

50376  
1992  
298

62211

50376  
1992  
298

N° d'ordre : 1005.

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE



Spécialité : Electronique

par

Faouzi OUSTATI



**ETUDE ET REALISATION D'UNE BARRETTE DE PHOTOCONDUCTEURS  
EN ARSENIURE DE GALLIUM : APPLICATION A LA SPECTROMETRIE  
RAMAN MULTICANALE**

Soutenue le 20 Novembre 1992 devant la Commission d'Examen :

Membres du Jury :

M.	G. SALMER	Président
Mme	M. CONSTANT	Directeur de Thèse
MM.	J.P. DUCHEMIN	Rapporteur
	G. BOUGNOT	Rapporteur
	D. DECOSTER	Examineur
	C. ALLET	Examineur



030 042627 5

A. mes Parents .

A. Carole .

A. Toute ma famille

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire de Spectroscopie Infrarouge et Raman de l'Université de Lille I dirigé par Monsieur J. Corset, et le Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'I.E.M.N dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur G. Salmer qui me fait l'honneur de présider le jury d'examen.

Madame le Professeur M. Constant, responsable de l'équipe "Instrumentation", m'a proposé le sujet de ce travail. Je la remercie de m'avoir accepté dans son équipe, et de m'avoir ainsi permis de m'initier dans la façon d'aborder un travail scientifique tout en bénéficiant de ses compétences et conseils scientifiques.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur G. Bougnot, Professeur à l'Université de Montpellier et à Monsieur J.P. Duchemin, chef du groupe Optoélectronique Appliquée du L.C.R Thomson C.S.F, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteurs.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur D. Decoster, responsable de l'équipe "Composants et Circuits Optoélectroniques". Sa participation à ce jury de thèse me touche particulièrement.

Je voudrais remercier vivement Monsieur C. Allet, ingénieur de recherche au CNRS, pour sa participation à ce jury de thèse, pour son aide, sa disponibilité, ses compétences scientifiques et surtout pour ses grandes qualités humaines.

La réussite de l'ensemble des réalisations technologiques présentées dans ce mémoire n'aurait pu être réalisée sans l'aide de l'ensemble de l'équipe de la Centrale de Technologie du D.H.S dirigée par Messieurs J. Vanbremeersch et M. François, qu'il me soit permis de les remercier ainsi que toute leur équipe : Madame A. Fattorini et Mademoiselle P. Legris, Messieurs G. Grimbert, A. Leroy et tout particulièrement Madame M. Miens et Monsieur M. François.

L'ensemble des résultats expérimentaux n'aurait pu être obtenu sans l'aide indispensable de Monsieur A.Vandermoer, sa disponibilité et sa gentillesse m'ont profondément touché, qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance et de ma sympathie.

J'associe à ce travail Messieurs L.Boussekey et J.P.Vilcot pour leur aide, leur disponibilité et surtout pour leurs grandes qualités humaines, je tiens simplement à leur dire **merci**.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel et chercheurs du C.H.S et du L.A.S.I.R, que j'ai côtoyé pendant ces quatre dernières années, en particulier N.Matrullo, E.Peredo, A.Bellarbi, C.Liebart, grâce auxquels ce travail a pu être effectué dans une ambiance agréable, qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de mon amitié.

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

# INTRODUCTION

## CHAPITRE I

<b>I PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION.....</b>	<b>2</b>
<b>I-1 ABSORPTION DE LA LUMIERE.....</b>	<b>2</b>
<b>I-2 NOTION DE DUREE DE VIE.....</b>	<b>7</b>
<b>I-3 PHENOMENES LIES A LA PHOTOCONDUCTIVITE. ....</b>	<b>8</b>
<b>I-3-1 Génération et recombinaison des porteurs dans le cas de             l'éclairement continu.....</b>	<b>8</b>
<b>I-3-2 Génération et recombinaison des porteurs dans le cas de             l'éclairement impulsionnel. ....</b>	<b>9</b>
<b>I-3-3 Cas des échantillons finis. ....</b>	<b>11</b>
<b>II PROPRIETES GENERALES DES PHOTOCONDUCTEURS. ....</b>	<b>13</b>
<b>II-1 EXPRESSION DU PHOTOCOURANT EN REGIME CONTINU. ....</b>	<b>14</b>
<b>II-1-1 Matériau GaAs non dopé. ....</b>	<b>14</b>
<b>II-1-2 Matériau GaAs dopé N.....</b>	<b>15</b>
<b>II-2 EXPRESSION DU PHOTOCOURANT EN REGIME IMPULSIONNEL.....</b>	<b>17</b>
<b>II-3 PARAMETRES CARACTERISTIQUES D'UN PHOTOCONDUCTEUR.....</b>	<b>18</b>
<b>II 3-1 Gain statique - Coefficient de réponse statique. ....</b>	<b>18</b>
<b>II-3-2 La réponse impulsionnelle. ....</b>	<b>19</b>

II-3-3 Gain dynamique - Coefficient de réponse dynamique. ....	20
II-3-4 Bruits dans les photoconducteurs. ....	21
II-3-4-1 Bruit thermique.....	21
II-3-4-2 Bruit de génération-recombinaison. ....	21
II-3-4-3 Bruit en 1/f.....	23
II-3-5 Déectivité spécifique. ....	23
II-3-6 Rapport signal/bruit. ....	24
CONCLUSION. ....	25

# CHAPITRE II

INTRODUCTION.....	28
I CAHIER DES CHARGES.....	29
II STRUCTURE DE BASE DE LA BARRETTE.....	30
II-1 STRUCTURES D'UN ELEMENT PHOTOSENSIBLE ET D'UN ELEMENT AVEUGLE.....	30
II-1-1 Elément photosensible.....	30
II-1-2 Elément aveugle. ....	33
III PROCEDE TECHNOLOGIQUE. ....	34
IV REALISATION TECHNOLOGIQUE. ....	35
IV-1 MATERIAU ET STRUCTURE DES COUCHES.....	35
IV-2 LES OPERATIONS TECHNOLOGIQUES. ....	36
IV-2-1 Mésa d'isolement électrique (Masque N°1). ....	36
IV-2-2 Dépôt des contacts ohmiques (Masque N°2) et attaque de la couche N+. ....	37
IV-2-3 Dépôt du nitrure de silicium (Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> ). ....	39
IV-2-4 Gravure du Nitrure de Silicium (Masque N°3). ....	39
IV-2-5 Dépôt des plots d'épaissement (Masque N°4). ....	41
IV-2-6 Aspect du composant terminé. ....	42
IV-2-7 Montage de la barrette. ....	42

## CHAPITRE III

INTRODUCTION.....	48
I ETUDE DES PERFORMANCES DES PHOTOCONDUCTEURS.....	48
I-1 COEFFICIENT DE REPONSE STATIQUE.....	48
I-1-1 Influence de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse et de la température.....	49
I-1-1-1 Influence de la tension de polarisation.....	49
I-1-1-2 Influence de la puissance lumineuse.....	51
I-1-1-3 Influence de la température.....	52
I-2 REPONSE IMPULSIONNELLE.....	54
I-3 COEFFICIENT DE REPONSE DYNAMIQUE.....	57
I-4 BRUIT DANS LES PHOTOCONDUCTEURS.....	58
I-4-1 Bruit en obscurité.....	59
I-4-2 Bruit en éclairement.....	61
I-5 DETECTIVITE SPECIFIQUE.....	63
II CIRCUIT ELECTRIQUE ASSOCIE A LA BARRETTE.....	63
II-1 PRESENTATION DU CIRCUIT.....	63
II-1-1 Etage capteur.....	64
II-1-2 Etage amplificateur-intégrateur.....	66



<b>II-1-3 Etage traitement de signal</b> .....	<b>67</b>
<b>II-1-4 Rôle du micro-ordinateur</b> .....	<b>68</b>
<b>III CARACTERISTIQUES DU CIRCUIT</b> .....	<b>68</b>
<b>III-1 CONSTANTE DE TEMPS LIEE AU FILTRAGE</b> .....	<b>70</b>
<b>III-2 STABILITE DU MONTAGE</b> .....	<b>70</b>
<b>III-3 INFLUENCE DES MULTIPLEXEURS</b> .....	<b>71</b>
<b>III-4 INFLUENCE DE L'ETAGE AMPLIFICATEUR</b> .....	<b>72</b>

## CHAPITRE IV

INTRODUCTION.....	77
I- GENERALITES SUR LA SPECTROMETRIE RAMAN.....	78
I-1- NOTION DE SPECTROMETRIE RAMAN.....	78
I-2- OBTENTION DE SPECTRES.....	79
I-2-1- Configuration monocanale.....	79
I-2-2 Configuration multicanale. ....	80
II- DESCRIPTION DU SITE INSTRUMENTAL. ....	81
II-1 DISPOSITIF D'ECLAIREMENT DE L'ECHANTILLON.....	83
II-2 L'OPTIQUE D'ENTREE DU SPECTROMETRE. ....	84
II-3 L'OPTIQUE DE SORTIE DU SPECTROMETRE. ....	84
II-4 LE SPECTROMETRE ....	85
III- TESTS EN DETECTION MONOCANALE.....	86
III-1 CONCEPTION DE L'EXPERIENCE. ....	86
III-2 OBTENTION DE SPECTRES AVEC UN ELEMENT DE LA BARRETTE .....	87
III-2-1 conditions d'utilisation d'un élément de la barrette.....	87
III-2-2 Test préliminaire.....	88
III-2-3 Spectre Raman du CCl <sub>4</sub> .....	90

<b>III-3 OBTENTION DE SPECTRES AVEC LE PHOTOMULTIPLICATEUR.....</b>	<b>92</b>
<b>III-3-1 Description et conditions d'utilisation. ....</b>	<b>92</b>
<b>III-3-1-1 Description du photomultiplicateur. ....</b>	<b>92</b>
<b>III-3-1-2 Conditions d'utilisation. ....</b>	<b>93</b>
<b>III-3-2 Test préliminaire.....</b>	<b>95</b>
<b>III-3-3 Spectre Raman du CCl<sub>4</sub>.....</b>	<b>95</b>
<b>IV- TESTS EN DETECTION MULTICANALE .....</b>	<b>98</b>
<b>IV-1 CONCEPTION DE L'EXPERIENCE.....</b>	<b>98</b>
<b>IV-2 OBTENTION DE SPECTRES AVEC LA BARRETTE DE PHOTOCONDUCTEURS.....</b>	<b>98</b>
<b>IV-2-1 Conditions d'utilisation de la barrette et de son         électronique de commande.....</b>	<b>98</b>
<b>IV-2-2 test préliminaire.....</b>	<b>100</b>
<b>IV-2-3 Spectre Raman du CCl<sub>4</sub>.....</b>	<b>102</b>
<b>IV-3 OBTENTION DE SPECTRES AVEC UNE BARRETTE DE PHOTODIODES.....</b>	<b>105</b>
<b>IV-3-1 Description et conditions d'utilisation. ....</b>	<b>105</b>
<b>IV-3-2 Test préliminaire.....</b>	<b>110</b>
<b>IV-3-3 Spectre Raman du CCl<sub>4</sub>.....</b>	<b>110</b>

**V- COMPARAISON DE L'ENSEMBLE DES RESULTATS**

**EXPERIMENTAUX..... 113**

**CONCLUSION**

**ANNEXE I**

**Présentation des différents bancs de caractérisation**

**ANNEXE II**

**Présentation de la carte d'acquisition**

# INTRODUCTION

## INTRODUCTION

Le développement des dispositifs photodétecteurs sensibles à des puissances lumineuses très faibles a toujours tenu en éveil le monde de la spectrométrie optique d'analyse. Dans le domaine du visible, les détecteurs commerciaux utilisés sont essentiellement les tubes à vide ou photomultiplicateurs et des circuits intégrés réalisés en silicium, composés d'un grand nombre de cellules élémentaires constituées par des jonctions semiconductrices ou photodiodes disposées en rangées ou sous forme de matrices.

La première catégorie de dispositifs est utilisée dans les spectromètres monocanaux encore appelés spectromètres à balayage car les différents éléments constituant le spectre analysé sont reçus successivement par le détecteur. Les photomultiplicateurs sont devenus de plus en plus performants mais demeurent fragiles et encombrants. En effet, ils sont détruits par les puissances lumineuses intenses (lumière du jour par exemple) et nécessitent l'utilisation de tensions comprises entre 600 et 1200 Volts pour leur alimentation électrique.

La deuxième famille de détecteurs, c'est-à-dire les barrettes de photodiodes au silicium monodimensionnelles et bidimensionnelles, est utilisée dans la spectrométrie optique multicanale basée sur la mesure simultanée de tous les éléments d'un spectre. Les divers dispositifs proposés actuellement sur le marché ne diffèrent pas par la manière dont ils détectent les photons incidents mais par la façon dont cette information est transmise à l'utilisateur. Selon le mode de lecture des charges photocréées on distingue deux catégories de dispositifs : la barrette de photodiodes à capacités intégrées avec une commutation par transistors à effet de champ (type RETICON) et la barrette de photodiodes à capacités MOS avec commande de transfert de charge type CCD.

Parallèlement, de nombreux laboratoires sont à la recherche de nouveaux prototypes de photodétecteurs qui pourraient être commercialisés dans un avenir proche. Récemment, la technologie des circuits intégrés sur matériaux III-V s'est avérée très prometteuse. Des études menées en collaboration au Laboratoire de Spectrochimie I.R. et Raman et au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'I.E.M.N de Lille ont montré que certains photoconducteurs en Arséniure de Gallium peuvent remplacer avantageusement les photomultiplicateurs. En effet, ces dispositifs à l'état solide possèdent des coefficients de réponse statiques de  $10^6$  à  $10^8$  A/W et peuvent détecter des puissances lumineuses très faibles dans le domaine de longueur d'onde allant du visible au proche U.V.

Après les premiers résultats, il nous a semblé intéressant d'associer ces photoconducteurs sous forme de barrettes monodimensionnelles et d'étudier les possibilités de ces dispositifs en spectrométrie optique multicanale. Dans ce but, un prototype dans lequel le nombre de photoconducteurs a volontairement été fixé à 16 éléments photosensibles et 16 éléments aveugles a été fabriqué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'I.E.M.N et associé à un système électronique adéquat de balayage, piloté par microordinateur.

Dans le premier chapitre nous rappelons tout d'abord le principe de la photodétection et le fonctionnement des photoconducteurs. On définit ensuite les principaux paramètres permettant de les caractériser, c'est-à-dire, les coefficients de réponse statique et dynamique, le bruit et la détectivité spécifique.

La deuxième partie est consacrée à une description de la structure de la barrette et de sa fabrication. Les spécifications du cahier des charges y sont explicitées ainsi que les différentes étapes du processus technologique retenu.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la barrette. Dans une première étape nous donnons les performances intrinsèques des éléments de la barrette en fonction

des conditions expérimentales d'éclairement et de température. Ces résultats permettent d'évaluer la détectivité spécifique de la barrette qui est voisine de  $1.24 \cdot 10^{13} \text{ cm} \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$  à température ambiante. Dans un second temps, sont présentés le circuit électronique de balayage et le système de traitement associés à la barrette.

Le dernier chapitre décrit les applications sur site instrumental qui ont pour but de tester la capacité de la barrette à détecter les faibles flux lumineux. Ces essais ont été effectués en sortie de spectromètre Raman monocanal et multicanal. Enfin, pour mieux illustrer l'intérêt de ce travail, les spectres obtenus avec la barrette de photoconducteurs ont été comparés à ceux enregistrés à l'aide de détecteurs commerciaux tels qu'un photomultiplicateur et une barrette de photodiodes au silicium.



# CHAPITRE I

## CHAPITRE I

### Etude des photoconducteurs GaAs

#### I PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION.

##### I-1 ABSORPTION DE LA LUMIERE.

On appelle photodétecteur, un dispositif transformant un signal optique en un signal électrique. Concernant les photoconducteurs à base de matériaux semiconducteurs, cette transformation nécessite deux types de processus :

- la génération des porteurs en illuminant le composant.
- le transport des porteurs photocréés suivi de leur injection dans un circuit extérieur.

Pour qu'un rayonnement lumineux soit absorbé par un semiconducteur, son énergie  $h\nu$  doit satisfaire la relation suivante :

$$h\nu > E_g \quad \text{I-1}$$

où  $h$  : est la constante de Planck

$\nu$  : la fréquence de la radiation lumineuse incidente

$E_g$  : l'énergie de la bande interdite du semiconducteur.

