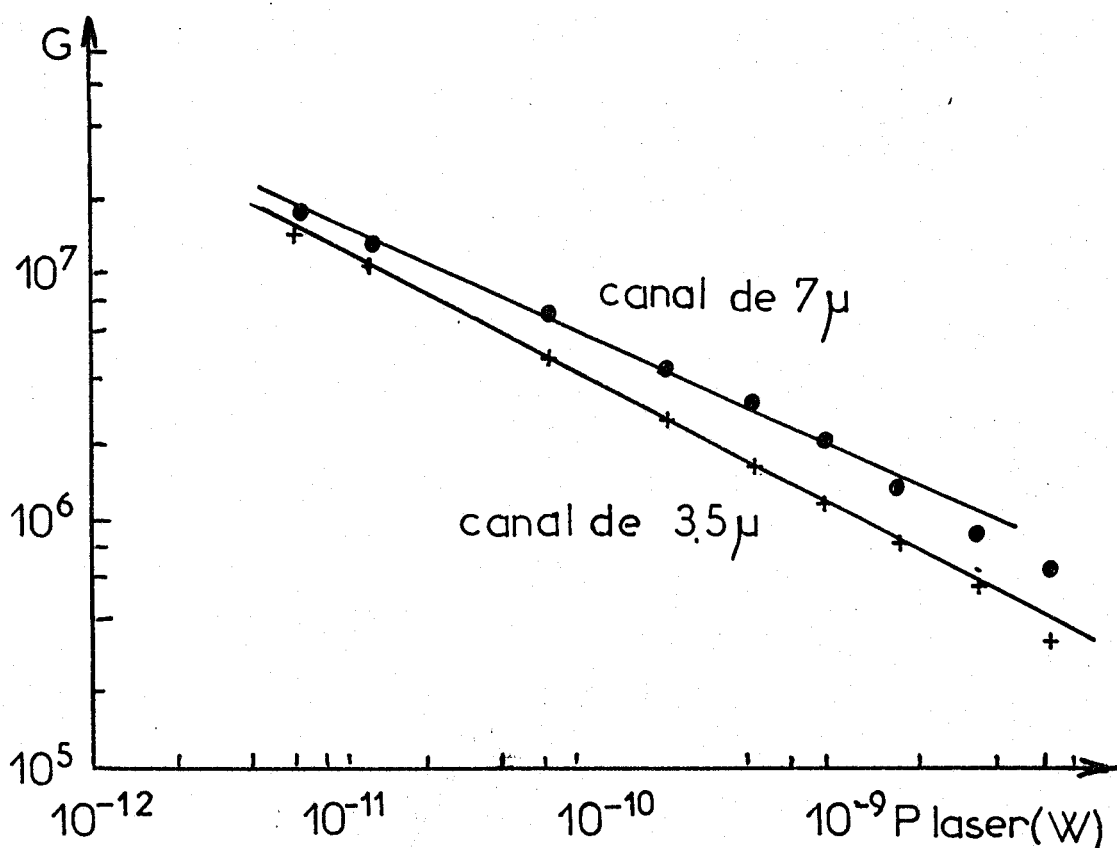


Fig:49 Courbe  $G=f(P)$  pour 2 dimensions de canal

c) Influence de la distance inter-plots.

La figure (50) présente les caractéristiques I (V) pour deux échantillons, (échantillons A et C'), distances inter-plots  $\approx 15$  et  $30 \mu\text{m}$  et pour deux puissances laser. Le gain maximum est obtenu avec un champ électrique appliqué moyen de  $1.2 \text{ kv/cm}$ .

On applique donc cette valeur de champ électrique sur différents échantillons (A, B', C'', D''') et l'on relève, figure (51), les courbes du gain en fonction de la puissance lumineuse. On constate qu'effectivement le gain G varie en  $\frac{1}{d}$ , d distance inter-plots, en accord avec la définition du gain :  $G = \beta \frac{\tau_n}{\tau_{tr}}$  avec  $\tau_{tr} = \frac{W}{v_n}$

d) Gain en fréquence.

Afin de caractériser le gain en fréquence des échantillons, on relève les courbes impulsionnelles à différentes échelles de temps. A partir de ces courbes on trace la courbe  $G = f(t)$ , figure (52), pour 2 puissances laser différentes et une tension de polarisation égale à  $5 \text{ V}$ . La conversion temps-fréquence présentée précédemment permet d'obtenir la courbe du gain en fonction de la fréquence, figure (53). On constate que le produit gain-bande est constant, voisin de  $100 \text{ GHz}$  sous une puissance lumineuse de  $1 \text{ nW}$ .

I-5-4 EXPLICATION DES PHENOMENES OBSERVES ; CONCLUSION.

On vient de présenter des dispositifs dont les performances en gain et produit GB sont très intéressantes. Ces phénomènes observés sont essentiellement liés à la température et aux effets de surface.

En effet, à l'interface air-semiconducteur, la densité surfacique de charges entraîne l'existence d'une zone désertée et crée une barrière de potentiel de hauteur  $\psi$ . La statistique de Maxwell-Boltzman

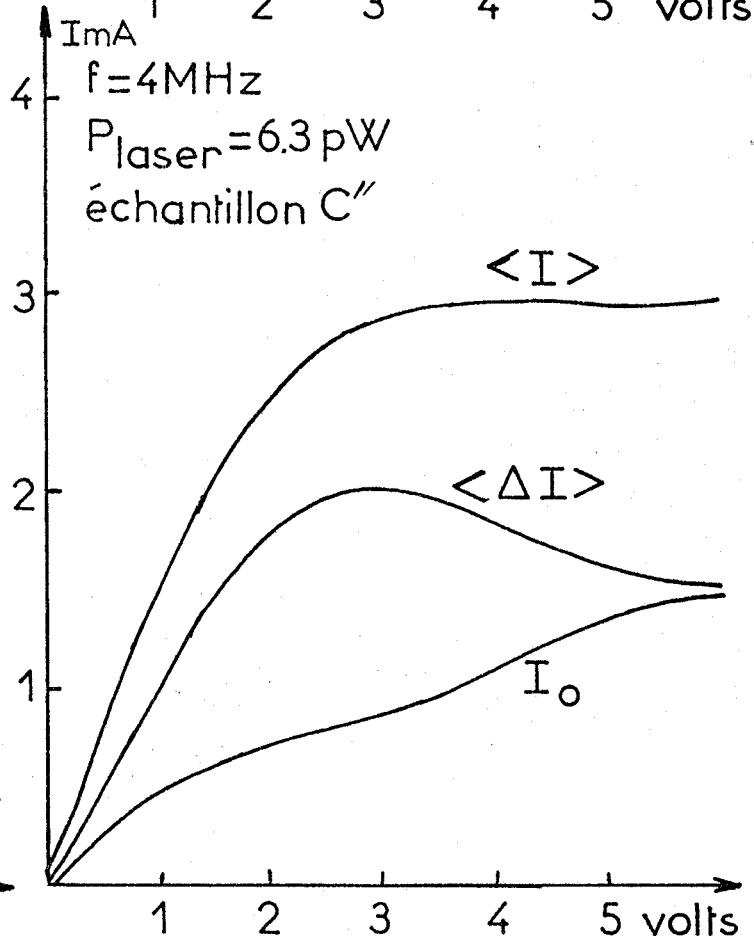
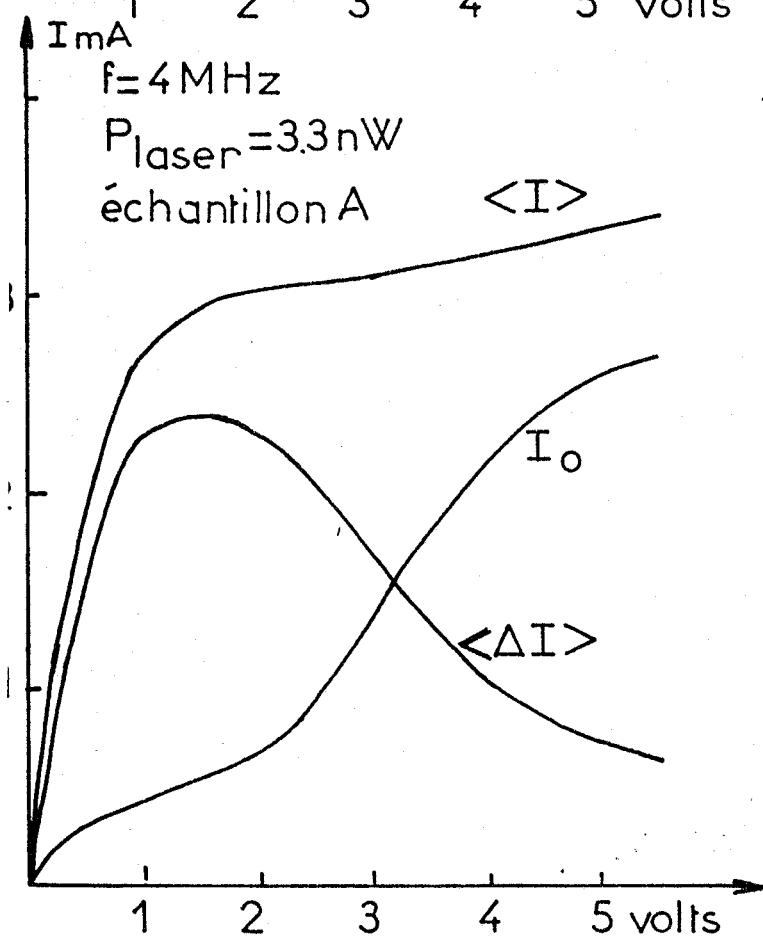
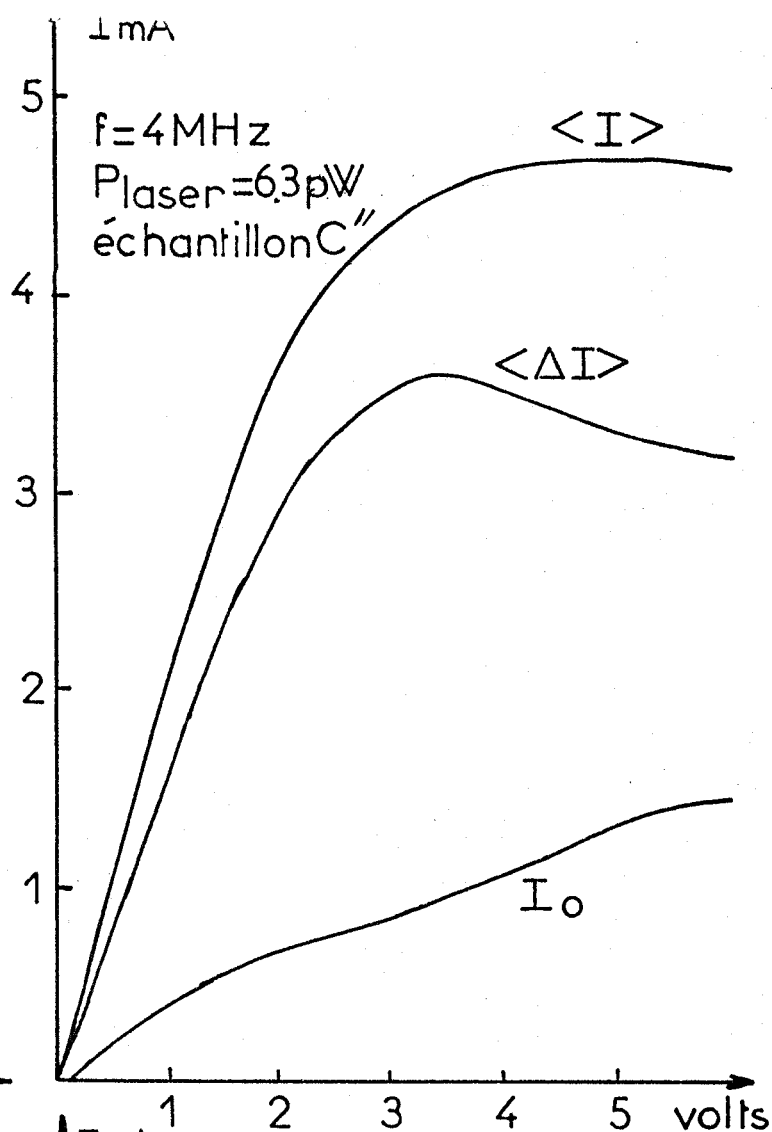
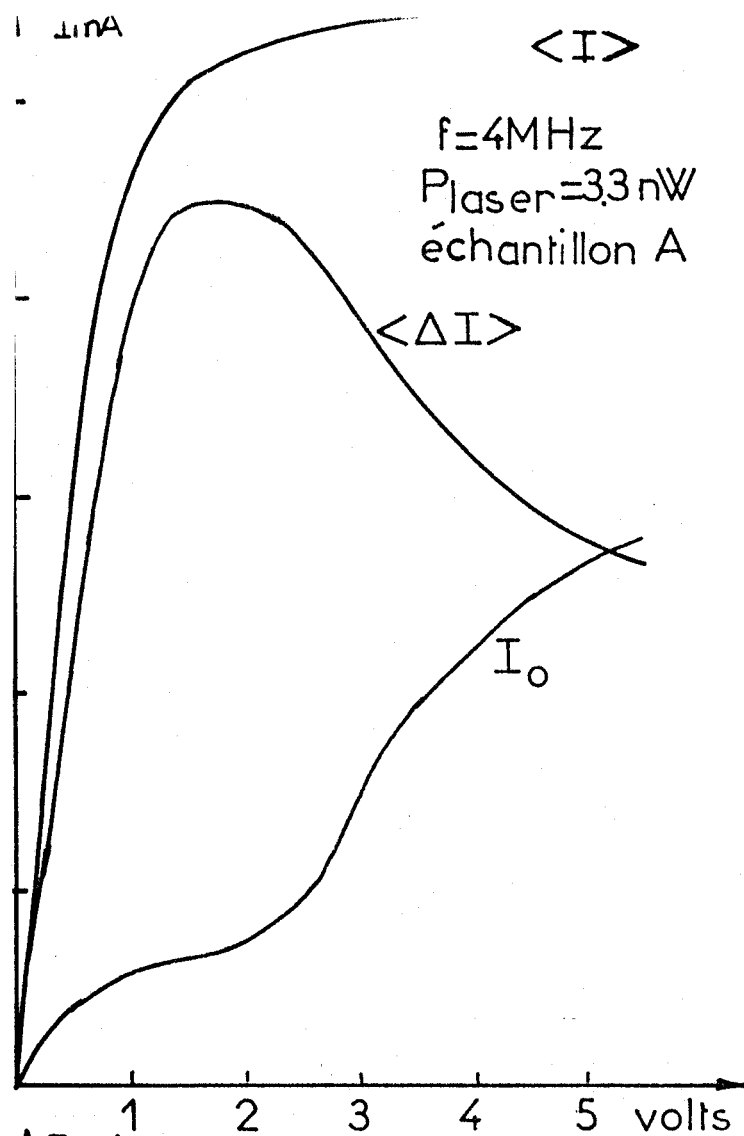


Fig: 50 Réponses en courant pour différents échantillons.

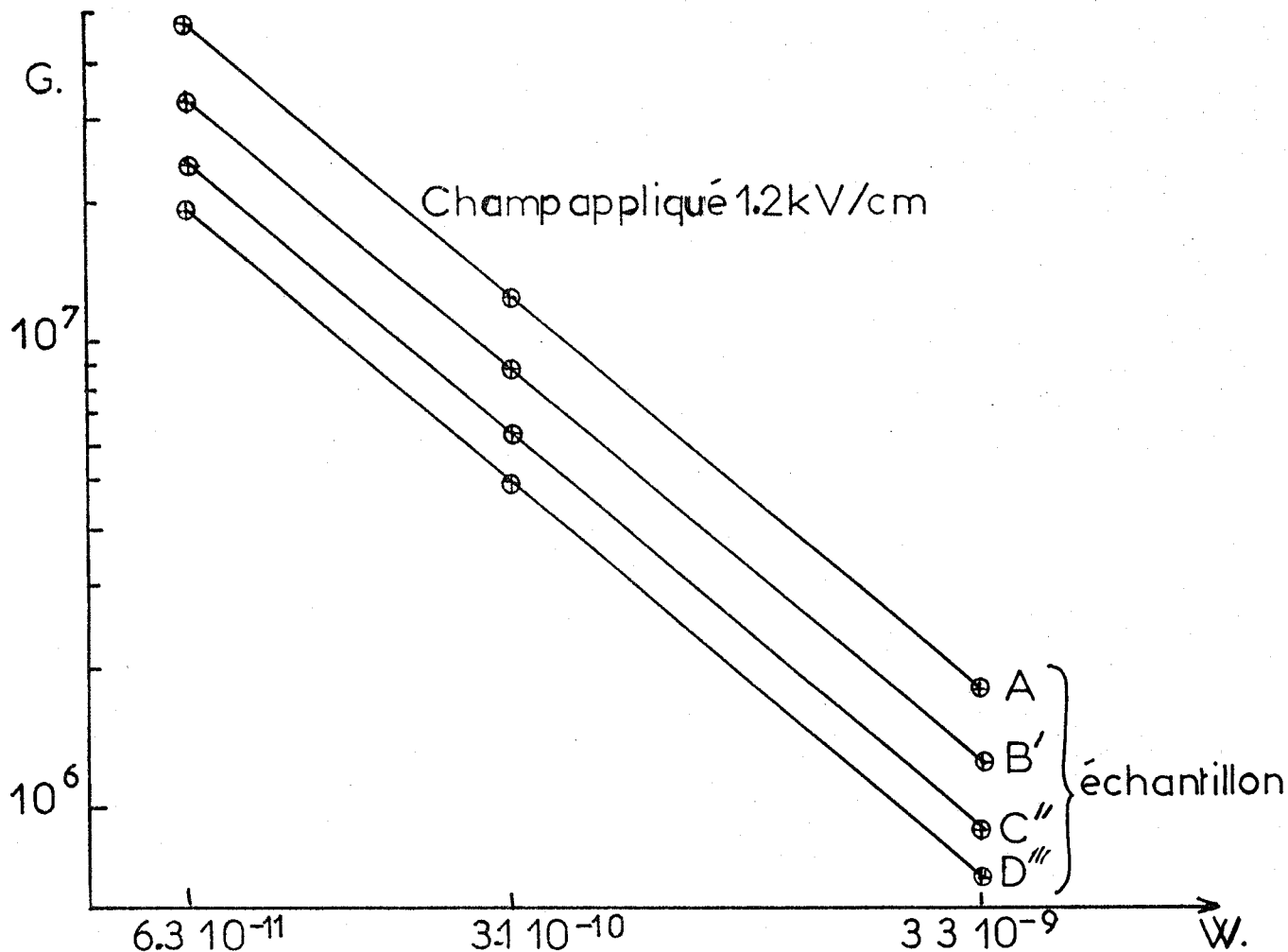


Fig: 51 Courbes  $G = f(P)$

Le gain est inversement proportionnel à la distance inter-plots.

A  $3.3 \cdot 10^{-9}$  Watt, on a :

$$\frac{G'}{G''} = 1.39 \quad \frac{W'''}{W''} = 1.30$$

$$\frac{G'''}{G''} = 1.24 \quad \frac{W'''}{W''} = 1.24$$

$$\frac{G'}{G''} = 1.44 \quad \frac{W'}{W''} = 1.25$$

Les imprécisions doivent être dues à la non uniformité du champ électrique appliqué.