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

$$\lambda \leq hc/E_g$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayon lumineux incident et  $c$  la vitesse de la lumière.

Cette relation met en évidence une grandeur fondamentale en optoélectronique, qui est la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  du matériau semiconducteur considéré.

A partir de cette relation on peut définir, pour chaque matériau semiconducteur une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  au-delà de laquelle il n'y a plus de phénomène de photocréation de porteurs dans le semiconducteur :

$$\lambda_c = \frac{h.c}{E_g} = \frac{1,24}{E_g} \quad \text{I-2}$$

expression dans laquelle  $\lambda_c$  et  $E_g$  sont exprimés respectivement en micromètres et en électron-volts.

Au-delà de cette longueur d'onde, le phénomène de photocréation ne pourra plus avoir lieu, le matériau est alors dit transparent à l'onde optique incidente.

Dans le tableau I ci-dessous, nous donnons les valeurs de  $\lambda_c$ , et de  $E_g$  à 300 K pour quelques matériaux usuels :

Matériau	GaAs	InAs	InP	GaP	GaAlAs	GaInAs
$E_g$ (eV)	1.42	0.36	1.35	2.26	1.7	0.75
$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	0.87	3.44	0.92	0.55	0.73	1.65

tableau I

Différents types d'absorption peuvent intervenir dans les semiconducteurs (absorption par excitation, par le réseau, par les porteurs de charges libres [1]...). D'une manière générale, l'absorption du faisceau lumineux s'effectue suivant une loi exponentielle (figure 1.1), exprimée par la relation :

$$\Phi(x) = \Phi_0.(1-R).\exp(-\alpha x) \quad \text{I-3}$$

où  $\Phi(x)$  est le flux de photons dans le semiconducteur à l'abscisse  $x$

$\Phi_0$ : le flux de photons incidents sur la surface

$R$ : le coefficient de réflexion

$\alpha$ : le coefficient d'absorption du matériau.

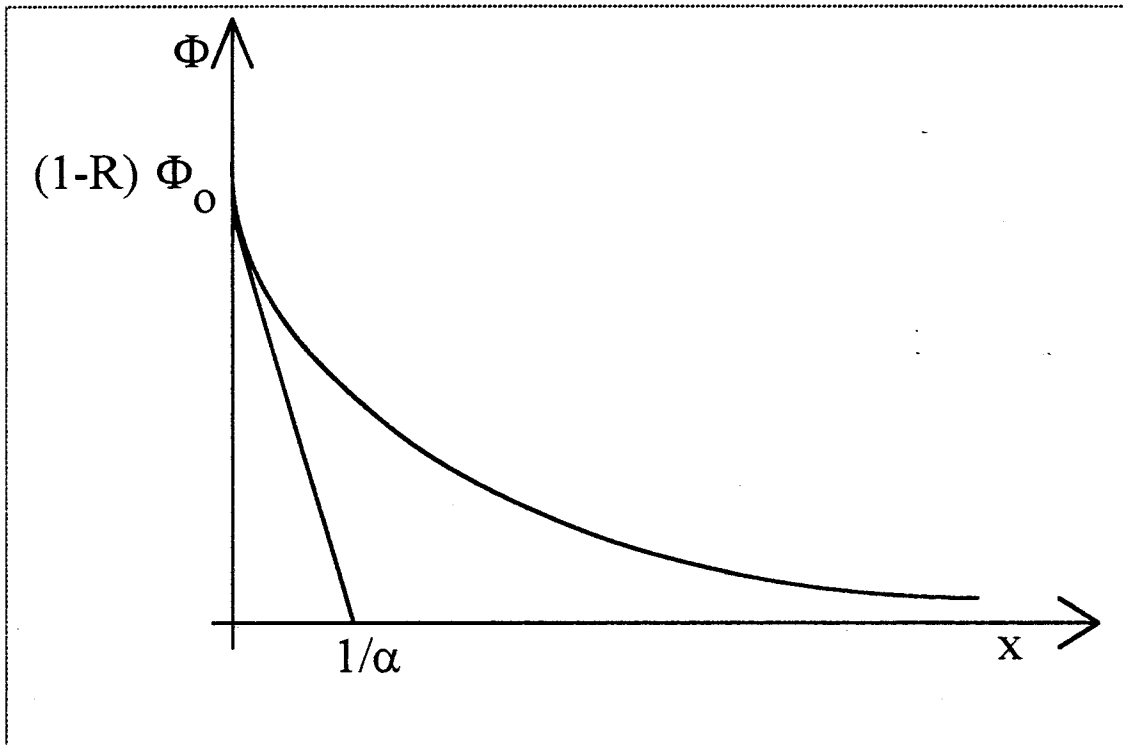


figure 1.1 Variation de l'intensité du flux lumineux en fonction

de l'épaisseur du matériau.

Ce processus d'absorption est caractérisé par le coefficient d'absorption qui dépend de la nature du semiconducteur et de la longueur d'onde du rayonnement incident. La profondeur de pénétration, définie comme l'inverse du coefficient d'absorption, correspond à l'épaisseur du matériau semiconducteur nécessaire pour apporter une atténuation du flux lumineux incident d'environ 63%. Le coefficient d'absorption et la profondeur de

pénétration  $1/\alpha$  de quelques semiconducteurs couramment utilisés en fonction de la longueur d'onde sont donnés figure 1.2 [2].

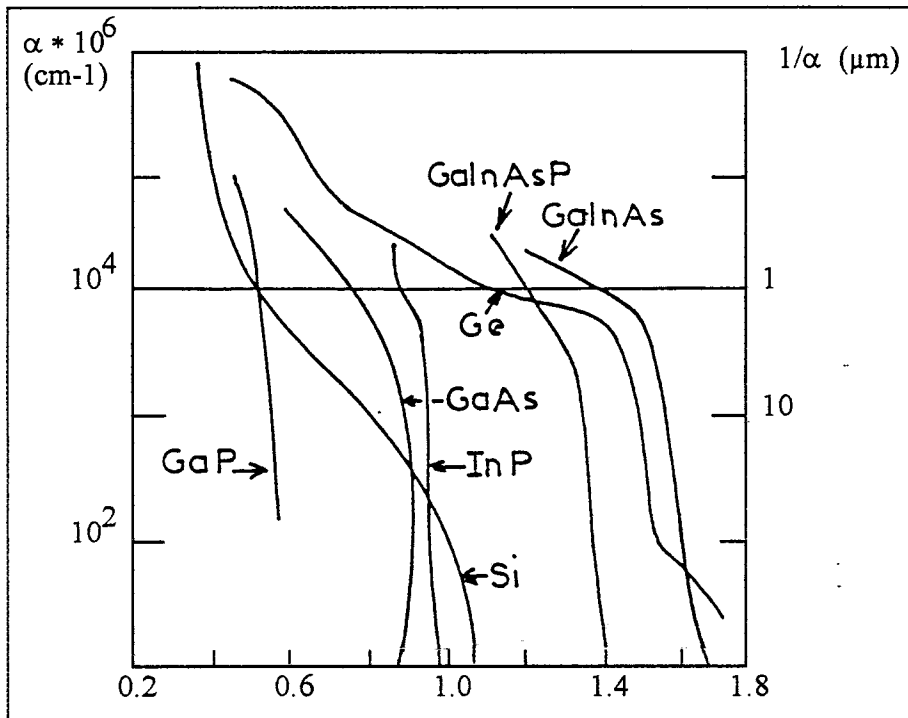


Figure 1.2 Valeurs du coefficient d'absorption  $\alpha$  et de la profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux.

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 les 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 lumineuse absorbée.

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

$$\frac{d\Phi(x)}{dx} = -\alpha\Phi(x) \quad \text{I-4}$$

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

$$\Delta n = \Delta p = \eta\alpha\Phi(x) \quad \text{I-5}$$

où  $\Phi(x)$  représente le nombre de photons arrivant par seconde par unité de surface, et  $\eta$  le rendement quantique .

L'influence de la puissance lumineuse  $P(x)$  pendant une durée  $t$  se traduit par :

$$\Delta n = \Delta p = \frac{\eta\alpha P(x)t}{h\nu} \quad \text{I-6}$$

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.

Notons que le coefficient de réflexion  $R$  est également fonction de la nature du matériau, mais en règle générale, il varie peu avec l'énergie. Par contre, sa valeur est très sensible à l'angle d'incidence du rayonnement et présente un minimum en incidence normale.

## I-2 NOTION DE DUREE DE VIE.

Lorsqu'il y a dans la bande de conduction et dans la bande de valence un excès d'électrons libres et un excès de trous libres par rapport aux concentrations d'équilibre thermique, différents processus de recombinaison interviennent pour tenter de ramener le système à son état d'équilibre thermique. Ce sont :

\* La recombinaison directe ou bande à bande suivant laquelle un électron se recombine directement avec un trou de la bande de valence. C'est le cas des matériaux purs dont les pièges sont peu nombreux et à faible largeur de bande interdite.

\* La recombinaison indirecte qui s'effectue par l'intermédiaire des niveaux localisés dans la bande interdite, ces niveaux sont tour à tour des niveaux pièges et des niveaux de recombinaison [3].

Dans ce cas, la durée de vie dépend alors de la probabilité de capture des porteurs qui est fonction de la nature des centres de recombinaison, de leur niveau d'énergie et de leur concentration. Elle est aussi fonction de la concentration des porteurs de charge excédentaires  $\Delta n$  et  $\Delta p$  [4].

La durée de vie ainsi définie nécessite certaines remarques :

a - Si on considère 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 photocréée dépend de la probabilité 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 des porteurs minoritaires dans le semiconducteur.

b - Des cas particuliers peuvent apparaître liés à l'existence, par exemple, d'un potentiel de surface. Il en résulte une augmentation de la durée de vie des porteurs minoritaires. Ces effets seront explicités par la suite.

### I-3 PHENOMENES LIES A LA PHOTOCONDUCTIVITE.

#### I-3-1 Génération et recombinaison des porteurs dans le cas de l'éclairement continu.

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

$$\sigma = qn_0\mu_n + qp_0\mu_p$$

dans laquelle  $n_0$ ,  $p_0$  sont les concentrations des électrons et des trous du semiconducteur dans l'obscurité et  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  leurs mobilités respectives.

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

$$n = n_0 + \Delta n$$

$$p = p_0 + \Delta p$$

En supposant que la mobilité ne varie pas avec la concentration des porteurs, c'est-à-dire dans le cas d'éclairement faible :

$$\text{avec} \quad \Delta n \ll n_0 \quad \text{et} \quad \Delta p \ll p_0$$

On observe une variation de la conductivité du milieu :

$$\Delta\sigma = q\mu_n\Delta n + q\mu_p\Delta p \quad \text{I-7}$$

Considérons le taux de génération  $G_n$  de porteurs par unité de temps qui peut



s'exprimer par le produit du débit photonique et du rendement quantique soit :

$$G_n = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu}$$

De l'équation (I-5), on peut déterminer les concentrations  $\Delta n_{eq}$  et  $\Delta p_{eq}$  des porteurs de charge à l'équilibre, soient :

$$\Delta n_{eq} = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \tau_n \quad \text{I-8}$$

$$\Delta p_{eq} = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \tau_p \quad \text{I-9}$$

En reprenant l'équation (I-7) de la conductivité, on a :

$$\Delta \sigma = q \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad \text{I-10}$$

Dans la majorité des semiconducteurs, la mobilité des électrons est supérieure à la mobilité des trous, c'est le cas de l'arséniure de Gallium intrinsèque où  $\mu_n = 8000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  et  $\mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 300 K. Bien que ce rapport diminue avec le dopage, on peut encore faire cette hypothèse pour les matériaux dopés N et dans ce cas, l'équation (I-10) peut se réduire à :

$$\Delta \sigma = q \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} (\mu_n \tau_n) \quad \text{I-11}$$

Pour observer des grandes variations de la conductivité, l'intérêt doit se porter sur des matériaux où  $\eta$ ,  $\alpha$ ,  $\mu_n$ ,  $\tau_n$  seront les plus grands possibles.

### **I-3-2 Génération et recombinaison des porteurs dans le cas de l'éclairement impulsif.**

Le comportement dynamique d'un matériau est donné par l'équation de la

conservation du courant :

$$\frac{\delta(\Delta n)}{\delta t} = \frac{-1}{q} \text{div } J_n + G_n - R_n \quad \text{I-12}$$

$J_n, G_n, R_n$  représentent respectivement la densité de courant et les taux de génération et de recombinaison des porteurs.

Le courant est considéré uniforme dans le composant,  $\text{Div } j = 0$  et on peut en déduire le comportement du composant pendant et après éclairage.

### a-Pendant l'éclairage.

Il y a superposition du phénomène de génération des porteurs et de leur recombinaison, la relation (I-12) devient :

$$\frac{\delta(\Delta n(t))}{\delta t} = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} - \frac{\Delta n(t)}{\tau_n} \quad \text{I-13}$$

avec la condition initiale  $\Delta n = 0$  quand  $t = 0$ , on obtient alors :

$$\Delta n(t) = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \tau_n (1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)) \quad \text{I-14}$$

### b - Après éclairage.

Le taux de génération est nul dans tout l'échantillon, on a alors :

$$\frac{\delta(\Delta n(t))}{\delta t} = - \frac{\Delta n(t)}{\tau_n} \quad \text{I-15}$$

Cette équation a pour condition initiale :  $\Delta n = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \tau_n$

et pour solution :

$$\Delta n(t) = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \tau_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad \text{I-16}$$

On peut ainsi exprimer la variation de la conductivité avec le temps selon les conditions de l'équation (I-11) lors du retour à l'équilibre :

$$\Delta\sigma(t) = q \frac{\eta\alpha P(x)}{h\nu} \mu_n \tau_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad \text{I-17}$$

Expérimentalement, les phénomènes observés sont souvent plus compliqués et plusieurs constantes de temps peuvent régir la variation temporelle de la conductivité.

### I-3-3 Cas des échantillons 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 en incidence perpendiculaire à sa surface.

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

$$\Delta n(x) = \Delta n_0 \exp(-\alpha x) \quad \text{I-18}$$

Selon l'équation (I-8) :

$$\Delta n(x) = \frac{\eta\alpha P}{h\nu} \tau_n \exp(-\alpha x)$$

( puisque  $P(x) = P \exp(-\alpha x)$  ).

Considérons la géométrie d'un échantillon représenté figure 1.3. Sur toute la profondeur de l'échantillon, on a :

$$\Delta n = \frac{\eta\alpha\tau_n P}{h\nu} H W \int_0^D \exp(-\alpha x) dx \quad \text{I-19}$$

On en déduit la variation de la conductivité :

$$\Delta\sigma = \frac{q\mu_n\eta\tau_n P}{h\nu D} (1 - \exp(-\alpha D))$$

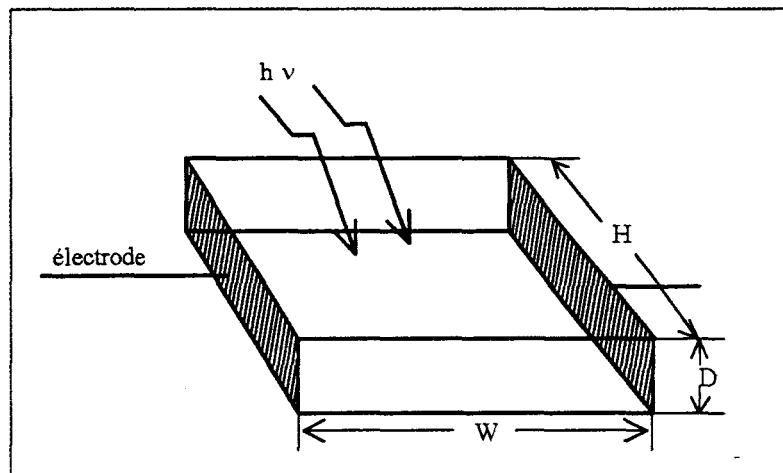


figure 1.3 Géométrie typique d'un échantillon semiconducteur.

Dans le cas des échantillons épais où la profondeur de pénétration est faible devant  $D$ , la variation de la conductivité est alors égale à :

$$\Delta\sigma = \frac{q\mu_n\eta\tau_n P}{h\nu D} \quad \text{I-20}$$

On peut noter que la durée de vie  $\tau_n$  des électrons photocréés est aussi égale à la durée de vie  $\tau_v$  des paires électron-trou photocréées. La relation ci-dessus peut aussi s'écrire sous une forme plus générale :

$$\Delta\sigma = \frac{q\mu_n\eta\tau_v P}{h\nu D}$$

Cette expression sera utilisée dans la suite de ce chapitre.