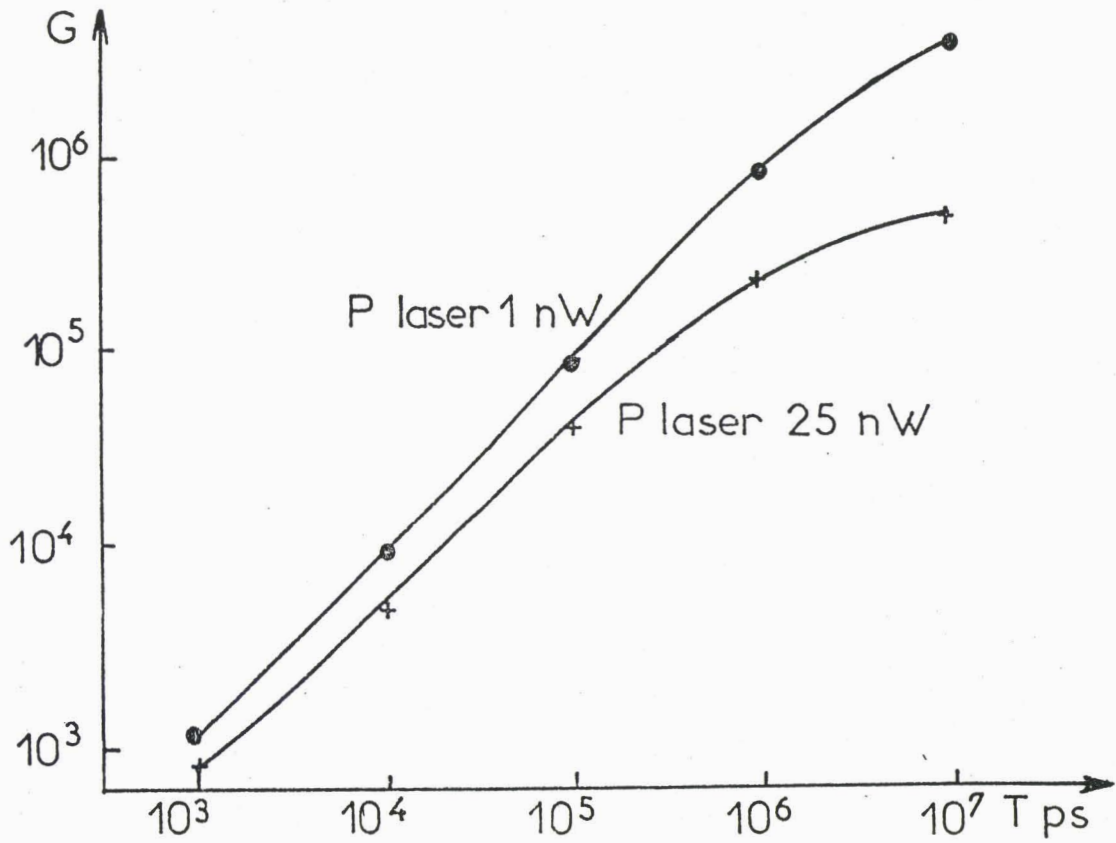


Fig: 52  $G = f(t)$  fréquence de répétition  $f = 80$  KHz

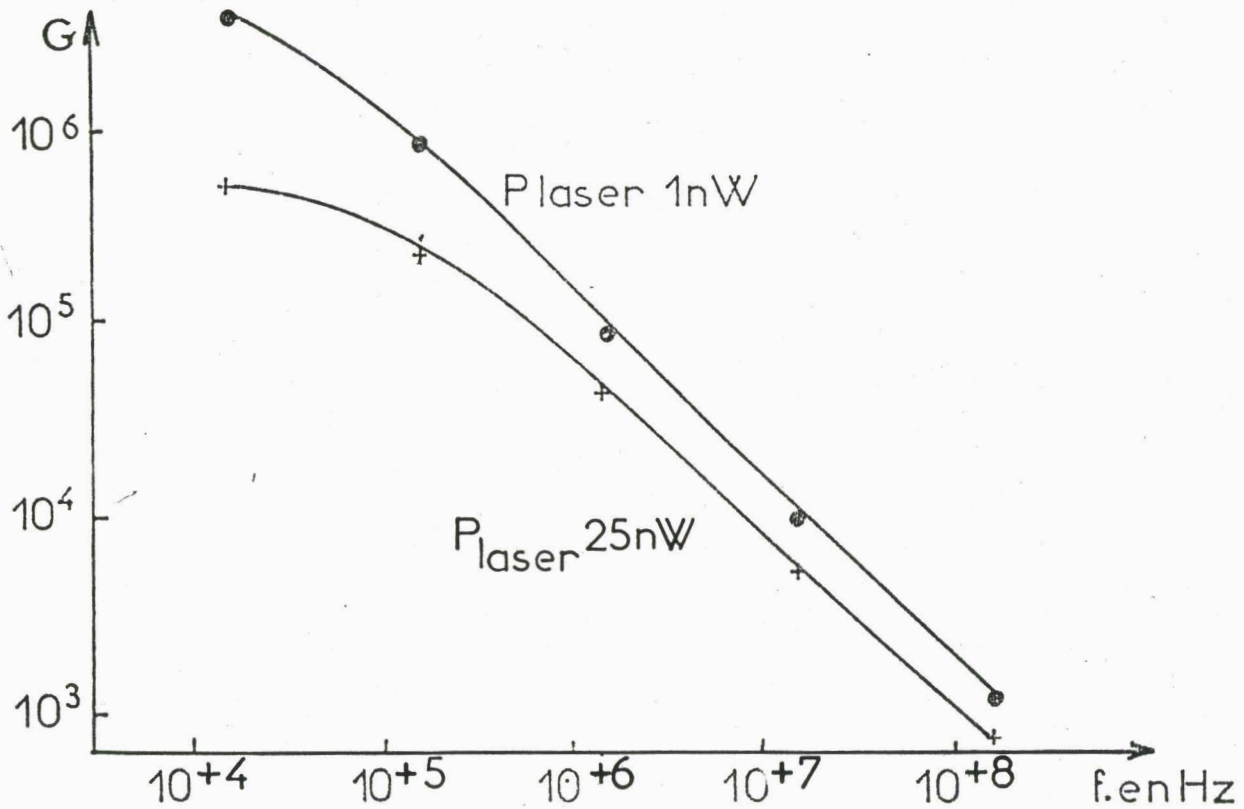


Fig: 53  $G = f(f)$  Fréquence de répétition  $f = 80$  KHz V.pol:5V.

indique que la durée de vie des porteurs dans un puits de potentiel de hauteur  $\psi$  est de forme  $\tau = \tau_0 e^{q\psi/KT}$ . Lors de l'éclairement, la création des porteurs à la surface diminue les hauteurs du puit ce qui permet d'écrire :  $\tau = \tau_0 e^{\left(\frac{Q_s - qnG\tau_n}{2\epsilon N_d}\right)^2 /KT}$  ( $Q_s$  étant la densité de charge en surface). Le calcul de  $\tau_n$  est en accord avec les expériences réalisées au laboratoire et montre que les variations de la durée de vie en fonction de la température sont très sensibles au voisinage de la température ambiante [27].

Sur le plan pratique, quelques précisions sont encore à donner sur les paramètres géométriques de ces photorésistances qui permettront une étude plus théorique du composant. En particulier, il doit exister une limite inférieure de la distance inter-plots car dans les dispositifs submicroniques, la zone de désertion due à la barrière de potentiel de surface ne peut pas prendre toute son extension [28].

IV - REALISATION D'UN SYSTEME DE DETECTION  
POUR LA SPECTROMETRIE RAMAN

Cette intéressante réalisation avait un double objectif.

- Premièrement de mettre en évidence par une application directe et concrète, d'une part, la véracité et la qualité des résultats obtenus et d'autre part de montrer l'espoir que l'on est en droit d'attendre des dispositifs utilisés.
  
- Deuxièmement d'accéder par une étude comparative du photomultiplicateur et de la photorésistance à une meilleure caractérisation de ces échantillons.

L'objectif imparti a été réalisé.

## IV-1- INTRODUCTION

Ce travail mis en oeuvre depuis plusieurs mois définit l'idée d'utiliser des photoconducteurs du type de celui présenté précédemment, dont les caractéristiques de sensibilité, de gain et de bande passante permettraient la plupart des applications qui sont celles des photomultiplicateurs.

L'idée pratique s'établit selon les résultats antécédants de la façon suivante. On désire mettre en oeuvre des dispositifs performants, il faut donc :

- utiliser l'effet de surface des photoconducteurs pour obtenir de grands gains,  $G = \frac{\text{durée de vie}}{\text{temps de transit}}$ , en augmentant la durée de vie des

paires électron-trou ; cet effet de surface intervient sur une couche supérieure fortement dopée.

- limiter la valeur du courant d'obscurité qui par un effet thermique diminue l'exaltation du gain,

- choisir le champ électrique adéquat à l'intérieur de la structure, compromis pour éviter de diminuer l'influence de l'effet de surface et pour garder un temps de transit le plus court possible.

Ces conditions déduites expérimentalement se réalisent en utilisant une photorésistance de structure horizontale constituée d'une couche supérieure semi-conductrice d'épaisseur faible et très fortement dopée, déposée sur une autre couche semi-conductrice très faiblement dopée. Sur la couche supérieure, fortement dopée, des charges superficielles sont créées lors d'un éclaircissement. Ces charges piègent l'un des types de porteurs et entraînent une augmentation du gain par l'augmentation de la durée de vie des paires électron-trou. Par ailleurs, on ajuste, en creusant un canal entre les électrodes, l'épaisseur de la couche semi-conductrice fortement dopée de façon à réduire le courant d'obscurité et à diminuer les effets

thermiques. Cependant cette épaisseur doit rester suffisante face à la profondeur de pénétration des photons incidents.

On choisit la substance semi-conductrice en fonction du domaine spectral étudié. Généralement la sensibilité de la substance semi-conductrice en fonction de la longueur d'onde diminue notablement (ceci dépend du dopage) pour des énergies de photons incidents inférieures à l'énergie de la bande interdite.

## IV-2 CONCEPTION DE L'EXPÉRIENCE

On utilise une photorésistance en arséniure de gallium, type 211E, pour détecter les raies de diffusion Raman de composés solides et liquides excités par une raie laser à  $5145 \text{ \AA}$ .

Le montage comportant le platine de transfert, le spectromètre et le système de détection est représenté figure (54).

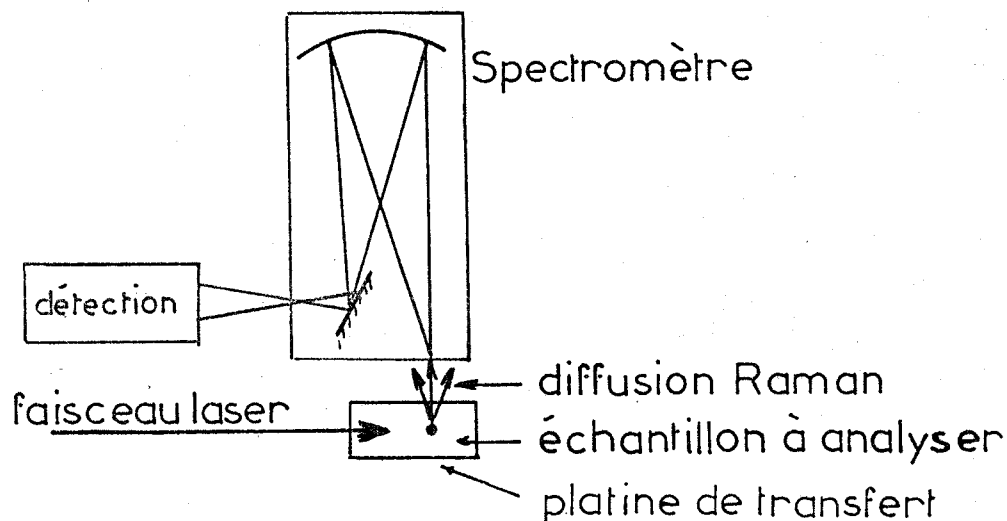


Fig:54 Vue synoptique du montage réalisé.

On compare les résultats avec ceux obtenus dans les mêmes conditions par un photomultiplicateur.

## IV-3 PRÉSENTATION DÉTAILLÉE DU SYSTÈME EXPÉRIMENTAL ET RÉALISATION

### IV-3-1 CHOIX DES PHOTODETECTEURS; DISPOSITION DU SPECTROMÈTRE ET DU MONTAGE OPTIQUE.

La mise en place de l'installation a été guidée par les obligations suivantes :

- nécessité de recueillir le maximum de lumière diffusée à l'entrée du spectromètre (adaptation de la platine de transfert).
- nécessité de recueillir le maximum de lumière diffusée au niveau de la photorésistance (adaptation des dimensions de la fente du spectromètre avec celles de la photorésistance).

A cette fin, on utilise un spectromètre à champ faible, réservé à la détection multicanale, auquel on fait l'adjonction d'une fente de sortie.

La réalisation du spectromètre est due à l'équipe technique de l'atelier de mécanique du Laboratoire de Spectrochimie Infra-Rouge et Raman, Université de Lille I .

Le réseau du spectromètre est un réseau holographique concave Jobin Yvon de type IV blazé à 5 000 Å.

Dimensions : 110 mm x 110 mm ; longueur du bras : 100 cm.

Il convient parfaitement pour la détection des raies raman diffusées par des échantillons excités par un laser à Argon à 5145 Å.

On sélectionne tout d'abord des photorésistances dont la géométrie, rectangulaire, est la plus voisine de la géométrie des fentes de sortie des spectromètres.

Cependant, leurs dimensions de 10  $\mu\text{m}$  x 100  $\mu\text{m}$  correspondent à une surface inférieure d'un facteur 1000 à la surface des fentes de sortie. Ceci nécessite d'effectuer une réduction importante de l'image de la fente de sortie du spectromètre.

On aurait pu réaliser un système optique achromatique de réduction d'image par l'utilisation de miroirs concaves. Cependant comme

la plage de fréquence correspondant aux raies Raman étudiées varie peu et pour des commodités de mise hors lumière, on utilise des objectifs placés sur le trajet du faisceau de sortie du spectromètre.

La figure (55) compare les surfaces de la photorésistance et de la fente de sortie.

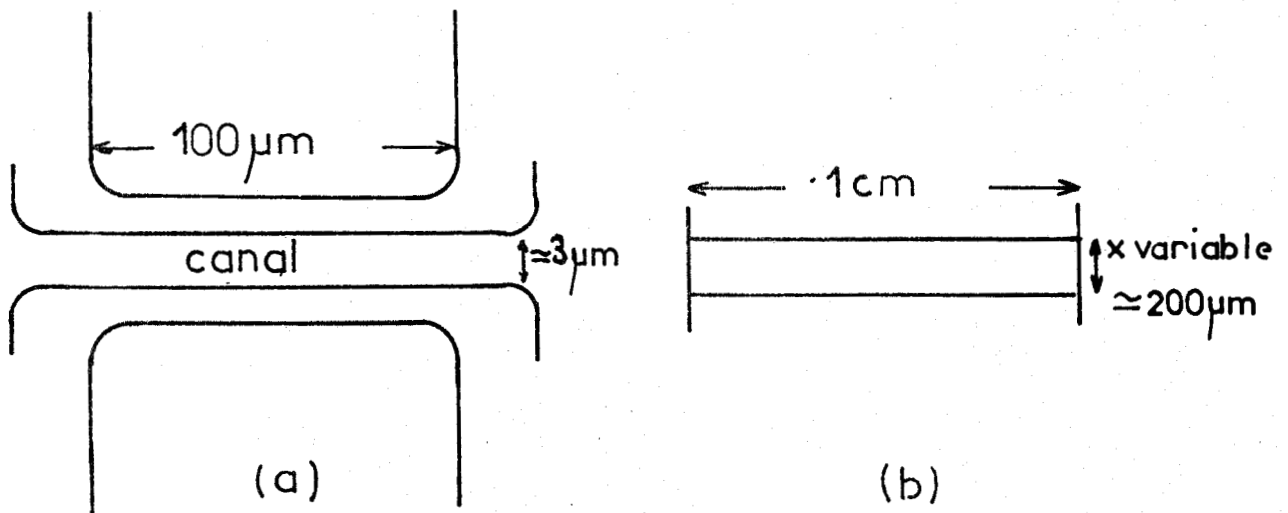


Fig:55 a) Surface sensible de l'échantillon.  
b) Surface utilisée de la fente de sortie du spectromètre.

On limite la longueur de la fente de sortie à  $1\ \text{cm}$  pour éclairer par une réduction d'image d'un facteur 100 la totalité de la largeur de  $100\ \mu\text{m}$  de la photorésistance.

Une largeur de la fente de sortie de  $200\ \mu\text{m}$  donne une résolution suffisante des raies du spectre Raman et permet théoriquement, par la réduction d'image de facteur 100, d'éclairer la photorésistance sur sa surface la plus sensible limitée par une longueur de  $3\ \mu\text{m}$ .

Le meilleur compromis pour effectuer cette réduction d'image est d'effectuer deux réductions successives, chacune d'un facteur 10.

On dispose de deux objectifs d'ouverture 10 et 1 et de focale  $250\ \text{mm}$  et  $25\ \text{mm}$  respectivement. L'objectif de grande focale est placé à  $2,50\ \text{m}$  de la fente de sortie et le second à  $3\ \text{m}$  selon le montage de la figure (56).



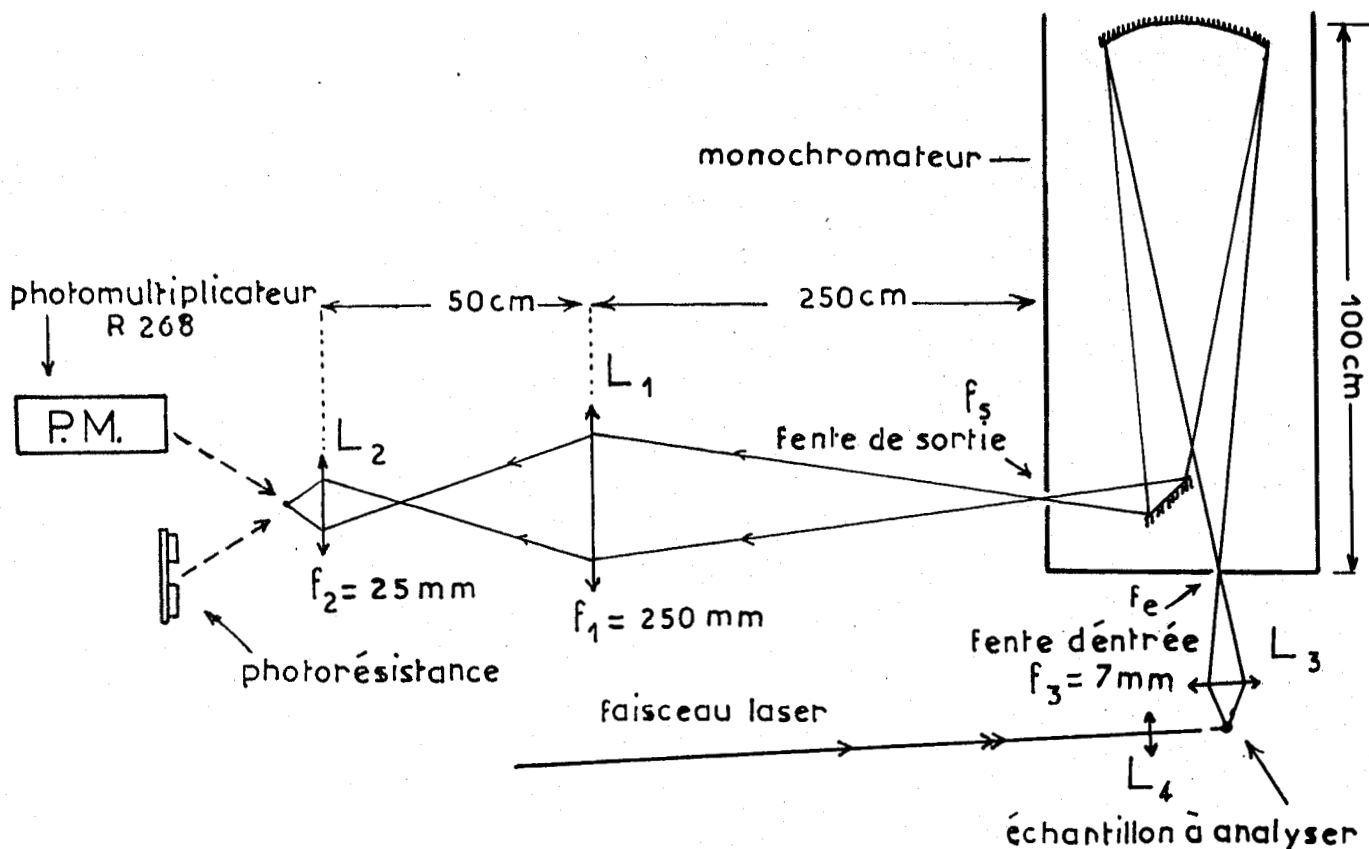


Fig: 56. Montage optique pour la détection Raman.

La faible ouverture du faisceau entre la fente de sortie et la lentille  $L_1$  correspond à une surface utile du réseau de 2 cm de diamètre. Pour éviter toute lumière parasite sa partie non utile est donc voilée. Cette condition d'éclairement du réseau est voisine des conditions d'utilisation normale d'un spectromètre dans le cas de l'étude d'un solide. Par ailleurs on adapte au niveau de l'échantillon étudié une optique adéquate  $L_3$ ,  $f_3 = 7$  mm, d'ouverture numérique 1,4 pour le transfert de l'image de la tache de focalisation sur la fente d'entrée dans le but d'éclairer le minimum de surface du réseau en collectant le maximum de flux lumineux.

On relève le spectre Raman au sortir de la lentille  $L_2$  au moyen d'un photomultiplicateur Hamamatsu R268 ou au moyen d'une photorésistance montée sur un déplacement micrométrique XYZ et placée au point de focalisation.

On règle la position de la photorésistance en observant la diffusion Rayleigh, après avoir fermé fortement la fente de sortie du spectromètre.

### 3-2- CONDITIONS DE MESURE

- Utilisation du photomultiplicateur R 268.

Le tableau IV-1 donne les caractéristiques spécifiques du photomultiplicateur. Les conditions d'utilisation sont schématisées figure (57). La réponse spectrale est donnée figure (58), [29].

(	Domaine spectral (nm)	Sensibilité maximale (nm)	Tension maximale anode-cathode (V)	Gain max.	P.E.B. à 420nm (W)
(	300 à 650	420	1500	$2.1 \cdot 10^6$	$6.1 \cdot 10^{-17}$
(	Temps de montée (ns)	Sensibilité cathodique maximale (mA/W)	Sensibilité anodique maximale (A/W)	Courant d'obscurité (nA)	
(	12	90	$1.9 \cdot 10^5$	0.2	

TABLEAU IV-I

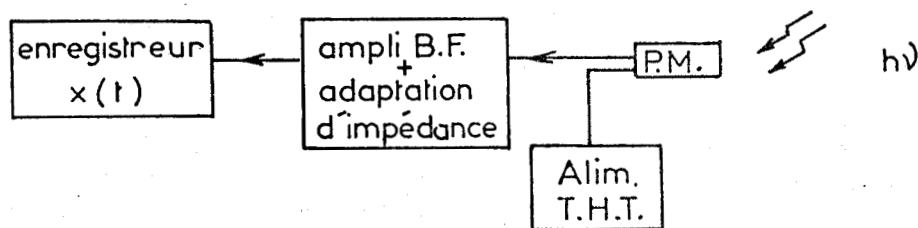


Fig:57 Synopsis d'utilisation du photomultiplicateur.

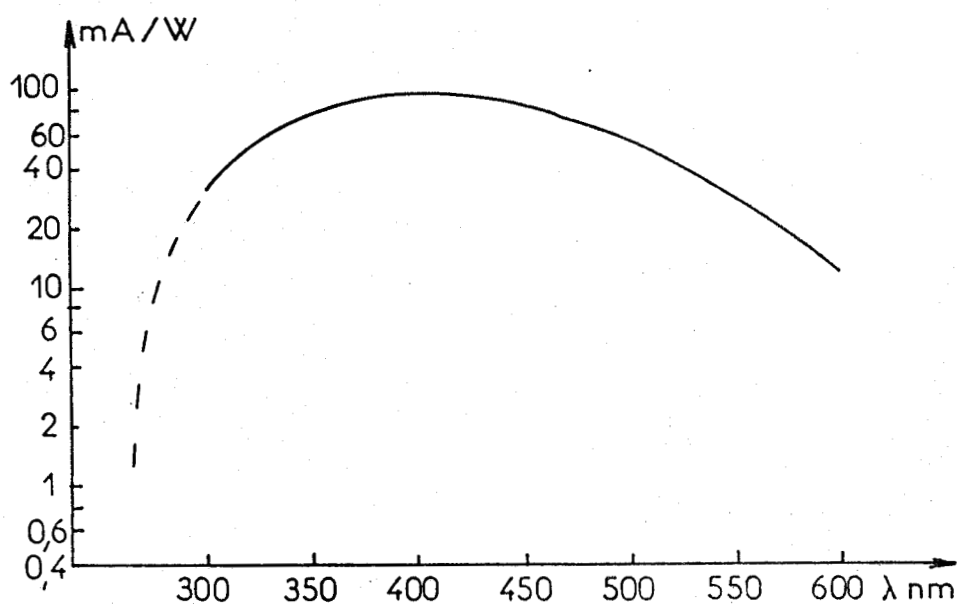


Fig: 58 Sensibilité spectrale de la photocathode du PM R 268

- Utilisation de la photorésistance.