La photoconductivité des échantillons épais est indépendante du coefficient d'absorption  $\alpha$ , ce que l'on a mis à profit en travaillant à des longueurs d'ondes inférieures à  $0.85 \mu\text{m}$  pour le GaAs, où la valeur de  $\alpha$  est importante et 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.

On vient de montrer l'influence du photon en terme de conductivité dans les matériaux semiconducteurs. Appliquons ces relations aux photoconducteurs qui font l'objet principal de notre étude puisqu'ils constituent les cellules de base de notre détecteur multicanal dont l'étude détaillée sera effectuée dans le chapitre suivant.

## II PROPRIETES GENERALES DES PHOTOCONDUCTEURS.

Un photoconducteur est un barreau de semiconducteur homogène dont la liaison avec un circuit électrique se fait grâce à deux contacts ohmiques. C'est donc une structure de type  $N^+NN^+$  ou  $P^+PP^+$ . Toutefois, comme la vitesse des électrons est supérieure à celle des trous, nous nous intéressons par la suite aux seules structures de type planaire  $N^+NN^+$  réalisées sur GaAs et dont un schéma est donné figure 1.4.

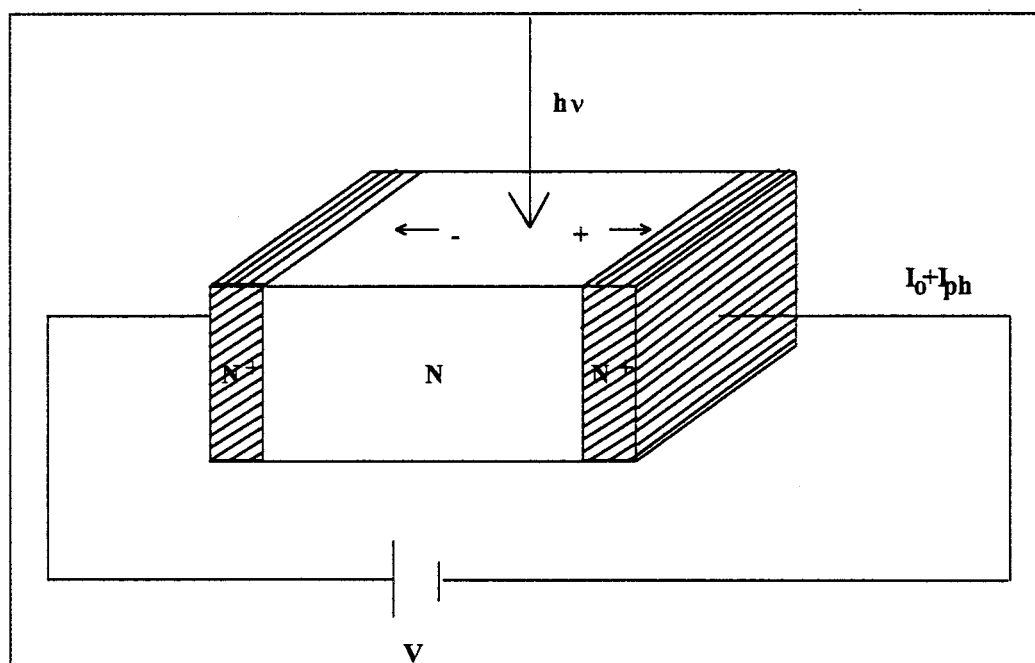


figure 1.4 Structure d'un photoconducteur  $N^+NN^+$ .

## II-I EXPRESSION DU PHOTOCOURANT EN REGIME CONTINU.

Pour traduire la variation de la conductivité en terme de photocourant dans le cas des photoconducteurs réalisés en GaAs, il est intéressant de distinguer deux cas, suivant que le matériau est dopé ou non dopé.

### II-I-I Matériau GaAs non dopé.

Si le photoconducteur est réalisé avec du matériau non dopé ou faiblement dopé, on peut considérer que la durée de vie de la paire électron-trou photocréée est limitée par le temps de transit des trous dans la structure. Suivant cette hypothèse, la durée de vie de la paire photocréée s'exprime par la relation :

$$\tau_v = \frac{W}{v_p}$$

où  $v_p$  est la vitesse de dérive des trous ( $v_p = \mu_p E$ ), avec  $E$  le champ électrique appliqué à la structure.

La densité de courant est alors :

$$j = \Delta\sigma \cdot E = \frac{q\eta PW}{hvD} \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad 1-21$$

et le photocourant a alors pour expression :

$$I_{ph} = j \cdot S = \frac{q\eta PHW}{hv} \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad 1-22$$

Le photocourant est alors limité dans ce cas par le rapport  $\frac{\mu_n}{\mu_p}$ , voisin de 10 pour le GaAs [5].

### II-1-2 Matériau GaAs dopé N.

De nombreuses études effectuées sur le GaAs [6, 7, 8, 9] ont montré que ce matériau est caractérisé par un potentiel de surface dû à une accumulation de charges en surface. Cette charge  $Q_{ss}$  induit au voisinage de la surface une courbure des bandes d'énergie qui, dans le cas du GaAs type N, prend l'allure présentée figure 1.5.

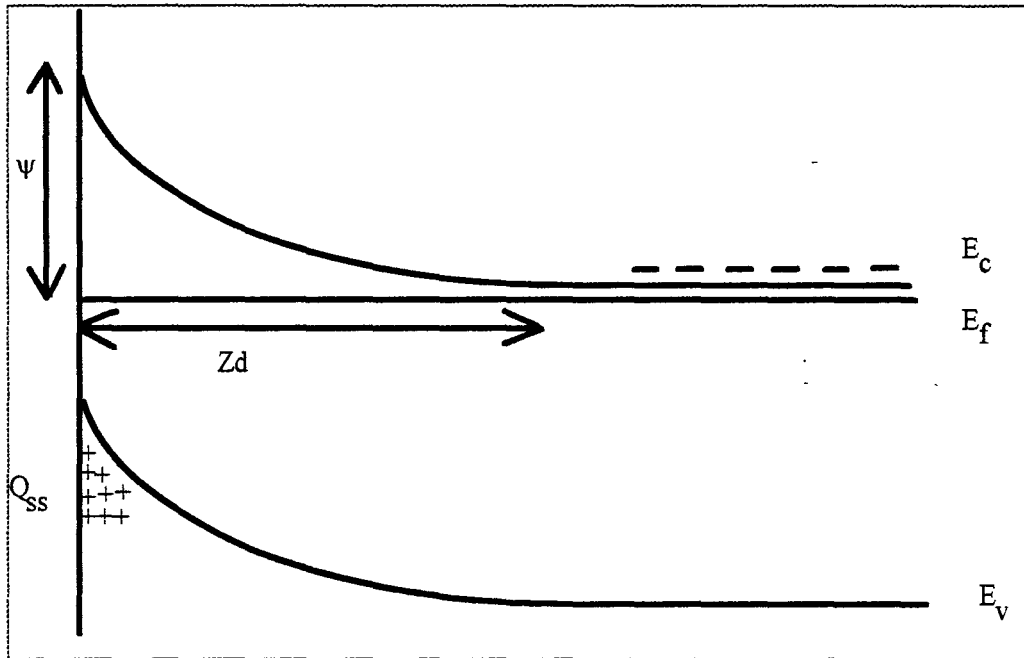


figure 1.5 Structure de bande au voisinage de la surface

GaAs type N.

Cette courbure est caractérisée par une zone déserte  $Z_d$  pour les électrons et un puits de potentiel pour les trous.

La zone déserte  $Z_d$  est donnée par l'expression suivante :

$$Z_d = \frac{Q_{ss}}{qN_d}$$

avec  $Q_{ss}$ : densité de charge en surface

$q$  : charge de l'électron

$N_d$  : dopage du matériau.

Le potentiel  $\psi$  est lié à la densité de charge  $Q_{ss}$  et au dopage  $N_d$  du matériau par la relation :

$$\psi = \frac{Q_{ss}^2}{2q\epsilon N_d} \quad \text{I-23}$$

où  $\epsilon$  est la permittivité du matériau.

Dans le cadre de cette hypothèse, il y aura séparation spatiale entre électrons et trous photocréés. En effet, il ne pourra y avoir recombinaison entre les électrons et les trous photocréés que dans la mesure où les trous sont dépiégés de la surface par agitation thermique. Partant d'études expérimentales du gain en fonction de la température, des travaux ont montré que la durée de vie  $\tau_v$  dans ce type de composant peut se mettre sous la forme d'une loi de type Boltzmann, donnée par [10]:

$$\tau_v = \tau_0 \exp\left(\frac{q\psi}{kT}\right) \quad \text{I-24}$$

avec  $k$ : constante de Boltzmann

$T$ : température absolue

$\tau_0$ : temps moyen nécessaire aux trous pour traverser la zone de charge d'espace par agitation thermique.

Si on reprend la formule de la conductivité donnée précédemment, l'expression du photocourant devient alors :

$$I_{ph} = \frac{q\eta P_{HW}}{h\nu} \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad \text{I-25}$$

où  $\tau_t$  est le temps de transit des électrons dans la structure.



Il est intéressant de noter que les porteurs photocréés modifient la répartition des charges en surface et tendent à diminuer le potentiel  $\psi$ . La durée de vie  $\tau_v$  dépend donc aussi de la puissance lumineuse. L'expression I-24 devient, pour une puissance lumineuse  $P$  donnée, en tenant compte de l'expression I-23 qui donne la hauteur de la barrière de potentiel en fonction de la densité de charge de surface :

$$\tau_v = \tau_0 \exp \left[ \frac{1}{2\epsilon N_d kT} \left( Q_{ss} - \frac{q\eta P \tau_v}{h\nu S} \right)^2 \right] \quad \text{I-26}$$

avec  $\eta$  : rendement quantique

$h\nu$  : énergie d'un photon

$S$  : surface photosensible de l'échantillon.

## II-2 EXPRESSION DU PHOTOCOURANT EN REGIME IMPULSIONNEL.

Le théorème de Ramo-Shokley donne directement la valeur du photocourant dans le circuit extérieur soit :

$$I_{ph}(t) = q \frac{\Delta n(t)}{\tau_t}$$

Dans le cas où un équilibre a le temps de s'établir dans la structure lors de l'impulsion, on obtient :

$$I_{ph}(t) = \frac{q\eta\alpha P \tau_v}{h\nu \tau_t} \exp\left(\frac{-t}{\tau_v}\right)$$

En pratique, la valeur de  $I_{ph}$  n'est pas très élevée. Les impulsions lumineuses sont très courtes (<20 ps) et les photons ne sont pas tous efficaces pour la création de porteurs dans la structure.

### II-3 PARAMETRES CARACTERISTIQUES D'UN PHOTOCONDUCTEUR.

#### II 3-1 Gain statique - Coefficient de réponse statique.

Le gain statique d'un photoconducteur est défini comme le rapport du nombre d'électrons circulant dans le circuit extérieur au nombre de photons incidents, soit :

$$G_0 = \frac{h\nu}{q} \frac{I_{ph}}{P} \quad \text{I-27}$$

$I_{ph}$  : Photocourant

$P$  : Puissance lumineuse incidente.

Si on tient compte du rendement quantique  $\eta$ , le gain statique est alors égal à :

$$G_0 = \eta \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad \text{si le GaAs est peu dopé}$$

$$G_0 = \eta \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad \text{si le GaAs est dopé N}$$

En introduisant l'expression de  $\tau_v$  dans la dernière équation, on obtient :

$$G_0 = \eta \frac{\tau_0}{\tau_t} \exp\left[-\frac{1}{2\varepsilon N_d kT} \left(Q_{ss} - \frac{q\eta P \tau_v}{h\nu S}\right)^2\right]$$

Le gain statique d'un photoconducteur dépend donc du matériau utilisé par la mobilité des porteurs qui détermine le temps de transit  $\tau_t$  et par la nature des pièges qui régit la durée de vie  $\tau_v$ .

Pour les photoconducteurs, on parle plutôt du coefficient de réponse statique  $R_0$  qui est défini comme étant le rapport du signal de sortie au signal d'entrée. Si l'on parle de photocourant de sortie, le coefficient de réponse est donné par :

$$R_0 = \frac{I_{ph}}{P} \quad \text{I-28}$$

### II-3-2 La réponse impulsionnelle.

Le temps de réponse ou la constante de temps d'un photoconducteur est une caractéristique très importante puisqu'elle donne accès aux performances du photoconducteur en régime dynamique. Le temps de réponse est obtenu à partir de la réponse impulsionnelle du photoconducteur.

Le principe d'étude consiste à envoyer une impulsion lumineuse très courte sur le photoconducteur correctement polarisé. On crée ainsi des paires électron-trou et on suit l'évolution du courant qui en résulte. Si on admet un phénomène de recombinaison obéissant à une loi de Poisson, l'évolution temporaire est donnée (figure 1.6) par l'expression :

$$I_{ph} = \frac{q}{\tau_t} N \exp\left(-\frac{t}{\tau_v}\right) \quad \text{I-29}$$

$N$  : nombre de paires électron-trou photocréées à  $t = 0$ .

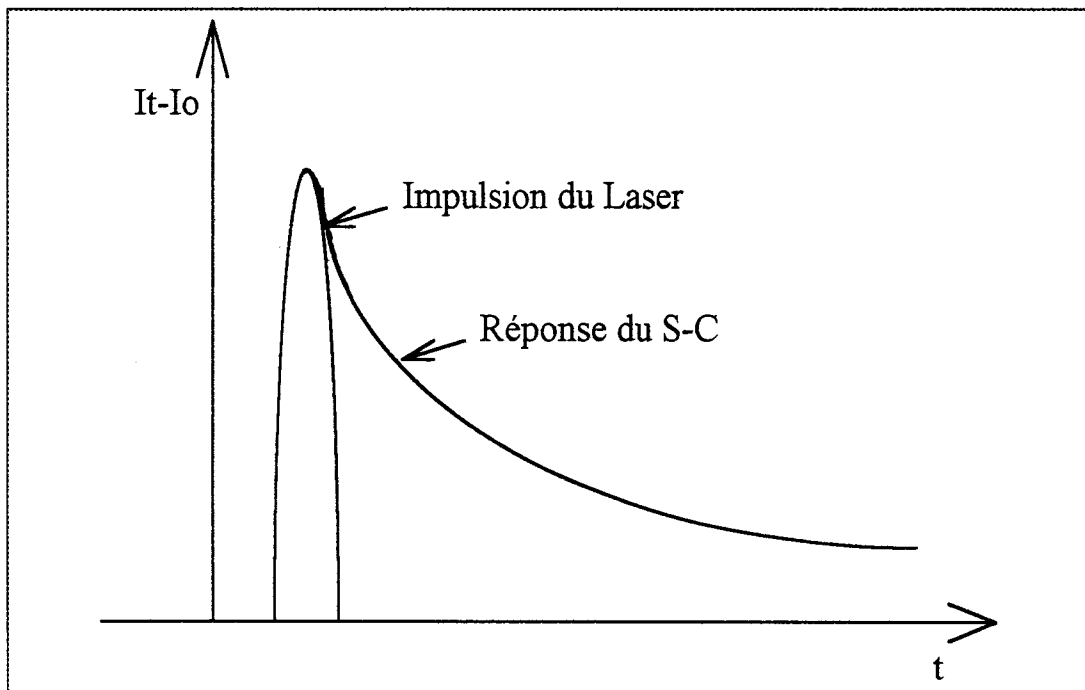


figure 1.6 Réponse type d'un photoconducteur à une impulsion lumineuse.

### II-3-3 Gain dynamique - Coefficient de réponse dynamique.

Le coefficient de réponse dynamique est mesuré, soit en utilisant la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle, soit à partir de la réponse du photoconducteur à une excitation laser modulée sinusoïdalement.

Dans l'hypothèse d'un phénomène de recombinaison des porteurs assimilable à un processus de type Poissonien, le coefficient de réponse et le gain dynamique sont donnés par les relations :

$$R(f) = \frac{R_0}{\sqrt{(1+4\pi^2 f^2 \tau_v^2)}} \quad \text{I-30}$$

$$G(f) = \frac{G_0}{\sqrt{(1+4\pi^2 f^2 \tau_v^2)}} \quad \text{I-31}$$

Ces expressions font apparaître la bande passante du photoconducteur limitée par la fréquence de coupure :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_v} \quad \text{I-32}$$

Au-delà de cette fréquence, le gain et le coefficient de réponse dynamique ne dépendent plus que du temps de transit et sont donnés par :

$$R(f) = \frac{R_0}{2\pi f \tau_t} \quad \text{I-33}$$

$$G(f) = \frac{G_0}{2\pi f \tau_t}$$

Les courbes de gain ou de coefficient de réponse dynamique permettent aussi de connaître le produit gain-bande passante des dispositifs étudiés.