La figure (59) représente le montage électrique utilisé.

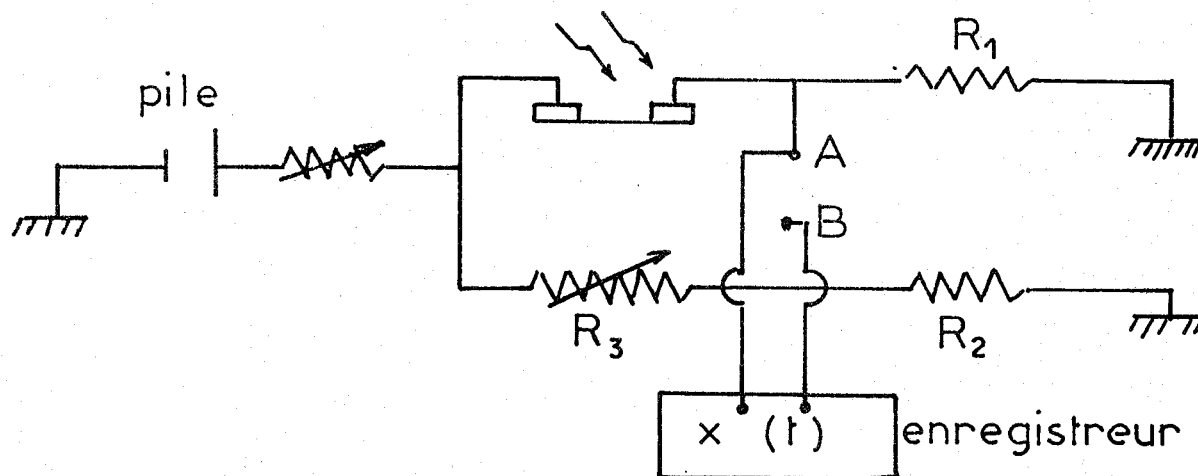


Fig:59 Détection Raman par une photorésistance

Les signaux lumineux à détecter étant très faibles, on élimine le bruit causé par les alimentations stabilisées en utilisant une pile de 1,4 V, [30]. La dérive de tension est limitée par l'emploi d'une pile au cadmium-nickel.

Pour effectuer la mesure, on s'affranchit du courant d'obscurité par le montage en pont de la figure (59) en ajustant la valeur de  $R_3$ . La tension entre A et B est envoyée directement sur un enregistreur  $x(t)$  à haute impédance d'entrée.

Comme les variations de la résistance du photoconducteur peuvent être importantes, on choisit des résistances faibles  $R_1 = R_2 = 50\Omega$  pour obtenir avec ces variations, une variation linéaire de la tension de sortie  $V_{AB}$ .

On utilise ce montage pour déterminer approximativement la valeur des puissances lumineuses détectées; la photorésistance est

éclairée par un faisceau laser de diamètre 1,1 mm , à 5145 Å. Une puissance voisine de  $10^{-13}$  watt reçue par la photorésistance correspond à une tension  $U_{AB}$  5 mV .

#### IV-3-3 RESULTATS

On relève entre 500 et 200  $\text{cm}^{-1}$  les raies  $\nu_1$ ,  $\nu_4$ ,  $\nu_2$  du spectre Raman du  $\text{CCl}_4$

Les figures (60) et (61) représentent les spectres obtenus avec la photorésistance et le photomultiplicateur dans les mêmes conditions d'éclairement.

On relève également entre 1000 et 500  $\text{cm}^{-1}$  les raies  $\nu_{as}(\text{MoO}_2)$ ,  $\nu_s(\text{MoO}_2)$ ,  $\nu(\text{MoO})$ , du spectre Raman d'un cristal de  $\text{MoO}_3$  [31]. Les résultats sont présentés figure (62) et (63).

Les relevés des spectres sont effectués de telle façon que dans chacun des deux cas les intensités maximales données par l'enregistreur soient voisines, (choix du calibre de l'enregistreur et ajustement de la tension du photomultiplicateur).

Le signal sortant du photomultiplicateur est envoyé sur un amplificateur intégrateur dont la constante de temps est fixée à 0.1 s ce qui correspond aussi au temps d'intégration de l'enregistreur.

On peut à partir de ces résultats faire les remarques suivantes:

- Les intensités relatives des raies sont les mêmes dans les spectres obtenus soit avec le photomultiplicateur, soit avec la photorésistance creusée. Les raies de faible intensité sont pratiquement de hauteurs égales. Ceci est dû à la présence de lumière parasite que l'on pourrait fortement éliminer en plaçant un filtre optique passe-haut en sortie du spectromètre ou en travaillant sur un double ou triple monochromateur.

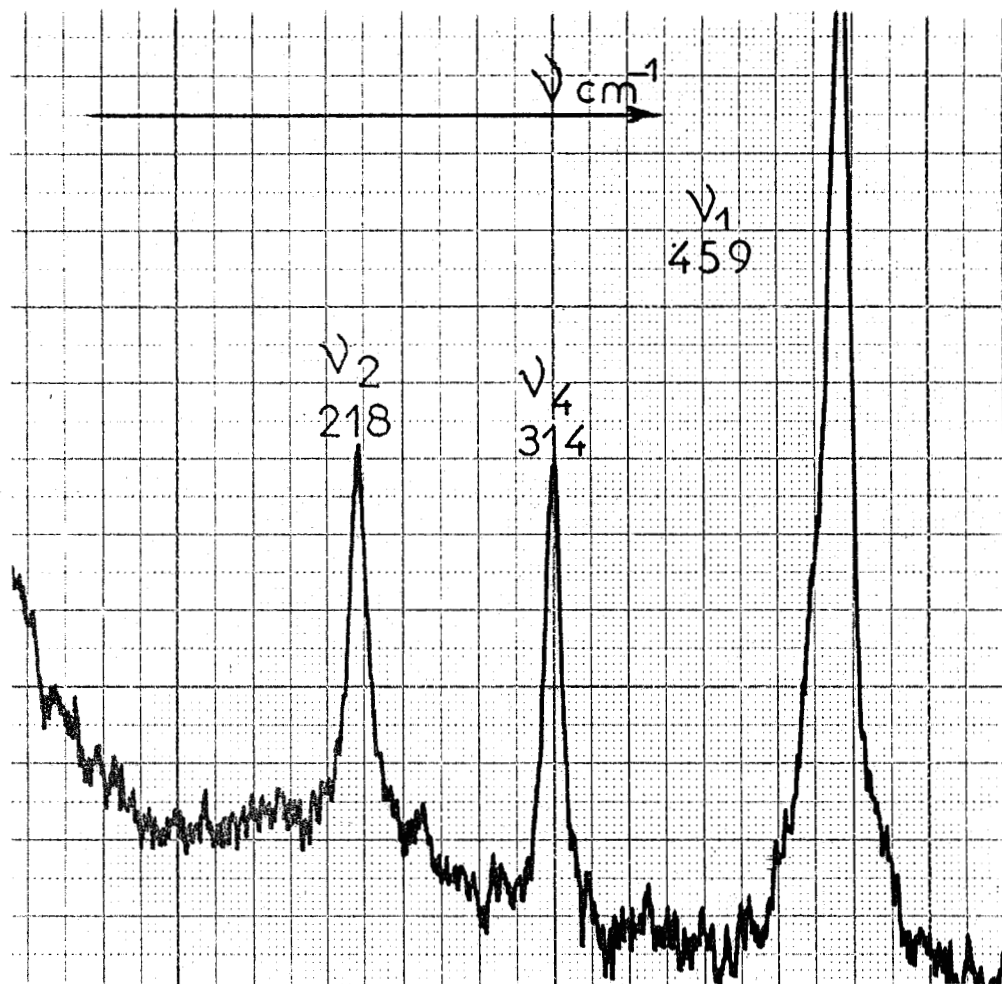


Fig: 60 Spectre Raman du  $\text{CCl}_4$ ,  
détecteur: photorésistance d'AsGa .

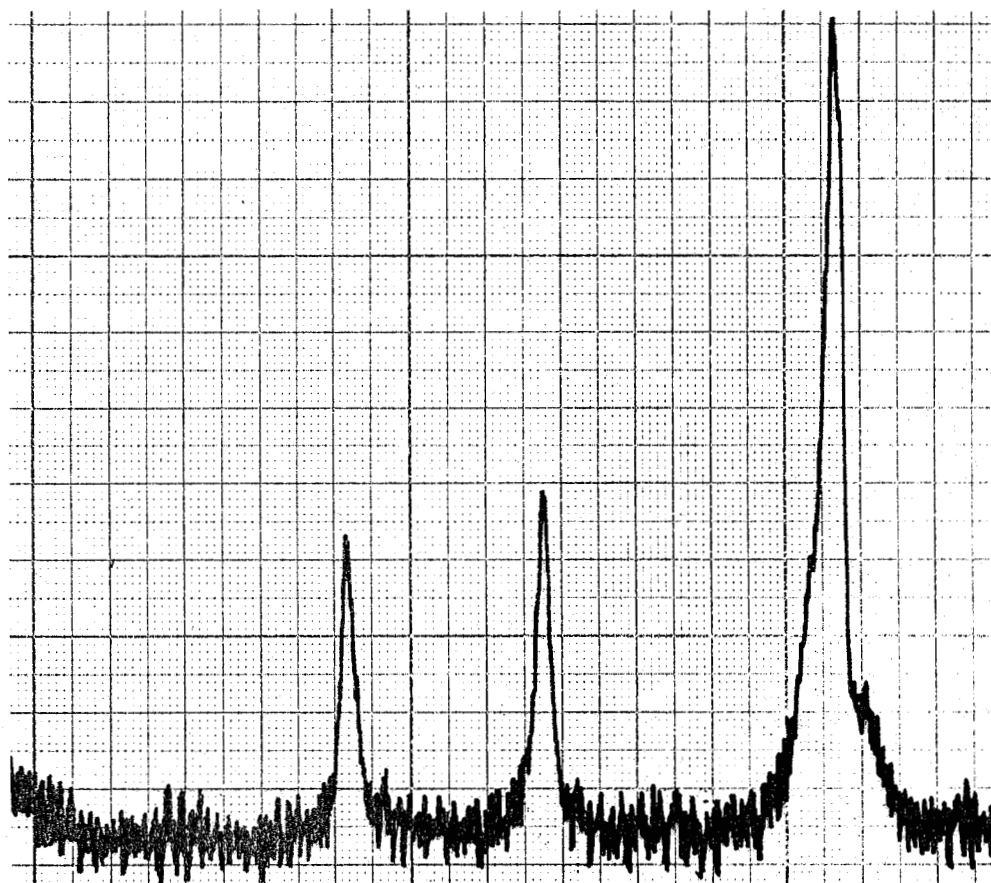


Fig: 61 Spectre Raman du  $\text{CCl}_4$ ,  
détecteur: photomultiplicateur R268 .