### II-3-4 Bruits dans les photoconducteurs.

Les différentes sources de bruit que nous pouvons rencontrer dans un photoconducteur sont :

- Le bruit thermique.
- Le bruit en 1/f.
- Le bruit de génération-recombinaison.

#### II-3-4-1 Bruit thermique.

Au-dessus du zéro absolu, les trajectoires des électrons libres d'un matériau conducteur sont soumises à des variations aléatoires (agitation thermique). L'ensemble de ces mouvements erratiques provoque, même en l'absence de champ électrique appliqué, une fluctuation aléatoire de la valeur instantanée de la tension observable.

L'expression du courant de bruit thermique dans une bande passante B est donnée par :

$$\sqrt{\langle i_{th}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{4kTB}{R_{eq}}} \quad 1-34$$

où  $R_{eq}$  représente la résistance du photoconducteur.

#### II-3-4-2 Bruit de génération-recombinaison.

Le bruit de génération-recombinaison dans un semiconducteur est dû à la variation du nombre des porteurs, soit par un processus extrinsèque (excitation lumineuse par exemple), soit par un processus intrinsèque. Dans le cas des photoconducteurs, ce dernier est lié essentiellement aux effets de piégeage en surface et au piégeage sur des centres plus ou moins profonds (niveaux d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin).

**a -Bruit en obscurité.**

Dans la mesure où l'on admet que le bruit de génération-recombinaison est dû aux phénomènes de piégeage et que ce mécanisme est simple, une expression classique de ce bruit est de la forme [11] :

$$\sqrt{\langle i_{gob}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{I_0^2}{N} \frac{\tau}{(1+2\pi f\tau)^2} \frac{N_T}{N}} \quad \text{I-35}$$

où  $N_T$  représente la quantité de pièges dans le matériau,  $N$  le nombre de porteurs susceptibles de participer à la conduction et  $\tau$  le temps caractéristique qui régit les phénomènes mis en jeu.

On peut remarquer que le niveau de bruit est proportionnel au courant d'obscurité du composant  $I_0$ .

**b -Bruit en éclairement.**

Lorsque le photoconducteur est éclairé, un bruit de génération-recombinaison supplémentaire vient s'ajouter aux bruits dans l'obscurité. Si on considère que le processus de génération-recombinaison des porteurs photocréés suit une loi de Poisson, l'expression du courant de bruit efficace, fonction de la puissance lumineuse et de la fréquence, s'exprime par la relation [12] :

$$\sqrt{\langle i_{géc}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{4qI_{ph}G_0B}{1+4\pi^2f^2(\tau_v)^2}} \quad \text{I-36}$$

En introduisant dans cette relation l'expression du gain dynamique (éq 1-31), on obtient la relation :

$$\sqrt{\langle i_{géc}^2 \rangle} = \sqrt{4qI_{ph} \frac{G^2(f)}{G_0} \cdot B} \quad \text{I-37}$$

avec :  $G_0$  : le gain statique du photoconducteur

$G(f)$  : le gain dynamique

$B$  : la largeur de la bande de fréquence du bruit.

En basses fréquences, le terme  $(4\pi^2 f^2 (\tau_v)^2) \ll 1$  et la relation 1-36 devient :

$$\frac{\sqrt{\langle i_{géc}^2 \rangle}}{\sqrt{B}} = \sqrt{\tau_v} \sqrt{\frac{4qI_{ph}}{\tau_t}}$$

### II-3-4-3 Bruit en 1/f.

Les dispositifs photoconducteurs présentent dans le domaine des basses fréquences un bruit en 1/f ou bruit de Flicker. Ce bruit semble dû à des fluctuations statistiques de la conduction provoquées par des imperfections de surface ou d'inhomogénéité du matériau conducteur. Le courant de bruit correspondant, mesuré dans une bande passante  $B$ , est donné par :

$$\sqrt{\langle i_{1/f}^2 \rangle} = \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{1/f} \cdot B} \quad \text{I-38}$$

### II-3-5 Défectivité spécifique.

C'est l'un des paramètres primordiaux d'un photoconducteur. En effet, la défectivité spécifique  $D^*$  d'un photoconducteur nous donne la puissance lumineuse minimale détectable compte tenu de son bruit propre et ceci pour l'ensemble du spectre de longueur d'onde.

La puissance équivalente de bruit ou N.E.P (Noise Equivalent Power) est définie comme étant la puissance d'une radiation monochromatique qui, envoyée sur le photoconducteur parfait, donnerait un signal de sortie égal à la valeur du bruit engendré dans le photoconducteur réel [13].

Généralement, on rapporte le N.E.P à l'unité de surface et à l'unité de fréquence.

Nous avons alors la bande équivalente de bruit égale à :

$$\text{N.E.B} = \frac{\text{N.E.P}}{\sqrt{A}\sqrt{B}}$$

où A, B représentent respectivement la surface et la bande passante du photoconducteur.

La détectivité spécifique étant l'inverse du N.E.B, elle est donnée par la relation :

$$D^* = \frac{1}{\text{N.E.B}} = \frac{\sqrt{A}\sqrt{B}}{\text{N.E.P}} \quad \text{I-39}$$

qui peut aussi s'exprimer sous la forme :

$$D^* = \frac{R_0\sqrt{A}\sqrt{B}}{\sqrt{\langle i^2 \rangle}} \quad \text{I-40}$$

avec  $R_0$  : le coefficient de réponse statique

$\sqrt{\langle i^2 \rangle}$  : le courant de bruit total.

La détectivité est généralement exprimée en  $\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ .

### II-3-6 Rapport signal/bruit.

Le rapport signal/bruit (S/B) est par définition le rapport de la puissance moyenne du signal utile à la puissance moyenne de bruit du photodétecteur.

Alors que la détectivité spécifique est une caractéristique définie dans l'obscurité, la mesure du rapport signal/bruit d'un photodétecteur permet d'en évaluer les performances lorsqu'on le soumet à un éclairage donné dans un système de mesures. Notons que viennent alors s'ajouter au bruit en obscurité, des bruits supplémentaires dus à l'éclairage et aux systèmes électroniques associés au photodétecteur lui-même.



**CONCLUSION.**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les propriétés et les caractéristiques des photoconducteurs en GaAs de type N.

En définitive, l'utilisation de ce type de photoconducteur se traduit par un compromis entre le gain et la rapidité de réponse. En effet, si  $\tau_V$  est élevé le gain est important mais la bande passante devient faible (le produit Gain-Bande passante restant constant) [14].

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] **V.L.Bonch-Bruevich and E.G.Landsberg**  
Phys. Status Solidi, 29.9, 1968.
- [2] **J.Wilson, J.F.B. Hawkes**, "Optoelectronics, an Introduction", Cop Prentice-Hall  
International Inc., 1983.
- [3] **Sze S.M.**, "Physics of Semiconductor Devices"  
pp 37-38 ,Wiley-Interscience, New-York, 1969.
- [4] **P.Kiréev** "La physique des semiconducteurs"  
cop. Editions Mir, 1975.
- [5] **B.Hombert**  
Thèse de doctorat, Lille, (1983).
- [6] **J.P.Vilcot, J.L.Vaterkowski, D.Decoster, M.Constant**  
Electronics letters, vol.20, n°2, pp 86-88, (1983).
- [7] **J.P.Vilcot**  
Thèse de doctorat, Lille, (1984).
- [8] **A.Cappy**  
Thèse d'état, Lille, (1986).
- [9] "Surface and interface depletion corrections to free carrier-density determinations by  
Hall measurements"  
**A.Chandra, C.E.C Wood, D.W.Woodard, L.F. Eastman.**  
Solid-State Electron, vol.22, pp 645-50, (1979).

- [10] "Détection optique à circuits intégrés monolithiques à semiconducteurs III-V"  
**J.P.Vilcot, D.Decoster, M.Constant, S.Laval,**  
Rapport de contrat, DAI I (1984).
  
- [11] **J.Ramdani**  
Thèse de doctorat, Lille, (1987).
  
- [12] **Wilson.J and Hawkes J.F.B**  
Optoelectronic.lett, 22(4), pp 86-88, (1984).
  
- [13] **D.Lefebvre**  
Thèse de doctorat, Valenciennes, (1989).
  
- [14] **H.Beneking**, "Gain and bandwidth of fast near-infrared photodetectors"  
IEEE trans. on Electron Devices, pp 1420, 1430, (1982).

# CHAPITRE II

## CHAPITRE II

### Réalisation Technologique

#### INTRODUCTION.

Des études antérieures effectuées sur des photoconducteurs planaires en GaAs dopés N (éléments simples) ont montré que ces dispositifs possèdent des capacités potentielles pour remplacer les photomultiplicateurs dans les systèmes de détection monocanale de faibles flux lumineux.

De façon plus précise, ils possèdent des détectivités spécifiques élevées de l'ordre de  $10^{13} \text{ cm}\sqrt{\text{HzW}}^{-1}$  (à température ambiante) [1], permettant de mesurer des puissances lumineuses très faibles de l'ordre de  $10^{-13}$  à  $10^{-14}$  W et d'enregistrer des spectres Raman en sortie de spectromètre conventionnel à balayage [2].

Devant ces résultats très intéressants, il nous a semblé judicieux d'associer ces photoconducteurs sous forme de barrette pour la détection multicanale de faibles flux lumineux.

Une première barrette, constituée de cinq éléments photosensibles et de cinq éléments aveugles, a été réalisée en 1988 [3]. Toutefois, les résultats obtenus n'ont pas été ceux escomptés et il n'a pas été possible d'obtenir des spectres Raman multicanaux.

Une corrélation approfondie des performances de cette première barrette avec les processus technologiques qui ont été utilisés lors de sa fabrication nous a permis de comprendre les phénomènes indésirables qui sont intervenus [4].

A la lumière de cette analyse, nous avons décidé de fabriquer une seconde barrette en prenant soin d'apporter les modifications nécessaires au cahier des charges.

La structure de cette nouvelle barrette et le procédé technologique de sa réalisation sont décrits dans ce chapitre.

## **I CAHIER DES CHARGES.**

Afin de limiter le coût de la barrette en terme de temps de réalisation et d'utilisation des appareils technologiques d'une part et d'autre part pour simplifier les problèmes de connectique avec le circuit extérieur, le nombre de photoconducteurs a été volontairement fixé à 32 éléments. Toutefois, la conception de l'ensemble a été étudiée de façon à pouvoir augmenter, ultérieurement, le nombre de photoconducteurs de la barrette. En effet, nous avons d'abord réalisé les différents masques pour une barrette à 512 éléments en tenant compte des divers problèmes qui se posaient et ce sont ces mêmes masques qui, après modifications, ont servi à la réalisation du dispositif à 32 éléments.

Les critères retenus pour la fabrication du prototype sont les suivants :

- Chaque photoconducteur doit être capable de détecter des puissances lumineuses inférieures à 1pW.
- Chaque élément doit être isolé électriquement de son voisin.
- La barrette doit avoir une résolution spatiale de l'ordre de 25  $\mu\text{m}$  et une géométrie adaptée à une utilisation en spectrométrie optique.
- Les étapes du processus technologique de fabrication doivent être simplifiées au maximum.
- Les effets indésirables liés au courant d'obscurité et aux dérives thermiques doivent être annulés.
- La gamme spectrale d'utilisation est celle du visible (400-800 nm).

## II STRUCTURE DE BASE DE LA BARRETTE.

Le schéma de base choisi pour la réalisation de la barrette consiste en deux rangées de 16 éléments photoconducteurs isolés électriquement les uns des autres et reliés à une masse commune (M) (figure 2.1).

La première rangée comprend 16 éléments sensibles à la lumière incidente tandis que la seconde rangée est formée de 16 éléments aveugles. Un méso d'isolement assure l'isolation électrique de chaque photoconducteur avec son voisin.

L'association éléments photosensibles, éléments aveugles à un circuit extérieur approprié permet d'annuler le courant d'obscurité et de compenser les dérives thermiques.

### II-1 STRUCTURES D'UN ELEMENT PHOTOSENSIBLE ET D'UN ELEMENT AVEUGLE.

La conception des éléments photoconducteurs de la barrette a été essentiellement basée sur nos travaux antérieurs effectués sur des photoconducteurs GaAs de type N.

En effet, les résultats obtenus sur ces dispositifs ont montré qu'ils possédaient un gain très élevé de l'ordre de  $10^6$ - $10^8$  et qu'ils pouvaient détecter des faibles flux lumineux inférieurs au pW [5].

#### II-1-1 Elément photosensible.

La figure 2.2 représente de façon schématique un élément photosensible réalisé en structure planaire sur une couche épitaxiée.

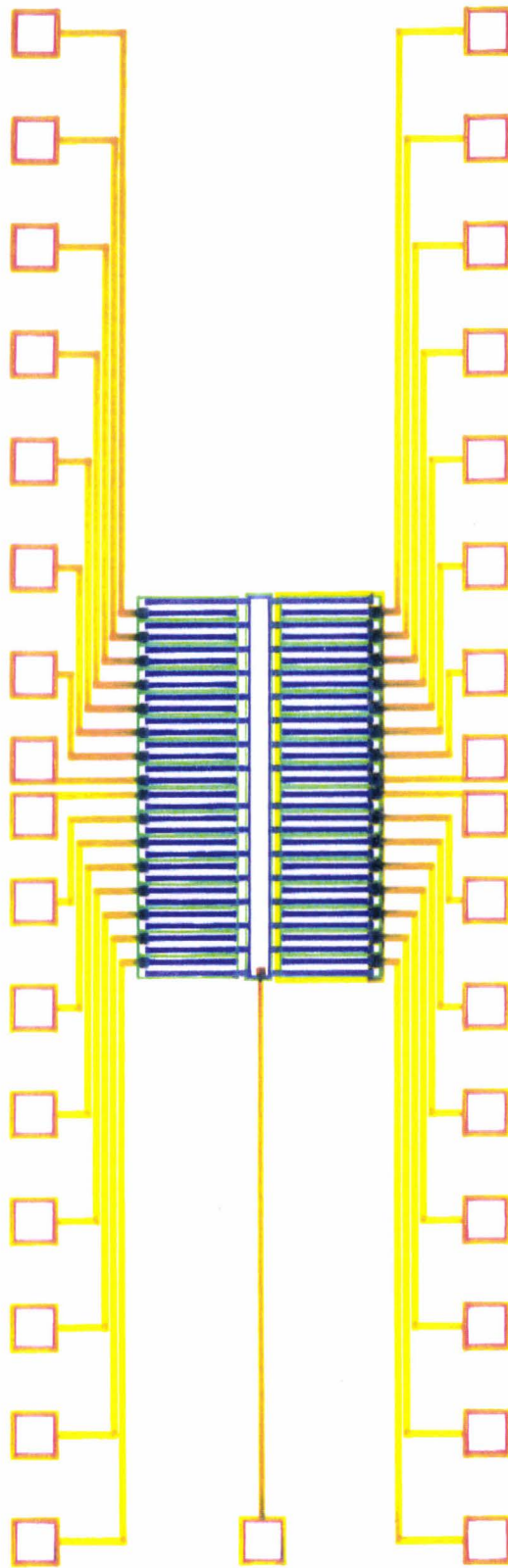


figure 2.1 Schéma de base de la barrette à 32 éléments.