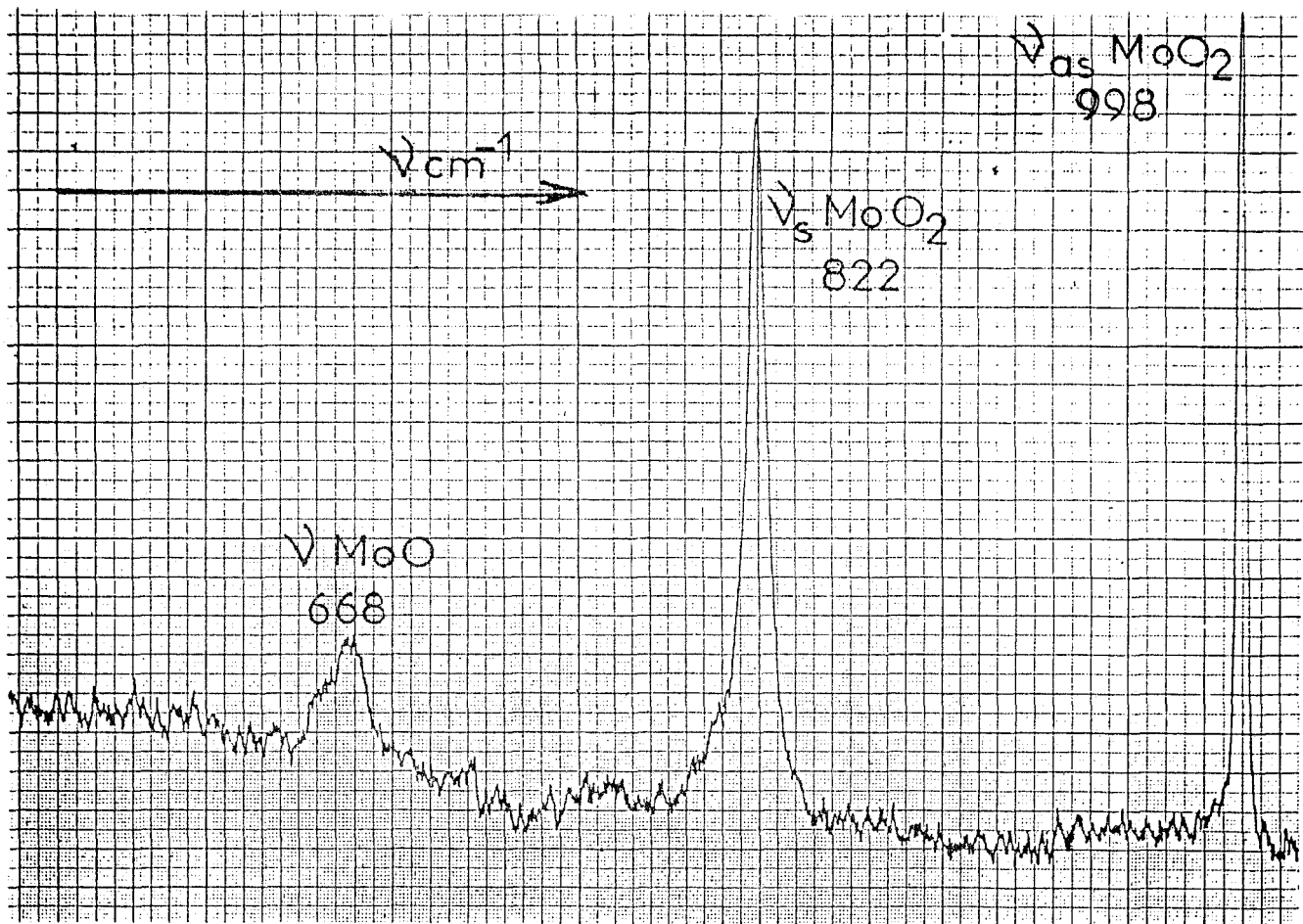


Fig: 62 Spectre Raman du MoO<sub>3</sub> ,  
détecteur: photorésistance d'AsGa .

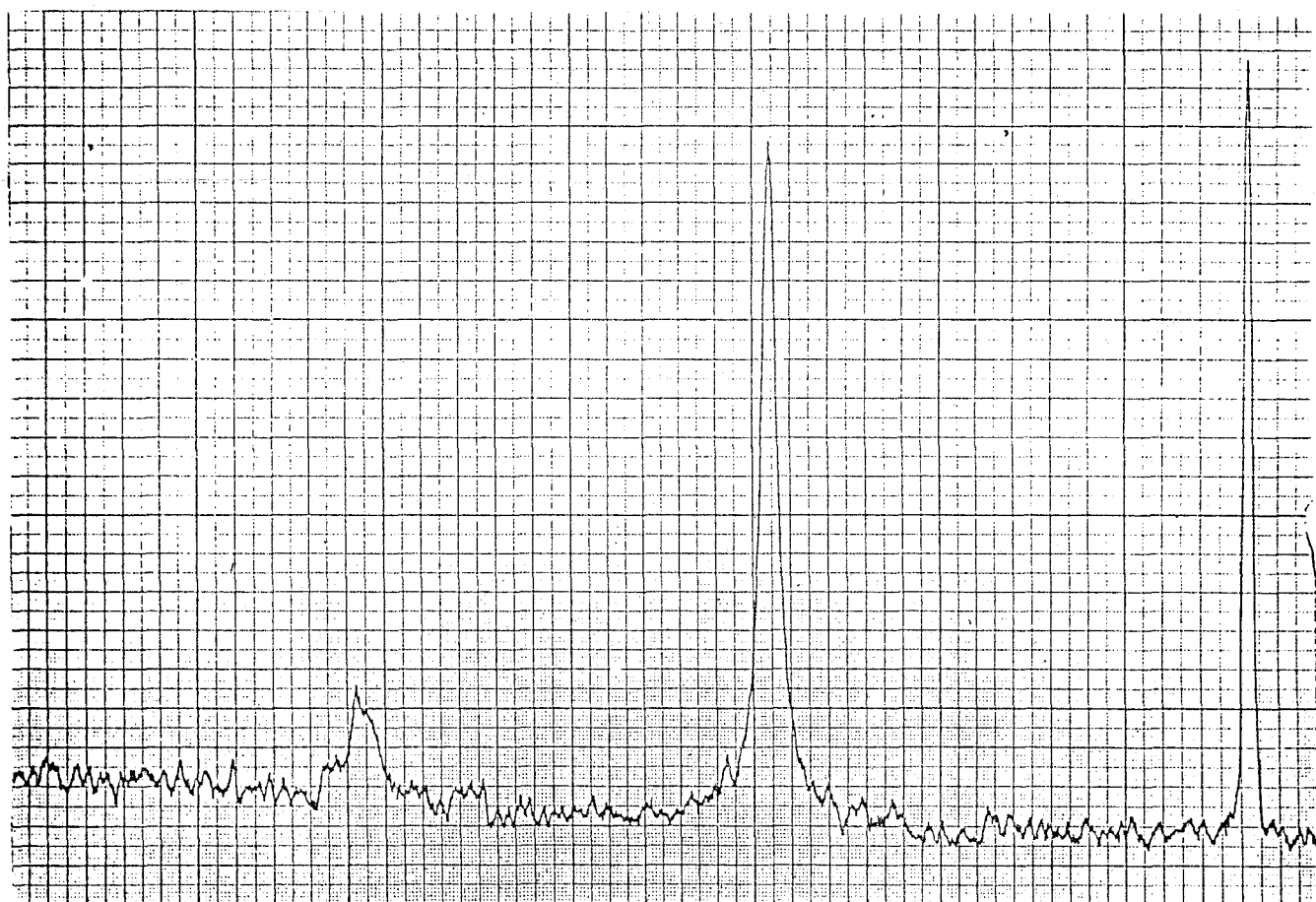


Fig: 63 Spectre Raman du MoO<sub>3</sub> ,  
détecteur: photomultiplicateur R268 .

- On observe sur le spectre du  $\text{MoO}_3$  une faible dérive de la ligne de base avec la photorésistance. Ceci est dû à un effet léger de température par échauffement de l'échantillon. Sur le spectre du  $\text{CCl}_4$ , il est difficile d'observer le même effet car la diffusion Rayleigh est la cause principale de la dérive du spectre. Ceci révèle encore la plus grande sensibilité de l'échantillon à bas niveau par rapport au photomultiplicateur.
- Pour chacune des substances présentées, les spectres sont obtenus avec un rapport signal/bruit du même ordre de grandeur. Il est intéressant de noter que le signal de sortie du photomultiplicateur (quelques nA) nécessite une amplification et un filtrage alors que celui délivré par la photorésistance ( $10^{-3}$  à  $10^{-5}$  A) ne subit aucun traitement.

On peut estimer la puissance équivalente de bruit du photomultiplicateur à la longueur d'onde de mesure,

$$\text{P.E.B.} = \frac{\sqrt{2q I_{db} G \Delta f}}{S}$$

$$q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$$

I db courant d'obscurité du photomultiplicateur en ampères

G gain du photomultiplicateur

S sensibilité anodique en ampère par watt

autour de  $5500 \text{ \AA}$ ,  $S = 6 \cdot 10^4 \text{ A/Watt}$

Donc dans ces conditions de mesure

$$\text{PEB} = \frac{\sqrt{3.2 \cdot 10^{-19} \times 0.5 \cdot 10^{-9} \times 2.1 \cdot 10^6 \times 10}}{6 \cdot 10^4} = 10^{-15} \text{ Watt}$$

Cette valeur peut correspondre approximativement à la puissance minimale décelable sur la photorésistance dans les conditions de mesure. Cependant, comme la réponse de l'échantillon n'est pas linéaire, le seuil de sensibilité doit être beaucoup plus bas.

Dans le but d'étudier les courbes de sensibilité et de rendement quantique en fonction de la longueur d'onde, on compare les réponses d'une photorésistance placée à la sortie d'un spectromètre pour différentes longueurs d'onde, avec les réponses d'un photomultiplicateur HAMAMATSU R 943 placé dans les mêmes conditions. Dans ce cas, le spectromètre est équipé d'une fente de sortie dont la largeur est fixée à 10  $\mu\text{m}$  (dimension du canal de l'échantillon) et la longueur limitée à quelques dixièmes de millimètre. La source est une lampe à vapeur de mercure basse pression.

#### V-4-1 EXPLORATION DE 250 nm à 650 nm

La courbe de sensibilité en A/W du photomultiplicateur est donnée figure (64). On constate que la réponse du photomultiplicateur est pratiquement linéaire dans le domaine étudié.

La tension de l'alimentation du photomultiplicateur est ajustée à 1400 V de façon à obtenir sur l'enregistreur une réponse identique à celle de la photorésistance à 253 nm.

La figure (65) présente les résultats obtenus. La puissance absolue à 546 nm est de l'ordre de  $10^{-10}$  W. On constate que pour des puissances lumineuses d'intensités relatives comprises entre 3 et 15 (données par le photomultiplicateur), la réponse de l'échantillon ne varie pratiquement pas. Si la puissance lumineuse diminue, le gain de l'échantillon est plus important. En effet, on a montré que le gain de ce type de photorésistance variait selon l'équation  $\text{Log } G = \beta \text{Log } P + C$  ceci étant vrai tout au moins pour une faible variation de P.

La confrontation des résultats de la figure (65) n'a pas permis d'établir une valeur unique de  $\beta$ . Il n'est donc pas possible de déterminer une courbe de sensibilité ou de rendement quantique. On essaie donc ci-après de donner une idée de la variation de  $\beta$  en fonction de  $\lambda$ .