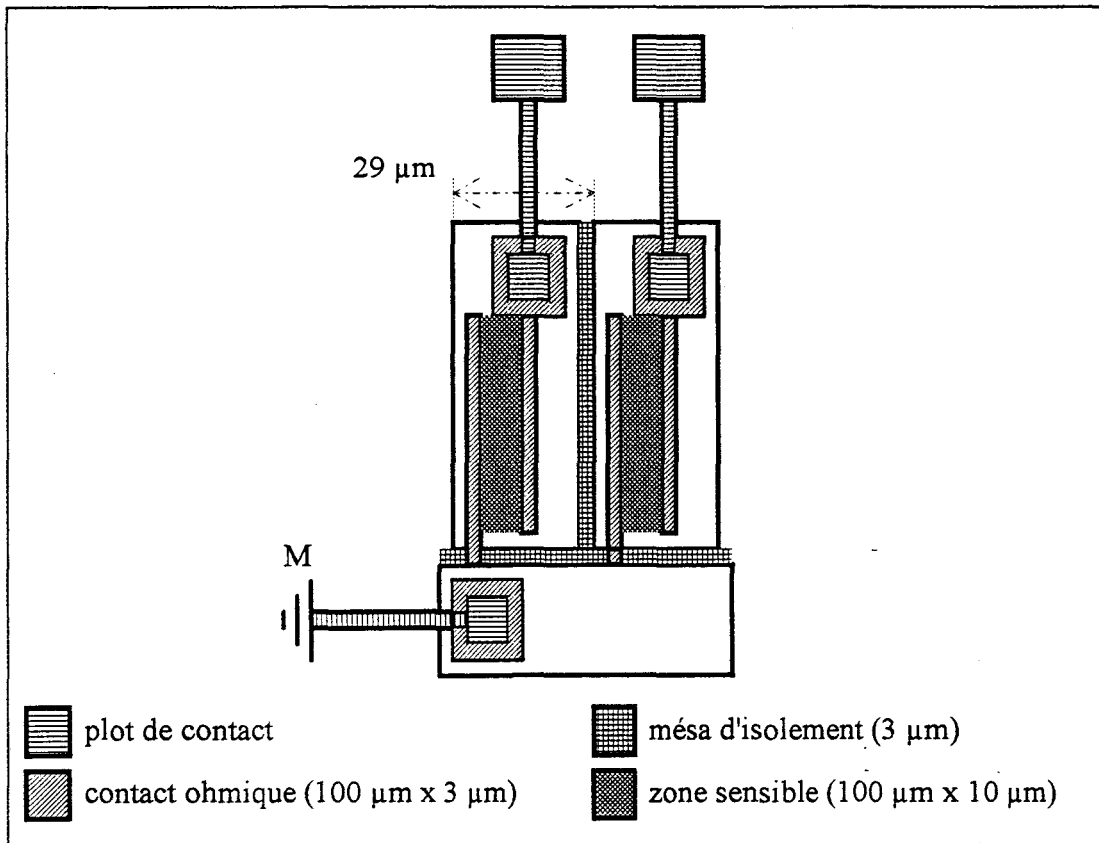


figure 2.2 Elément photosensible (résolution spatiale de la barrette 29 µm).

Il est formé de deux contacts ohmiques de dimensions 3 µm x 100 µm, choisies de façon à conférer une résolution spatiale maximale à la barrette. Ces contacts ohmiques ont été déposés sur une couche GaAs N<sup>+</sup> dopée à  $2 \cdot 10^{18}$  at/cm<sup>3</sup> et limitent la zone photosensible de dimensions 10 µm x 100 µm, composée de matériau GaAs N, dopé à  $10^{17}$  at/cm<sup>3</sup>.

Les dimensions de la zone sensible correspondent à une optimisation du gain des photoconducteurs, résultant d'un compromis entre un temps de transit faible et une surface de dimensions non négligeables pour détecter le maximum de flux lumineux.

Le dopage de la couche photosensible permet de limiter le courant d'obscurité et son épaisseur de 0.2 µm a été choisie de façon à ce que tout le flux incident soit absorbé.

Il faut noter que la surface photosensible est recouverte de nitrure de silicium qui est transparent dans le domaine du visible. Sa présence, liée à la réalisation des éléments aveugles, est expliquée dans le paragraphe suivant.

### II-1-2 Élément aveugle.

Chaque photoconducteur aveugle possède la même structure qu'un élément sensible. Il a toutefois été rendu insensible à la lumière incidente par une couche déposée sur le nitrure de silicium (figure 2.3), ce dernier ayant un rôle d'isolant entre le matériau semiconducteur et la couche d'or.

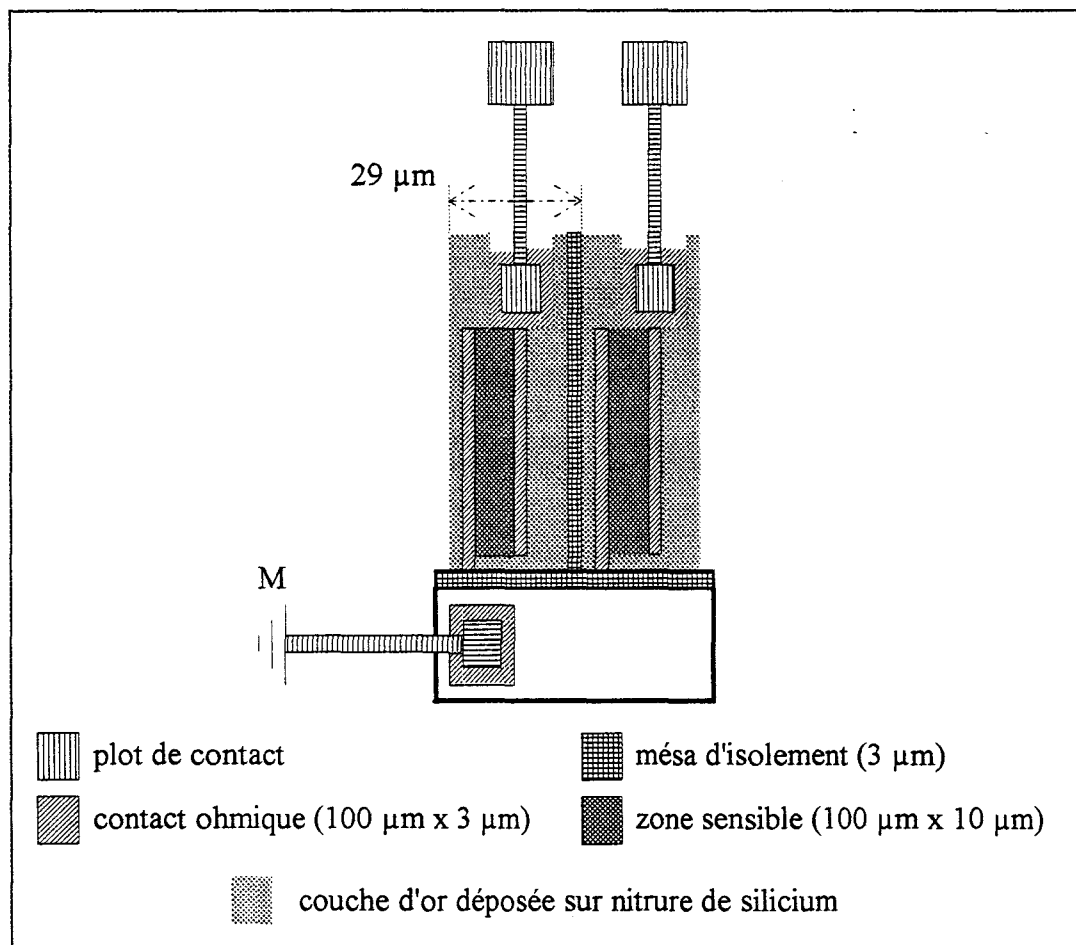


figure 2.3 Élément aveugle.

Il est intéressant de noter que le nitrure de silicium n'a pas été attaqué sur les zones photosensibles de la barrette.

Ce choix résulte d'une étude effectuée au sein de notre équipe sur l'influence d'un dépôt de nitrure de silicium et d'une attaque de cette couche sur les performances électriques des photoconducteurs GaAs dopés N.

De façon plus précise, les résultats ont montré que l'attaque du nitrure de silicium s'accompagne d'une modification des propriétés physiques de la couche active dopée N et par conséquent d'une diminution des performances électriques du composant. Par contre, le photoconducteur avec dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sur la surface active présente des performances très acceptables malgré un effet de contrainte dû au dépôt de l'isolant [6].

Nous avons donc opté pour le maintien de la couche isolante sur les éléments photosensibles.

### **III PROCEDE TECHNOLOGIQUE.**

La réalisation du dispositif en structure planaire sur une couche épitaxiée nécessite des opérations de gravure et de dépôt localisées par un procédé appelé la photolithographie.

Le matériau est revêtu d'une résine spéciale P.M.M.A (polyméthyle métacrylate), et au moyen d'un faisceau électronique commandé par ordinateur, on vient écrire le motif directement sur le matériau revêtu de la résine. Ces opérations nécessitent la conception d'une série de masques qui est la première étape de la réalisation technologique.

Dans le cas de notre dispositif, la réalisation a nécessité l'emploi de quatre masques. Dans ce qui suit, nous allons décrire les différentes étapes du processus

technologique et nous adjoindrons, pour chaque étape, le "schéma" du masque correspondant.

#### IV REALISATION TECHNOLOGIQUE.

##### IV-1 MATERIAU ET STRUCTURE DES COUCHES.

La structure des couches épitaxiées est élaborée sur substrat semi-isolant GaAs. Ce sont des couches pour transistor à effet de champ, fournies par le Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'I.E.M.N.

La structure d'une telle épitaxie, réalisée par M.B.E. est donnée figure 2.4.

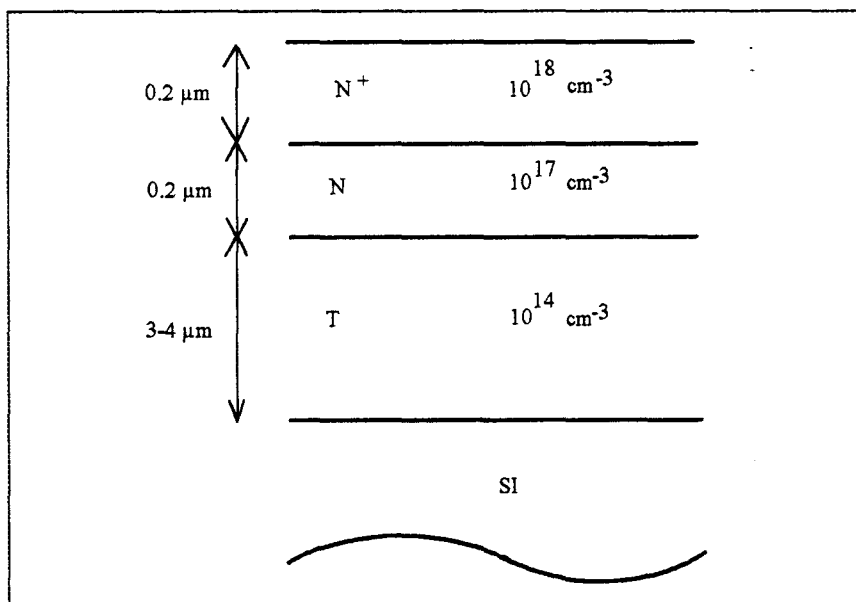


figure 2.4 Epitaxie GaAs.

L'épaisseur du substrat semi-isolant est de quelques centaines de microns (300 à 400 µm), il sert de support à la croissance épitaxiale des différentes couches.

La couche tampon est non intentionnellement dopée, son dopage résiduel est de l'ordre de  $10^{14} \text{ at/cm}^3$ , son épaisseur est d'environ 4 µm. Insérée entre le substrat S.I et

la couche active N, elle permet d'assurer une bonne qualité cristallographique des couches et minimise la migration des impuretés du S.I vers la couche active.

La couche active photosensible a une épaisseur de l'ordre de 0.2  $\mu\text{m}$  et son dopage est environ de  $10^{17}$  at/cm<sup>3</sup>.

Une couche fortement dopée N<sup>+</sup> ( $10^{18}$  at/cm<sup>3</sup>) permet la réalisation des contacts ohmiques.

## IV-2 LES OPERATIONS TECHNOLOGIQUES.

### IV-2-1 Mésa d'isolement électrique (Masque N°1).

Il s'agit d'une attaque des couches actives de façon à accéder au substrat semi-isolant pour isoler les différents éléments entre eux.

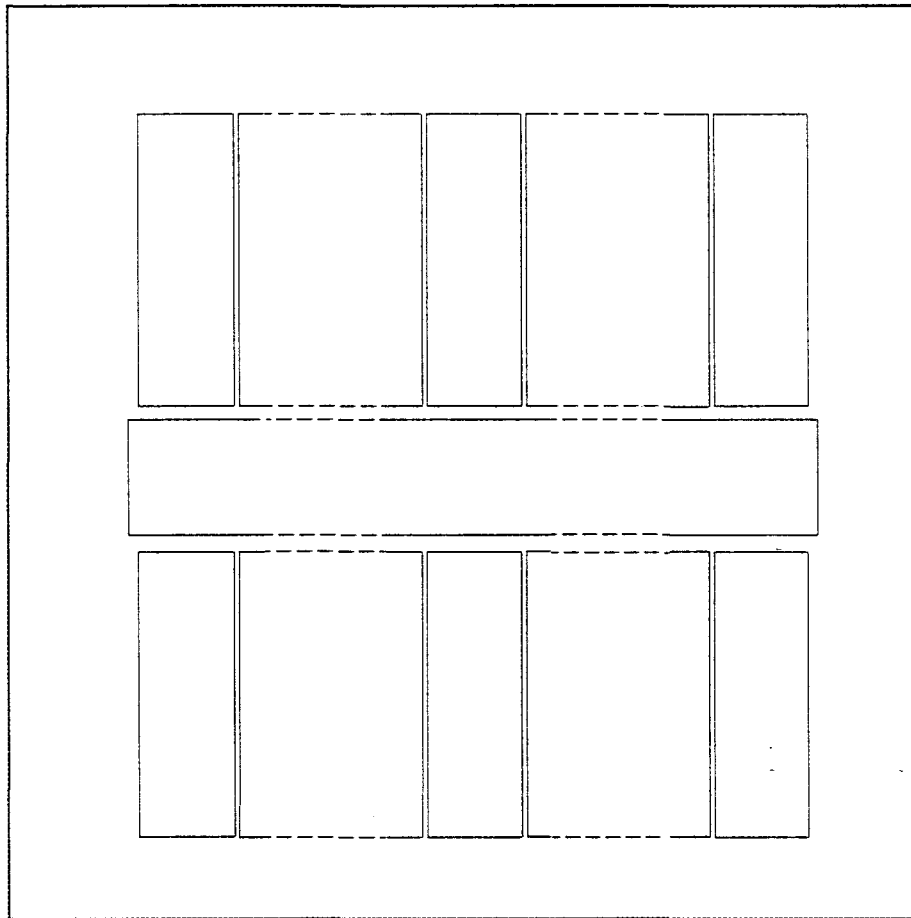
-Nettoyage de la plaquette.

-Photomasquage (Résine P.M.M.A 4%, recuit à 170°C pendant 30').

-Attaque ionique (pendant 2') sous pression résiduelle d'argon ( $2 \cdot 10^{-4}$  torr).

-Délaquage par agitation ultrasonique.

-Rinçage et séchage.

**Masque N° 1****Méssa d'isolement électrique.****IV-2-2 Dépôt des contacts ohmiques (Masque N°2) et attaque de la couche N<sup>+</sup>.**

-Nettoyage.

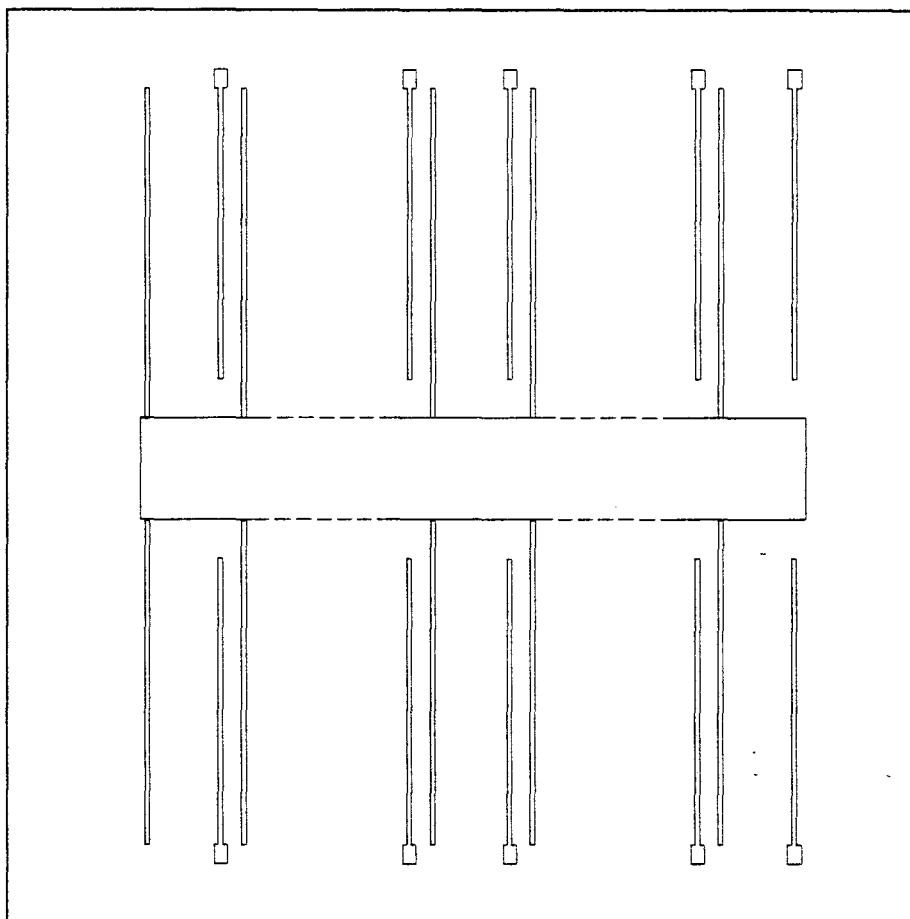
-Photomasquage (Résine P.M.M.A 4%; recuit à 170°C pendant 30').

-Désoxydation (HCl-eau DI 50%-50%).

-Dépôt des contacts ohmiques, évaporation de 1520Å Au-Ge-Ni (85.5%, 13%, 1.3%) suivie d'une pulvérisation de 512 Å de Nickel.

-Lift-off.

-Recuit à 400°C pendant 40 secondes (sous atmosphère d'azote hydrogéné).

**Masque N° 2****Contacts ohmiques.**

Après dépôt des contacts ohmiques, on réalise un recess chimique. La solution utilisée étant  $\text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2$  qui a une vitesse d'attaque moyenne de 1200 Å/mn.

L'attaque a été effectuée pendant 2 mn de façon à fixer le courant moyen pour un élément à une valeur voisine de 10 mA.

#### IV-2-3 Dépôt du nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ).

Le dépôt du nitrure de silicium est effectué pour rendre insensible à la lumière une rangée de photoconducteurs de la barrette par le dépôt ultérieur d'une couche opaque.

Cette opération consiste en un dépôt de  $1200\text{\AA}$  de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par P.E.C.V.D (Plasma- Enhanced Chemical Vapor Decomposition). Le nitrure est obtenu à partir de la combinaison du Silane dilué à 4% dans l'azote et l'ammoniac :  $\text{SiH}_4 / \text{N}_2 / \text{NH}_3$ .

#### IV-2-4 Gravure du Nitrure de Silicium (Masque N°3).

L'attaque de la couche isolante déposée sur les éléments sensibles étant exclue pour les raisons décrites au début de ce chapitre, nous avons donc choisi une attaque locale qui consiste à ouvrir des fenêtres pour la réalisation des plots d'épaissement. Un agrandissement de l'opération de gravure du nitrure de silicium est représenté figure 2.5.

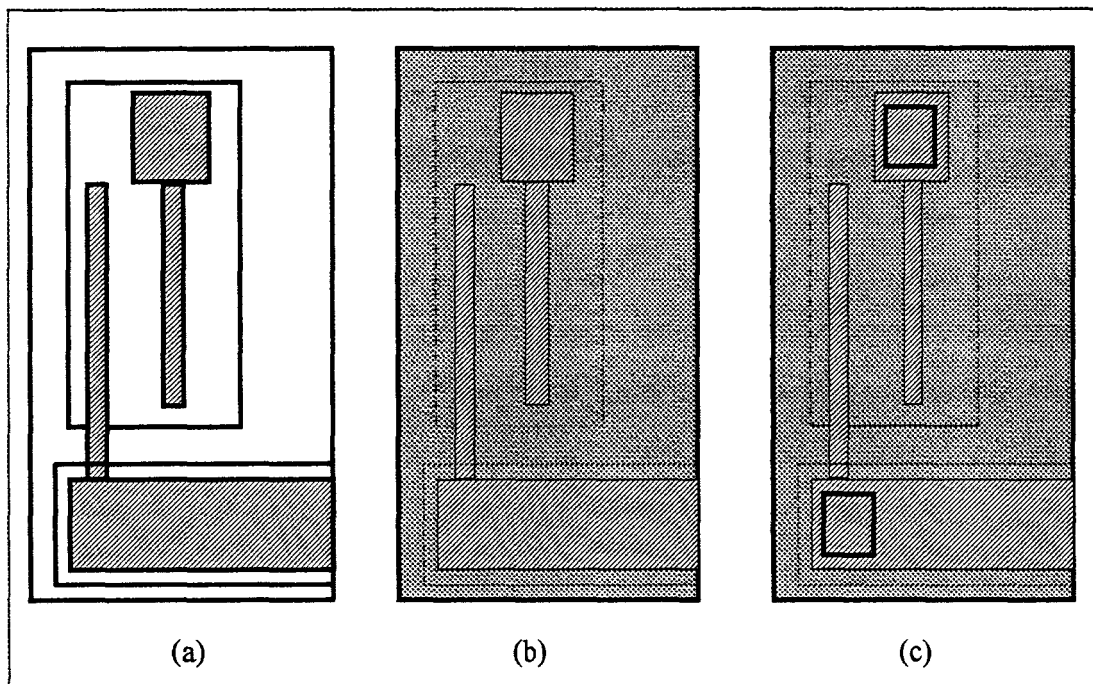


fig 2.5 (a) dépôt des contacts ohmics (b) dépôt du nitrure de silicium

(c) attaque locale du nitrure de silicium



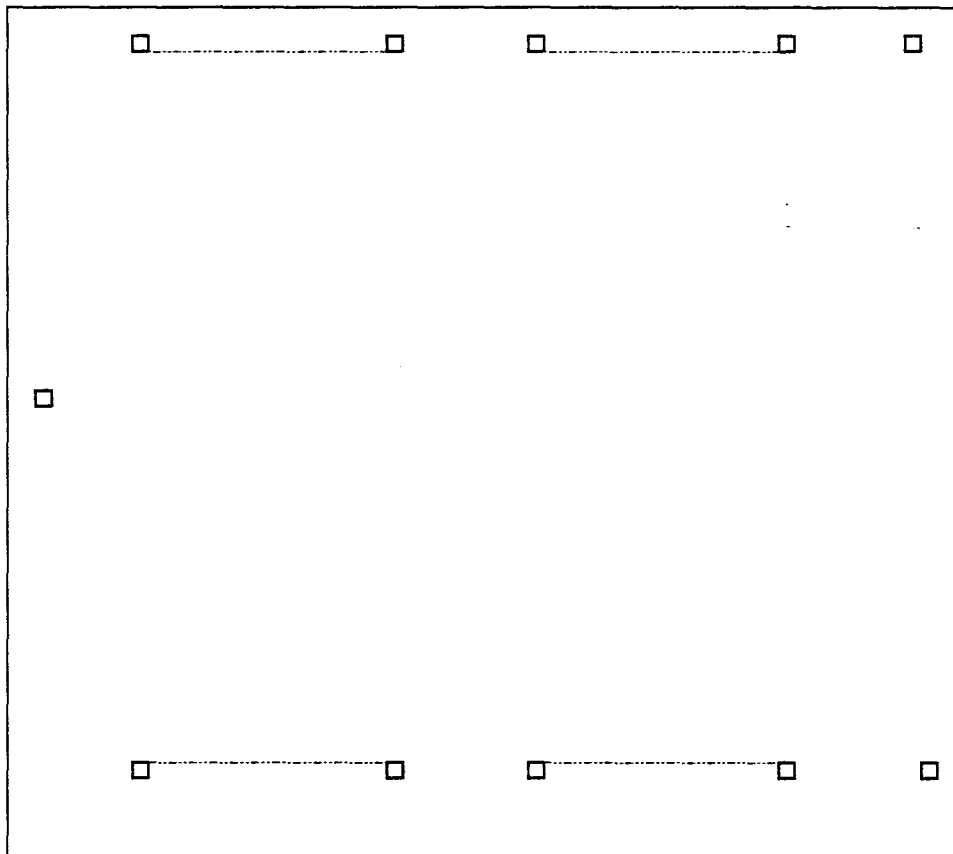
Le procédé technologique est :

-Nettoyage.

-Photomasquage (résine P.M.M.A 4%, recuit à 170°C pendant 30').

-Attaque du nitrure. Cette attaque est réalisée par gravure ionique réactive (G.I.R), le gaz de gravure utilisé est le  $\text{CF}_4$  et la durée d'attaque est de 2 mn.

-Délaquage.



**Masque N°3**

**Gravure du nitrure de silicium.**

**IV-2-5 Dépôt des plots d'épaissement (Masque N°4).**

Les plots d'épaissement, déposés directement sur le nitrure de silicium, réduisent la résistance des contacts et permettent de souder les fils de connexion avec le circuit extérieur par thermo-compression.

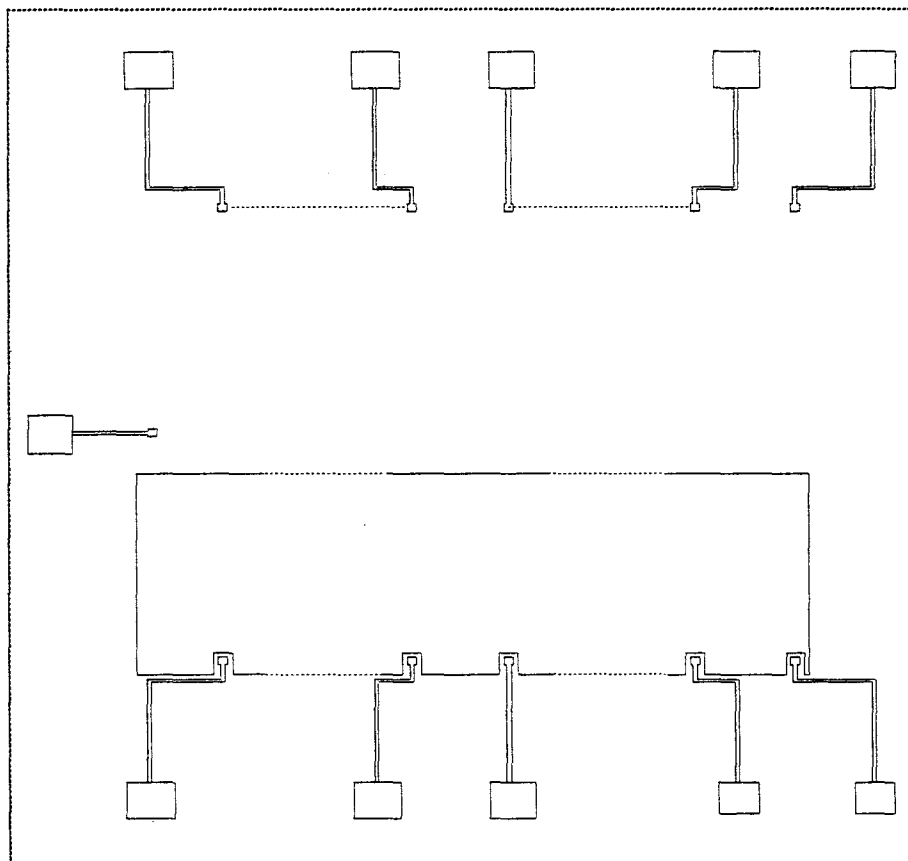
-Photomasquage (résine P.M.M.A 4%, recuit 170°C pendant 30').

-Désoxydation (HCl-eau D.I. 50%-50%).

-Dépôt des plots d'épaissement, évaporation de Ti-Au (1000 Å-3500 Å).

-Lift-off.

-Recuit.



**Masque N°4**

**Dépôt des plots d'épaissement.**

**IV-2-6 Aspect du composant terminé.**

Une représentation schématique des éléments de la barrette est donnée figure 2.6.

Nous présentons aussi quelques photographies prises au microscope optique du composant "Technologie terminée".

A titre d'exemples, la figure 2.7 présente une vue de l'ensemble de la barrette, les figures 2.8 et 2.9 celles des éléments actifs et aveugles.

La figure 2.10 présente la caractéristique  $I(V)$  d'un photoconducteur de la barrette, la valeur moyenne de la résistance d'obscurité est de l'ordre de 200 Ohms conformément à nos prévisions.

**IV-2-7 Montage de la barrette.**

La barrette après technologie est découpée, triée sous pointes et ensuite montée dans un boîtier DIL en céramique à 40 broches. Chaque plot de la barrette est relié par un fil d'or soudé par thermocompression à une broche du boîtier.

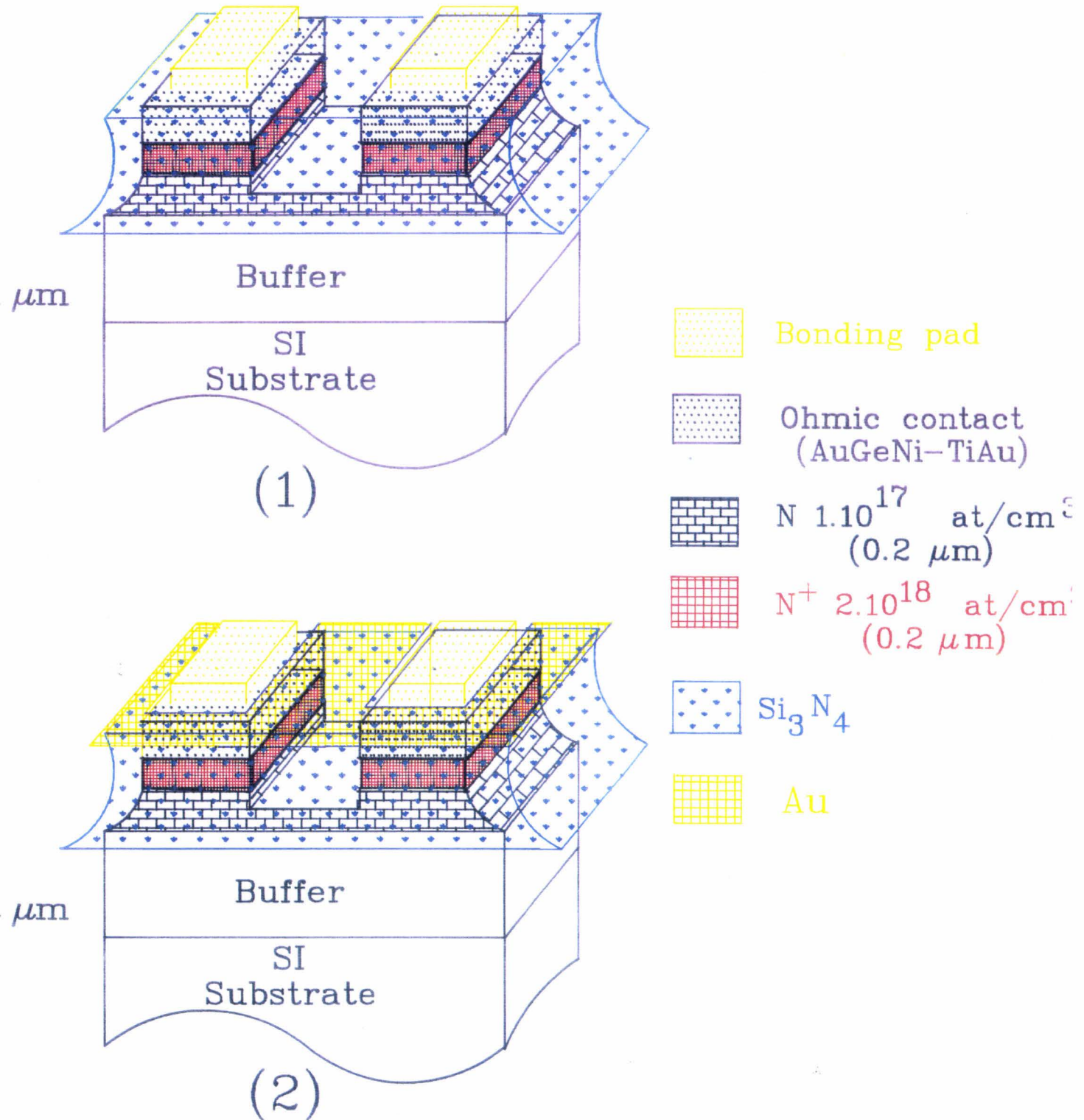


figure 2.6 Représentation schématique des éléments de la barrette  
 (1) élément actif (2) élément aveugle