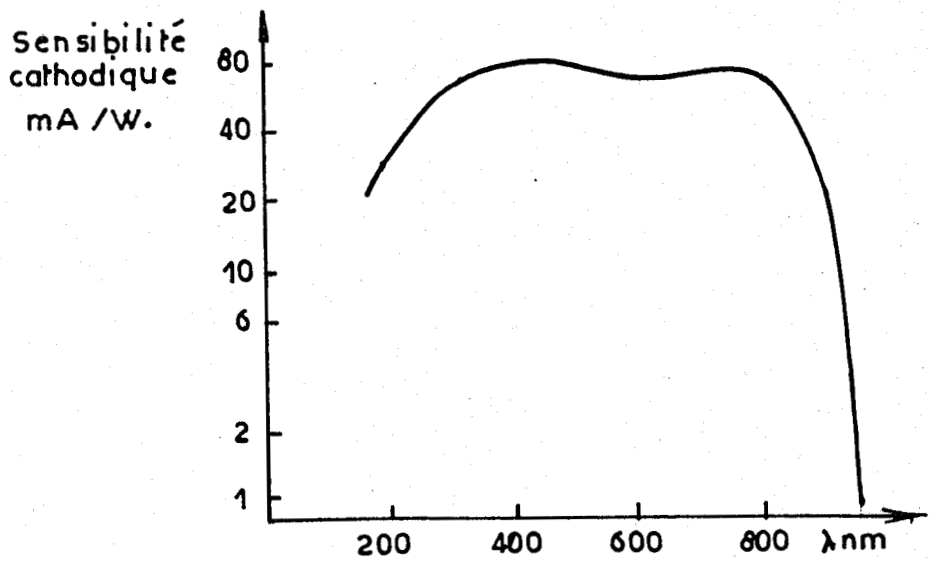


Fig:64 Courbe de sensibilité [30].  
Photomultiplicateur R 943.

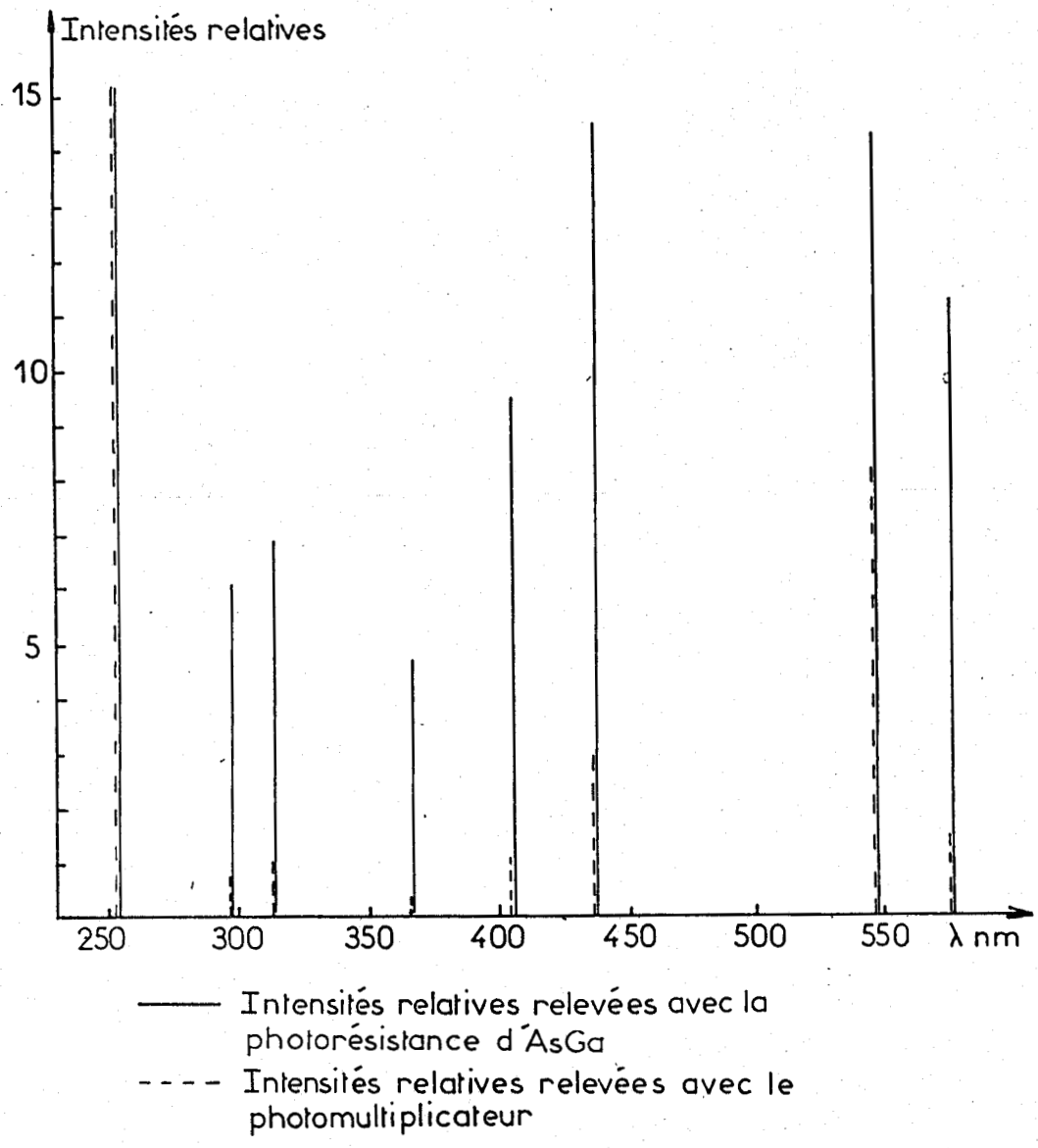


Fig: 65 Comparaison des réponses d'une photorésistance et d'un photomultiplicateur R 943 en fonction de la longueur d'onde.

On éclaire la fente d'entrée du spectromètre avec la lampe à vapeur de mercure et on compare les intensités reçues par le photomultiplicateur R943 aux différentes longueurs d'onde des raies de la figure (65), lorsque cette fente de sortie est fixée à  $10\mu\text{m}$  et à  $2\mu\text{m}$ . Comme précédemment, la largeur de la fente de sortie est fixée à  $10\mu\text{m}$  et sa longueur est limitée à quelques dixièmes de millimètre.

En se basant sur une réponse linéaire du photomultiplicateur on obtient le rapport des puissances lumineuses (tableau IV-2) dans les deux cas d'éclairement, à la sortie du spectromètre en fonction de la longueur d'onde. Les puissances absolues sont de l'ordre de grandeur de celles de l'expérience précédente.

(	RAIES OBSERVEES :	2536	:	2652	:	2967	:	3125	:	3650	:	4046	:	4358	:	5460	:	5769	)	
(	Å	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)	
(	$\frac{I_{\text{fente } 10\mu\text{m}}}{I_{\text{fente } 2\mu\text{m}}}$	:	9.3	:	9.5	:	9.9	:	8.9	:	26.5	:	27.7	:	24.6	:	14.2	:	11.4	)
(		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)	
(		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)	

TABLEAU IV-2

Les différences observées dans les rapports sont dues essentiellement à la variation de la diffraction de la lumière en fonction de la longueur d'onde, importante par une fente de  $2\mu\text{m}$ , à l'efficacité du réseau, blazé à  $5000\text{Å}$  et à l'ordre 1 ou 2 d'observation des raies.

On remplace ensuite le photomultiplicateur et la fente de sortie par une photorésistance d'AsGa de distance inter-électrode de  $10\mu\text{m}$ .

Ceci permet de calculer :

- 1°) le gain relatif externe de la photorésistance : lorsque l'éclairement est fort, on suppose que la gain est de 1 et l'on calcule le

gain relatif lors du faible éclairement.

2°) La pente  $\beta$  de la courbe  $G = C p^\beta$

Le tableau IV-3 présente le calcul de  $\beta$ .

Sur la courbe (66) donnant  $\beta = f(\lambda)$ , deux points de mesures supplémentaires ont été obtenus avec un laser à argon à 4880 Å et un laser à hélium-néon à 6328 Å.

On pourrait attribuer les variations de la courbe à la variation de l'énergie du photon incident et à la variation du coefficient d'absorption  $\alpha$ .

Raies observées (Å)	Signal relatif donné par l'échantillon, fente de 10 $\mu$ m.	Signal relatif donné par l'échantillon, fente de 2 $\mu$ m.	Rapport réel d'inten- sité donné par le P.M. R943 .	Gain relatif de l'échan- tillon lors de l'éclai- rement par la fente de 2 $\mu$ m .	$ \beta  = \frac{\log G}{\log R}$
	$S_{10}$	$S_2$	$R$	$G = \frac{S_2 R}{S_{10}}$	
2536.5	42	28	9.3	6.2	0.82
2652	2	0.58	9.5	2.7	0.45
2967.3	12.4	1.9	9.9	1.5	0.17
3125.7	13.5	1.9	8.9	1.2	0.10
3650.2	11	1.7	26.5	4.0	0.43
4046.6	23.6	4.5	27.7	5.3	0.50
4358.4	34.6	12.4	24.6	8.8	0.68
5460.7	37.8	25.2	14.2	9.5	0.85
5769.6	24	6.3	11.4	3	0.45

TABLEAU IV-3

L'erreur sur le résultat de  $\beta$  a été évaluée à 30 %. La source principale de cette erreur provient de la non-uniformité de l'éclairement de l'échantillon dans les différents cas. Cependant on a vu que la réponse de l'échantillon dépendait du nombre de photons incidents et très peu de leur répartition spatiale.

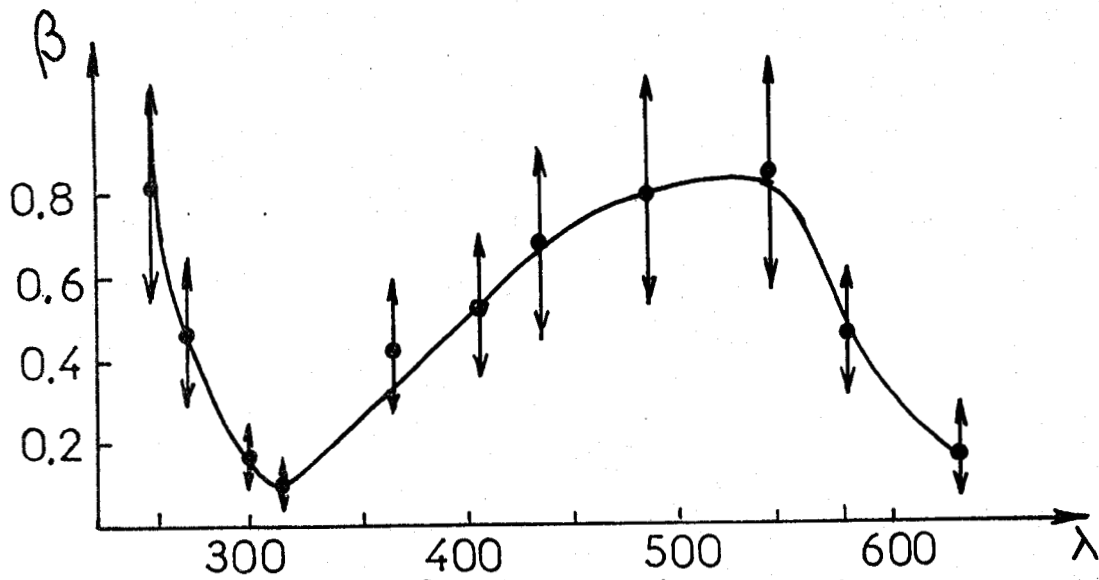


Fig:66 Variation de  $\beta$  en fonction de  $\lambda$

Compte tenu du résultat obtenu figure (66) il n'est pas possible d'accéder maintenant à la mesure du rendement quantique puisque l'on ne peut s'affranchir du coefficient C de la courbe  $G = CP^\beta$ . Ceci pourrait être réalisé en travaillant à densité de puissance constante ou à débit photonique constant.

## CONCLUSION

Les divers résultats présentés au chapitre III montrent que convenablement utilisées, les réponses impulsionnelles peuvent donner accès à de nombreuses informations. Cependant diverses difficultés apparaissent en pratique :

- d'une part, on ne peut connaître précisément le débit photonique du laser sur les échantillons. Ce problème est inhérent à l'installation ; lorsque le taux de répétition du laser diminue, l'énergie lumineuse dissipée entre les impulsions augmente considérablement.
- d'autre part on ne peut accéder précisément au nombre de porteurs photocréés dans les structures étudiées, (principalement à cause des phénomènes de réflexion).

A faibles niveaux lumineux, on s'affranchit d'une recombinaison immédiate en volume et l'on accède à la mesure directe des temps de transit dans les photodiodes et des durées de vie des porteurs dans les photorésistances. Des mesures précises de gain ont permis de sélectionner de nombreux échantillons. Les diverses constantes de temps observées sur les réponses impulsionnelles sont encore à étudier en fonction de la température et à traduire en terme d'énergie pour montrer qu'il s'agit effectivement de la capture des porteurs de charge par des niveaux pièges, [32], [33]. De plus, l'étude des réponses impulsionnelles permet de déterminer les performances en fréquence des échantillons en vue des applications en détection optique.

Dans ce domaine, l'expérience réalisée au chapitre IV a permis de montrer la possibilité de détecter avec une photorésistance à couche active creusée, des signaux très faibles de l'ordre de  $10^{-15}$  W. Cette valeur correspond aussi au seuil de sensibilité du photomultiplicateur calculé d'une part et déduit de l'observation des spectres d'autre part. De plus, il est possible comme on l'a montré précédemment d'optimiser encore les performances et de multi-

plier les applications,

- en modifiant la géométrie de l'échantillon
- en travaillant à plus basses températures ; pour

l'AsGa les paramètres de structure de bande varient peu,  $\Delta \epsilon_g = 1.51$  ev à 77° C.

- en réalisant directement sur l'échantillon un dépôt de SiO<sub>2</sub> ce qui permettrait de collecter la lumière principalement aux endroits les plus sensibles et le branchement direct de l'échantillon en sortie de fibre optique [34].

Pour compléter les informations, une étude du bruit de ces dispositifs en fonction de la fréquence est en cours au laboratoire [35]. Le bruit et le gain décroissent avec l'augmentation de la fréquence mais il doit être possible de déterminer une bande de fréquence privilégiée où le rapport S/B est plus important. A priori, à basses fréquences, l'avantage est donné à la photorésistance par rapport à une photodiode au silicium (PIN).

On a montré qu'avec l'AsGa la détection est possible dans l'ultra-violet au moins jusqu'à 250 nm. Dans l'infra-rouge, le seuil de détection peut se situer bien au delà de 850 nm par un dopage approprié. Dans tous les cas, la plage de fréquence utilisable sera déterminée par le choix du matériau semiconducteur.

Pour la spectrométrie Raman, on peut d'ores et déjà réaliser des photorésistances dont les dimensions seraient plus adéquates pour recevoir l'image de la fente de sortie des spectromètres. Une géométrie rectangulaire de 25  $\mu$ m sur 2.5 mm est parfaitement réalisable, conserverait toutes les performances en gain présentées plus haut et s'accorderait mieux avec la géométrie des photodiodes utilisées actuellement [36]. Cette géométrie permet de concevoir des barrettes de photorésistances du même type que les barrettes de photodiodes au silicium commercialisées par Reticon [37]. Des applications intéressantes ont déjà eu lieu, entre autres au

laboratoire avec ces photodiodes [38] , [39] . L'application sera immédiate avec des barettes de photorésistances, dans l'instrumentation scientifique et en particulier en spectrométrie Raman multicanale.

\*

\*

\*



## B I B L I O G R A P H I E

---

- [1] - J.E. Midwinter, "Optical Fibers for transmissions", Wiley-Interscience, New-York, 1979.
- [2] - A. Cozannet, J. Fleuret, H. Maître, M. Rousseau, "Optique et télécommunications" Editions Eyrolles et CNET-ENST, 1981.
- [3] - T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka and T. Miyashita, "Ultimate low-loss single mode fibre at 1.55  $\mu\text{m}$ ", Electron. Lett., 15, 1979, pp 106, 108.
- [4] - V.L. Bonch-Bruevich and E.G. Landsberg. Phys. Status Solidi, 29.9, 1968.
- [5] - J. Wilson, J.F.B. Hawkes, "Optoelectronics, an Introduction", Cop. Prentice-Hall International Inc. 1983.
- [6] - A. Rose, "Concepts in Photoconductivity and Allied Problems", John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1965.
- [7] - S.N. Ryvkin, "Photoelectric effects in semiconductors", Cop. Consultants Bureau, New-York, 1964.
- [8] - S.M. Sze, "Physics of semiconductors devices" pp 37-38, Wiley-Interscience, New-York, 1969.
- [9] - P. Kiréev "La physique des semiconducteurs", Cop. Editions Mir, 1975.
- [10] - P. Leturcq, G. Rey, "Physique des composants actifs à semiconducteurs", Bordas, Paris, 1978.

- [11] - H. Beneking, "Gain and bandwidth of fast near-infrared photo-detectors" IEEE trans. on Electron Devices, 29,9,1982, pp 1420, 1430.
- [12] - D. Maydan, "Fast modulator for extraction of internal laser power" Applied Optics, 41-4, 1970, pp 1552,1559.
- [13] - D.A. Pinnow, "Guide lines for the selection of acoustooptic materials", IEEE J. Quant. Electronics QE 6, 1970, p 223.
- [14] - A. Yariv, "Quantum Electronics", J. Wiley, New-York, 1975, Q. Secs. 14, 8 - 11.
- [15] - J. Wilson, J.F.B. Hawkes, "Optoelectronics, an Introduction", Cop. Prentice-Hall International Inc., 1983.
- [16] - R. Adler, "Interaction between light and sound" IEEE Spectrum, 1967, pp 42,54 .
- [17] - R.H. Johnson, "Characteristics of acoustooptic cavity dumping in a mode-locked laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, Q.E-9, 1973, p 255.
- [18] - Spectra Physics "Model 344S cavity dumper and model 454 cavity dumper driver .
- [19] - L.C.Yan "Technologie des contacts métal semiconducteur, application à la réalisation de modulateurs et limiteurs hyperfréquences sur arséniure de gallium" thèse d'Université, Lille, 1982 .
- [20] - J.P. Vilcot, thèse de 3e cycle, Lille, à paraître.
- [21] - J. Bardeen, "Surface state and rectification at a metal-semiconductor contact", Phys. Rev. 71, 1947, pp 717, 727.
- [22] - C.Y. Chang, Y.K. Fang, S.M. Sze, "Specific contact resistance of metal-semiconductor barriers", Solid-State Electronics, 14, 1971, pp 541, 550.

- [23] - M. Wittner and al., "Investigation of the Au-Ge-Ni system used for alloyed contact to GaAs", Solid-State Electronics, 20, 1977, pp 433 - 439.
- [24] - M.N. Yoder, "ohmic contacts in GaAs" Solid-State Electronics, 23, 1980, pp 117-119.
- [25] - M. Berth, C. Venger, "Photodetecteurs rapides à état solide", Acta Electronica, 15,4, 1972, pp 281, 308.
- [26] - J.L. Vaterkowski and al., "Numerical and experimental study of surface effects on GaAs planar photoresistors", Solid-State Electronics, à paraître .
- [27] - M.H. Evanno, "Méthodes de détermination expérimentale de la vitesse électronique dans les composés III-V, application au GaAs et GaInAs", Thèse de docteur-ingénieur, Lille, 1983.
- [28] - C. Bru, "Etude expérimentale des phénomènes de transport non stationnaires dans l'Arséniure de Gallium", Thèse de 3e cycle, Orsay, 1982.
- [29] - Hamamatsu, "Photomultiplier tubes" Documentation technique.
- [30] - St. Vogt, R. Tull, P. Kelton, "Self-scanned photodiode array: high performance operation in high dispersion astronomical spectrophotometry" Applied Optics, 17,1978, pp 574,592 .
- [31] - M.A. Py, Ph.E. Schmid, J.T. Vallin, "Raman scattering and structural properties of MoO<sub>3</sub>", Il Nuovo Cimento, 38 B,2, 1977, pp 271, 279.
- [32] - A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea, "Electron traps in bulk and epitaxial GaAs crystals" Electronic Letters,13,1977,pp 666.
- [33] - G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea, "Holes traps in bulk and epitaxial GaAs crystals" Electronic Letters,13, 1977, pp 666 .

- [34] - J.C. Gammel, J.M. Ballantyne, "An integrated photoconductive detector and waveguide structure", Appl. Phys. Lett., 36,2 , 1980, pp 149, 151 .
- [35] - M. Berdaï, thèse de 3e cycle, Lille, 1983, à paraître.
- [36] - G. Halick, "Characteristics of photodiodes arrays for spectro-chemical measurements", Applied spectroscopy, 30, 1976, p. 113.
- [37] - Reticon Corporation, "S-Series solid state line scanners 128, 512 and 1024 elements".
- [38] - H. Surbeck, W. Hug, M. Gremaud, M. Bridoux, A. Deffontaine, E. DaSilva, "The direct recording of Raman spectra with solid state detectors", Optics communications, 38-1, 1981, pp. 57, 60.
- [39] - W. Hug, H. Surbeck, "Linear solid-state array detectors in Raman spectroscopy" J. of Raman Spect., 13-1, 1982, pp 38, 43.



## RESUME

L'orientation de ce travail se rapporte à la photodétection. Les contraintes actuelles invitent à l'utilisation de matériaux semiconducteurs pour leur faible encombrement, leur fiabilité et leur coût réduit. Parmi les différents matériaux utilisables on étudie plus particulièrement dans les composés III-V, l'arséniure de gallium pour sa photosensibilité autour de  $0.8\mu\text{m}$  en accord avec la bande passante des fibres optiques aujourd'hui réalisées.

Dans ce travail on rappelle les phénomènes de photoconductivité en les appliquant aux différents photodétecteurs utilisés qui sont du type photorésistances à structure "planar" ou photodiodes à structure "mésa" avec des contacts schottky ou ohmiques.

On étudie les réponses impulsionnelles des photodétecteurs au moyen de différents montages optiques dont la base est constituée par un laser à colorant pompé en synchronisme avec un laser à argon à modes bloqués. Ces montages permettent d'accéder à la mesure des temps de transit et des durées de vie des porteurs dans les dispositifs utilisés. Des mesures précises de gain ont permis de sélectionner des photorésistances à couche active creusée, de très grande sensibilité.

Ces photorésistances sont utilisées en spectrométrie Raman et remplacent dans une installation Raman-Laser classique le photomultiplicateur généralement utilisé. Les spectres obtenus avec la photorésistance sont équivalents à ceux obtenus avec le photomultiplicateur.

- MOTS CLEFS :
- Semiconducteur
  - Composé III-V
  - Photosensibilité
  - Photorésistance
  - Spectrométrie Raman
  - Photomultiplicateur