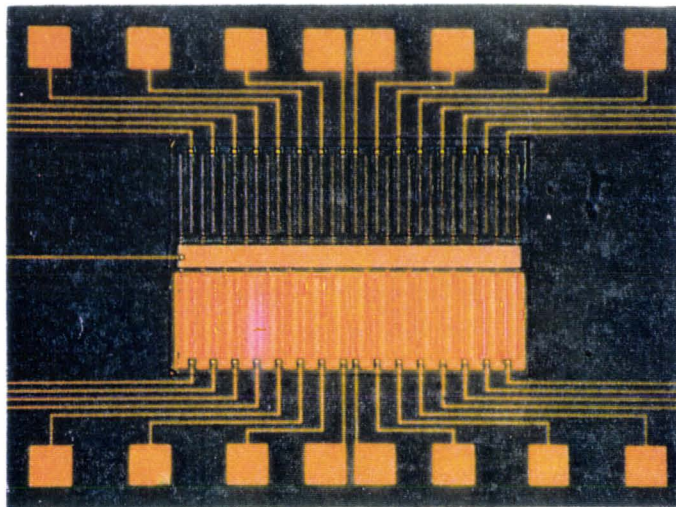
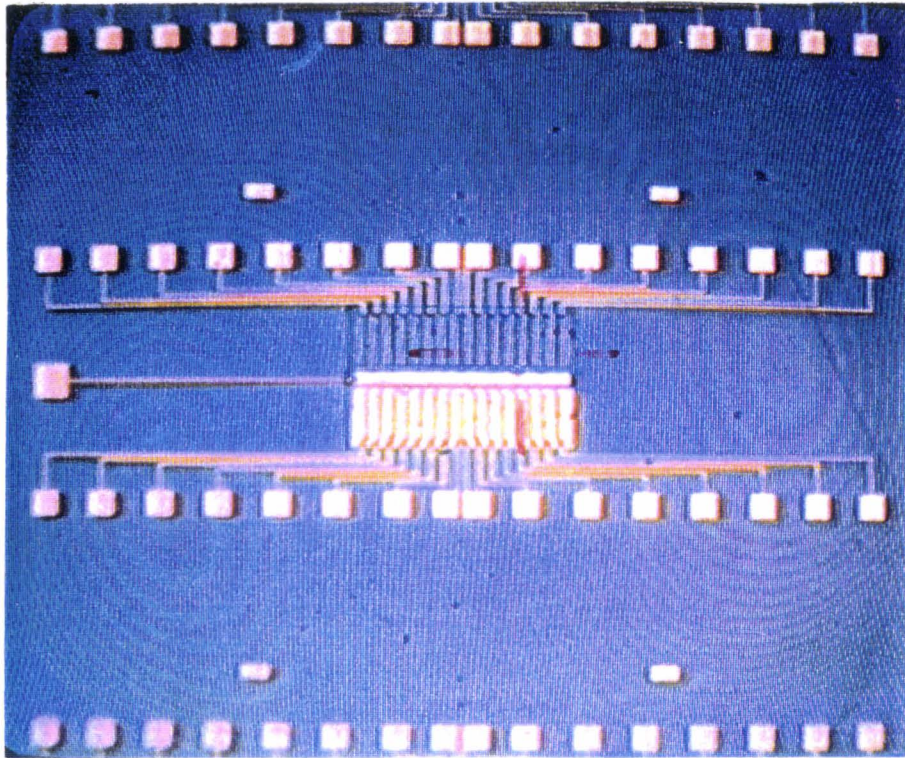


figure 2.7 Vue de l'ensemble de la barrette.

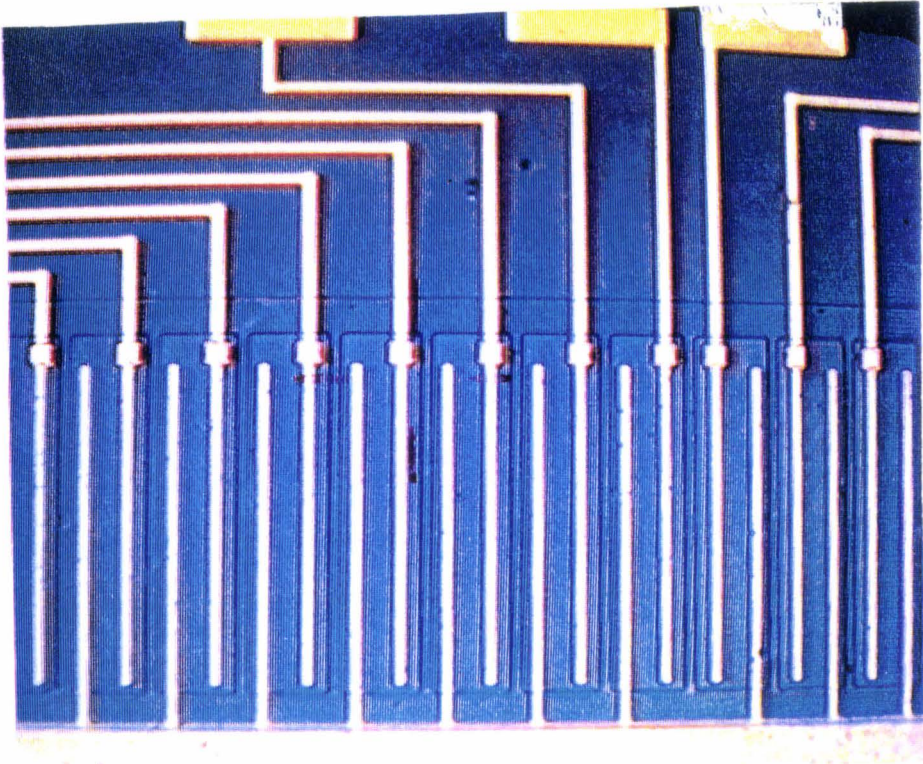


figure 2.8 Vue des éléments actifs

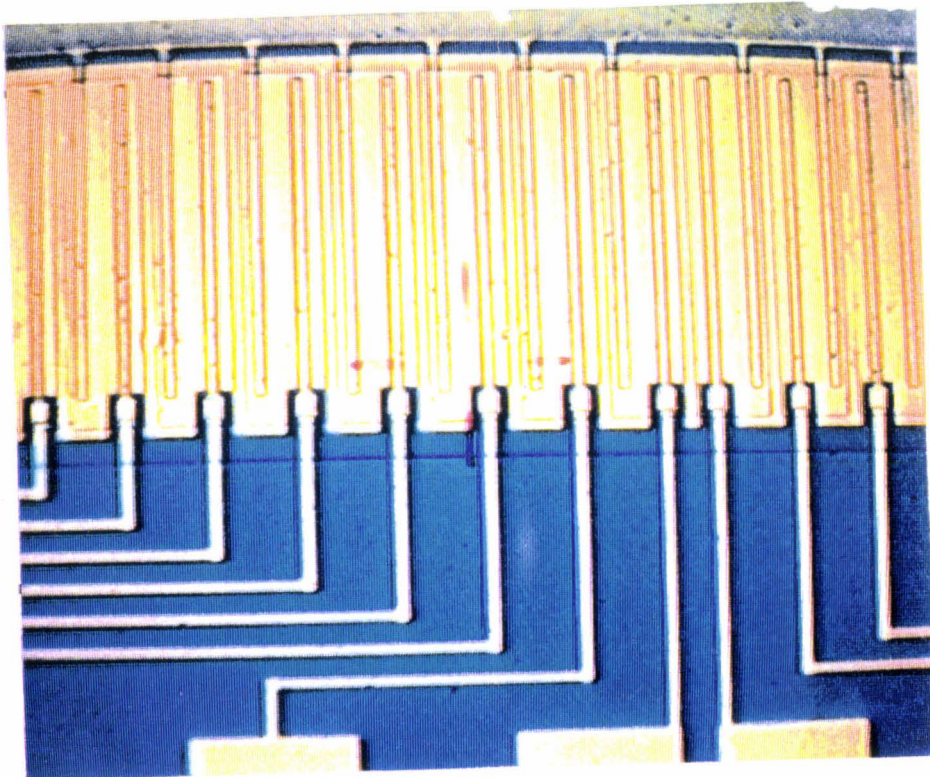


figure 2.9 Vue des éléments aveugles

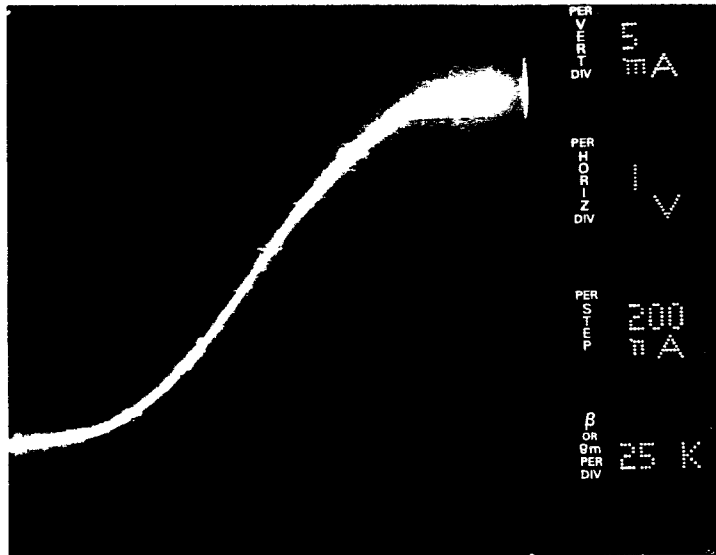
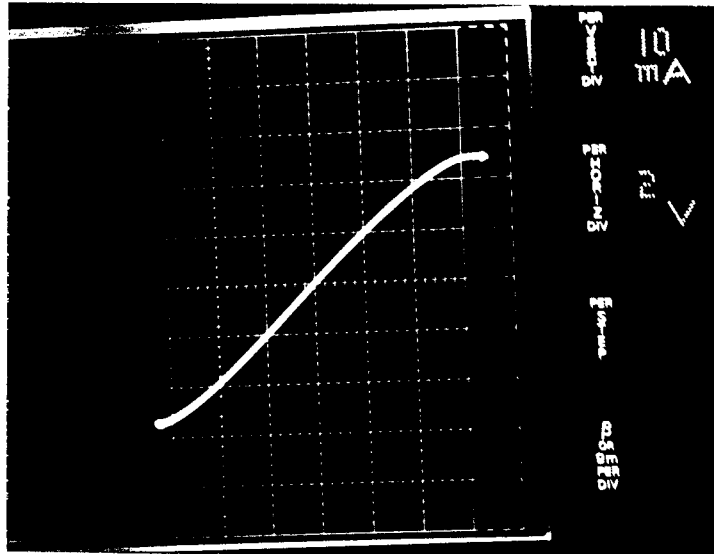


figure 2.10 Caractéristique I(V) d'un élément de la barrette.



- [1] "Use of GaAs high-gain photoconductors as new detectors in spectroscopic systems"  
**M.Constant, L.Boussekey, D.Decoster, J.P Vilcot**  
Elect.lett. 24, 3, (1988)
- [2] **B.Hombert**  
Thèse de doctorat, Lille, (1983)
- [3] **D.Lefebvre**  
Thèse de doctorat, Valenciennes, (1989)
- [4] "Raman Scattering characterization of processing effects on GaAs planar photoconductors. Proceedings of spectroscopic characterization techniques for semiconductor technology IV"  
**M.Constant, A.Bellarbi, A.Lorriaux, B.Grimbert**  
SPIE, Vol.1678, 137-146, (1992)
- [5] "Detectivity of high-gain GaAs photoconductive detectors"  
**M.Constant, D.Lefebvre, L.Boussekey, D.Decoster, J.P Vilcot**  
Elect.lett. 24, 16, (1988)
- [6] "Electrical performance and Raman scattering characterization of GaAs planar photoconductors"  
**M.Constant, A.Bellarbi, J.Laureyns, J.Vanbremeersch, J.L.Lorriaux**  
Appl. Phys. A53,568-573, (1991)



# CHAPITRE III

## **CHAPITRE III**

### **Etude des caractéristiques des éléments de la barrette**

#### **INTRODUCTION.**

Ce chapitre est consacré à l'étude des performances des éléments de la barrette décrite dans le chapitre précédent.

Dans une première étape, nous donnons les caractéristiques des photoconducteurs seuls. Les résultats expérimentaux concernent l'étude statique, la réponse impulsionnelle, l'étude dynamique et le bruit en tenant compte de l'influence de la température. Pour nous assurer du bon fonctionnement de la barrette (uniformité des performances de chaque élément), les diverses expériences ont été menées sur les différents éléments de cette dernière. Les résultats expérimentaux présentés par la suite représentent des valeurs moyennes.

Dans une seconde étape, nous étudions le circuit électrique et le système de traitement de signal associé à la barrette.

#### **I ETUDE DES PERFORMANCES DES PHOTOCONDUCTEURS.**

##### **I-1 COEFFICIENT DE REPONSE STATIQUE.**

Nous avons étudié l'influence de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse et de la température sur le coefficient de réponse statique des éléments de la barrette.

Le banc de mesure qui nous a permis d'effectuer nos expériences est décrit en annexe I.

Rappelons que le coefficient de réponse statique peut être déterminé à partir des mesures du photocourant et de la puissance lumineuse à l'aide de la relation :

$$R_o \# \frac{I_{ph}}{P}$$

### **I-1-1 Influence de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse et de la température.**

#### **I-1-1-1 Influence de la tension de polarisation.**

Nous présentons figure 3.1 les résultats expérimentaux moyens pour un élément de la barrette. Les mesures ont été effectuées à 564 nm en faisant varier la tension de polarisation pour une puissance lumineuse donnée. Pour les différentes puissances lumineuses, nous constatons :

- Une augmentation linéaire du coefficient de réponse statique avec la tension de polarisation, résultat qui peut être attribué à la diminution du temps de transit conformément à la relation ( $G = \eta (\tau_v/\tau_t)$ ) et en accord avec des études déjà effectuées sur ce type de photoconducteur [1, 2].

- Une saturation du coefficient de réponse statique suivie d'une diminution plus ou moins prononcée suivant la puissance lumineuse utilisée. Ceci est dû, d'une part à l'échauffement de la couche active qui diminue la durée de vie des paires électron-trou photocréées et, d'autre part au champ électrique qui en augmentant contribue aussi à la diminution de la durée de vie des porteurs en arrachant les trous piégés à la surface de l'échantillon.

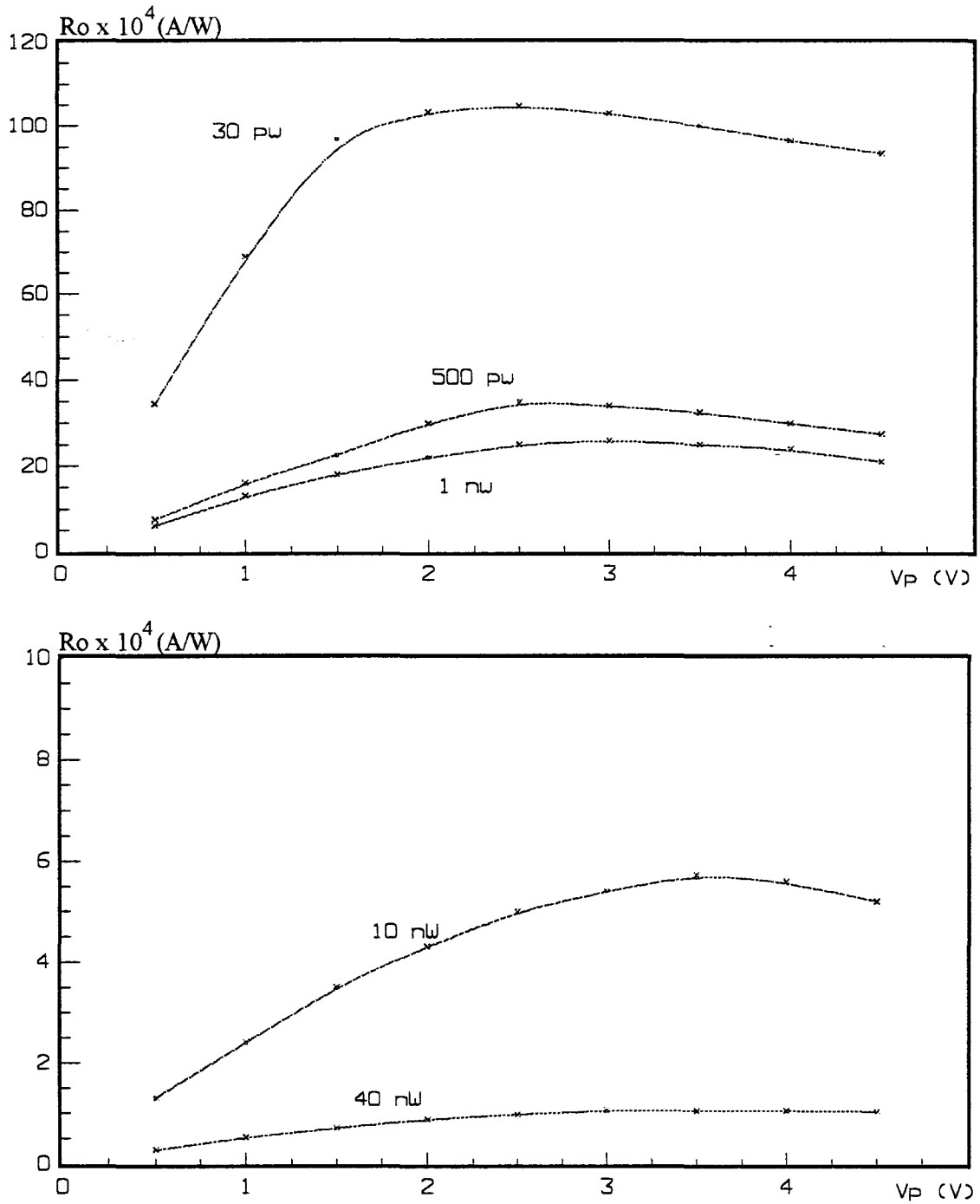


Figure 3.1 Evolution du coefficient de réponse statique en fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances lumineuses

### I-1-1-2 Influence de la puissance lumineuse.

Nous avons relevé figure 3.2 la variation du coefficient de réponse statique en fonction de la puissance lumineuse incidente à température ambiante et pour une tension de polarisation de 2 V, tension pour laquelle le coefficient de réponse statique est sensiblement maximal.

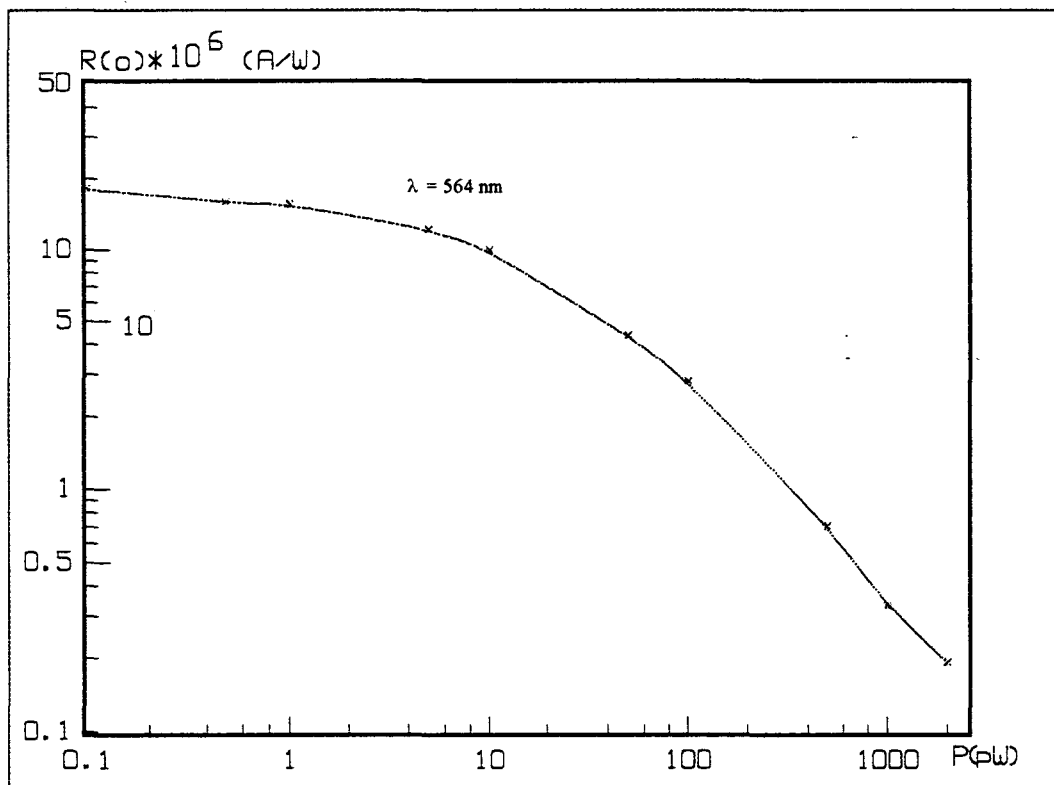


figure 3.2 Evolution du coefficient de réponse statique

en fonction de la puissance lumineuse ( $V_p = 2V$ )

Nous constatons d'après les courbes obtenues que :

- Les valeurs des coefficients de réponse statique sont très élevées et atteignent à température ambiante  $2 \cdot 10^7 \text{ A/W}$  dans le cas d'une puissance lumineuse incidente de l'ordre de 0,1 pW.

- Le coefficient de réponse statique diminue lorsque la puissance lumineuse augmente.

Sachant que le coefficient de réponse statique est proportionnel à la durée de vie des paires photocréées, ces résultats peuvent être interprétés aisément à partir de l'hypothèse d'un phénomène de piégeage des trous photocréés, évoquée au chapitre I.

Nous avons vu en effet, que dans le cas du GaAs dopé N, la structure de bande au voisinage de la surface est caractérisée par une courbure très prononcée (Chapitre I, figure 1.5). Il en résulte à la fois une zone désertée d'électrons et un phénomène de piégeage des trous dans le puits de potentiel correspondant, entraînant une séparation spatiale des trous et des électrons.

Dans le cas des puissances lumineuses très faibles, on peut considérer que l'ensemble des trous photocréés est piégé à la surface et dans ces conditions la durée de vie des paires photocréées est longue, expliquant ainsi les valeurs très élevées du coefficient de réponse statique observées pour des puissances lumineuses inférieures à 10 pW.

Si au contraire les puissances lumineuses sont élevées tous les trous photocréés ne sont plus piégés en surface. En effet, on peut considérer que les états de surface sont saturés par les trous ce qui permet à l'excédent de se recombiner avec les électrons libres dans le matériau. Dans ce cas, il n'y a plus de séparation spatiale de l'ensemble des trous et des électrons photocréés ce qui entraîne une diminution de la durée de vie des paires photocréées et par conséquent la diminution du coefficient de réponse statique.

### **I-1-1-3 Influence de la température.**

Afin de confirmer l'hypothèse selon laquelle, des phénomènes de piégeage en surface peuvent expliquer les coefficients de réponses statiques élevés présentés précédemment, nous avons relevé ces derniers pour deux températures. Les mesures ont

été effectuées en plaçant le composant, polarisé sous une tension de 2 V, dans une enceinte refroidie par un effet Peltier.

Les coefficients de réponse statique obtenus sont présentés figure 3.3. On constate que :

- le coefficient de réponse statique augmente quand la température diminue et cette augmentation est d'autant plus importante que la puissance lumineuse est faible.

- Plus la température est faible plus la puissance minimale détectable est basse.

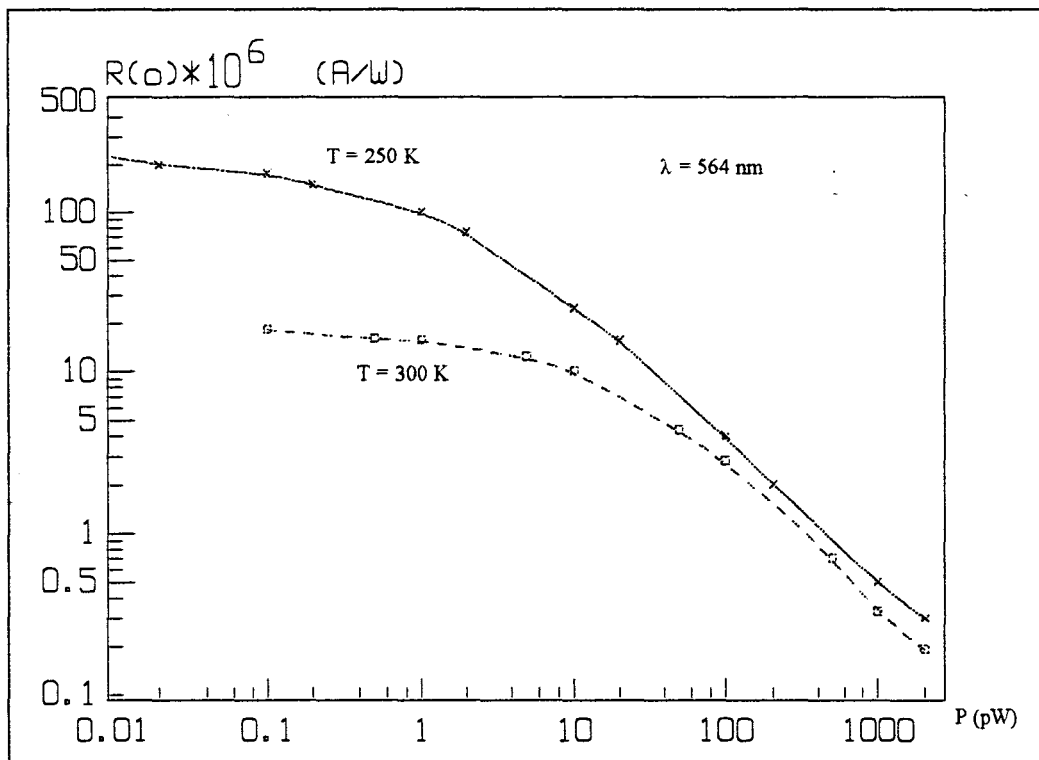


figure 3.3 Influence de la température sur le coefficient de réponse statique

L'expression du gain qui permet d'interpréter ces effets de température est donnée par [4] :

$$G_0 = \frac{\tau_0}{\tau_t} \exp \left\{ \frac{[Q_{ss} - q\alpha\tau_v(P/h\nu S)]^2}{2q\epsilon N_d(T + R_{th} \cdot V \cdot I)} \right\} \quad \text{III-1}$$

où  $\tau_0$  représente le temps moyen nécessaire aux trous pour traverser la zone de charge d'espace par agitation thermique,  $Q_{SS}$  est la charge superficielle,  $\alpha$  le coefficient d'absorption,  $S$  la surface du composant,  $\epsilon$  la permittivité du matériau,  $N_d$  le dopage et  $R_{th}$  la résistance thermique du photoconducteur qui est importante et de l'ordre de  $400^\circ/W$  [5].

Le terme  $P$  représente la puissance lumineuse incidente qui a pour effet de réduire la charge de surface par piégeage des trous et donc la profondeur du puits de potentiel, ainsi que la durée de vie.

$V$  et  $I$  représentent respectivement la tension et le courant de polarisation du photoconducteur.

La forte dépendance du gain avec la température observée sur la figure 3.3 semble confirmer l'existence d'un phénomène de piégeage pour expliquer les valeurs élevées des durées de vie et des coefficients de réponse statique de ces photoconducteurs, en parfait accord avec des études effectuées antérieurement [2, 3].

## I-2 REPONSE IMPULSIONNELLE.

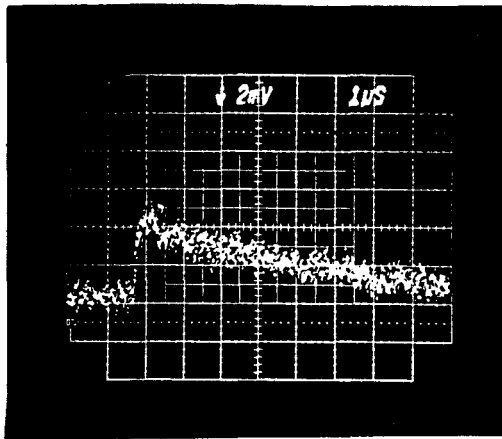
Les réponses impulsionnelles ont été faites en utilisant l'installation laser picoseconde décrite en annexe I. Les photographies n° 1, 2, 3, et 4 données figures 3.4 et 3.5 représentent les réponses impulsionnelles d'un élément de la barrette à la longueur d'onde  $\lambda = 600$  nm pour différentes puissances lumineuses.

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

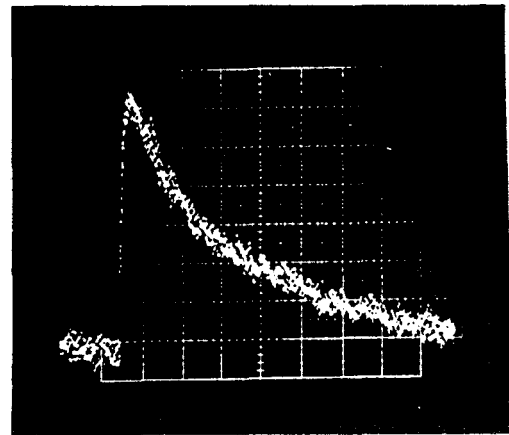
Elle est caractérisée par :

- Un temps de montée ( $t_1$ ) très faible, ce temps est lié directement au temps de transit des porteurs photogénérés [6]. Il est fonction du champ électrique appliqué entre



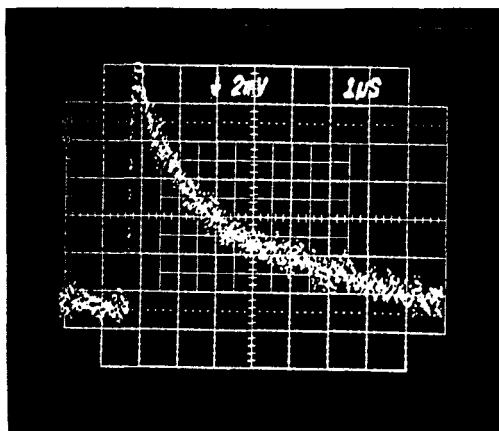


-a-

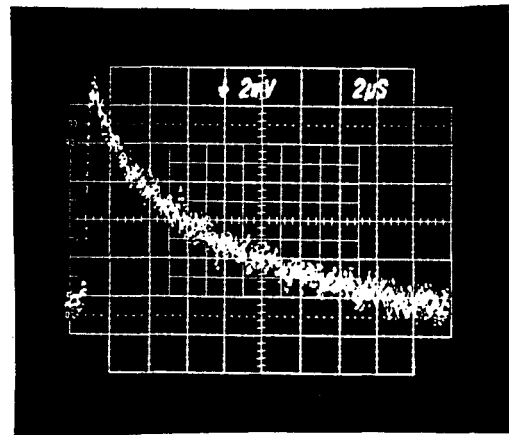


-b-

figure 3.4



-c-



-d-

figure 3.5

Réponses impulsionnelles d'un élément de la barrette pour  
différentes puissances lumineuses

-a-  $P = 1.5 \text{ nW}$

-b-  $P = 8 \text{ nW}$

-c-  $P = 12 \text{ nW}$

-d-  $P = 60 \text{ nW}$

les électrodes et tant que la vitesse de saturation n'est pas atteinte, le temps de transit diminue quand le champ électrique augmente et par conséquent le temps de montée ( $t_1$ ) diminue.

- Une décroissance, liée à la durée de vie des porteurs photocrées, qui peut être caract ris e, en première approximation, par deux constantes de temps. Aux temps courts, la décroissance est très rapide et traduit la recombinaison en volume des porteurs de charge qui n'ont pas le temps de transiter en surface. Le temps associé à ce phénomène est d'autant plus court que la puissance lumineuse est  lev e.

Il apparaît ensuite une deuxième constante de temps beaucoup plus longue qui met en évidence le phénomène de piégeage des trous en surface et qui augmente quand la puissance lumineuse diminue. Par la suite on s'intéresse spécifiquement à cette seconde constante de temps et les différentes valeurs relev es expérimentalement sont pr sent es dans le tableau ci-dessous :

Puissance lumineuse (nw)	Durée de vie ( $\mu$ s)
1.5	15
8	6.4
12	4.2
60	2.2

Notons que ces valeurs sont peu  lev es, comprises entre quelques microsecondes et quelques centièmes de millisecondes car les puissances lumineuses mises en jeu dans ces expériences sont relativement importantes à cause de la limite de la

sensibilité de la tête d'échantillonnage de l'oscilloscope utilisé. Pour des puissances lumineuses de l'ordre du picowatt ou inférieures au picowatt, ces constantes de temps sont de l'ordre de la milliseconde.

### I-3 COEFFICIENT DE REPONSE DYNAMIQUE.

Les coefficients de réponse dynamique des photoconducteurs planaires ont été calculés à partir de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle. Les résultats obtenus sont reportés figure 3.6 et nous constatons que :

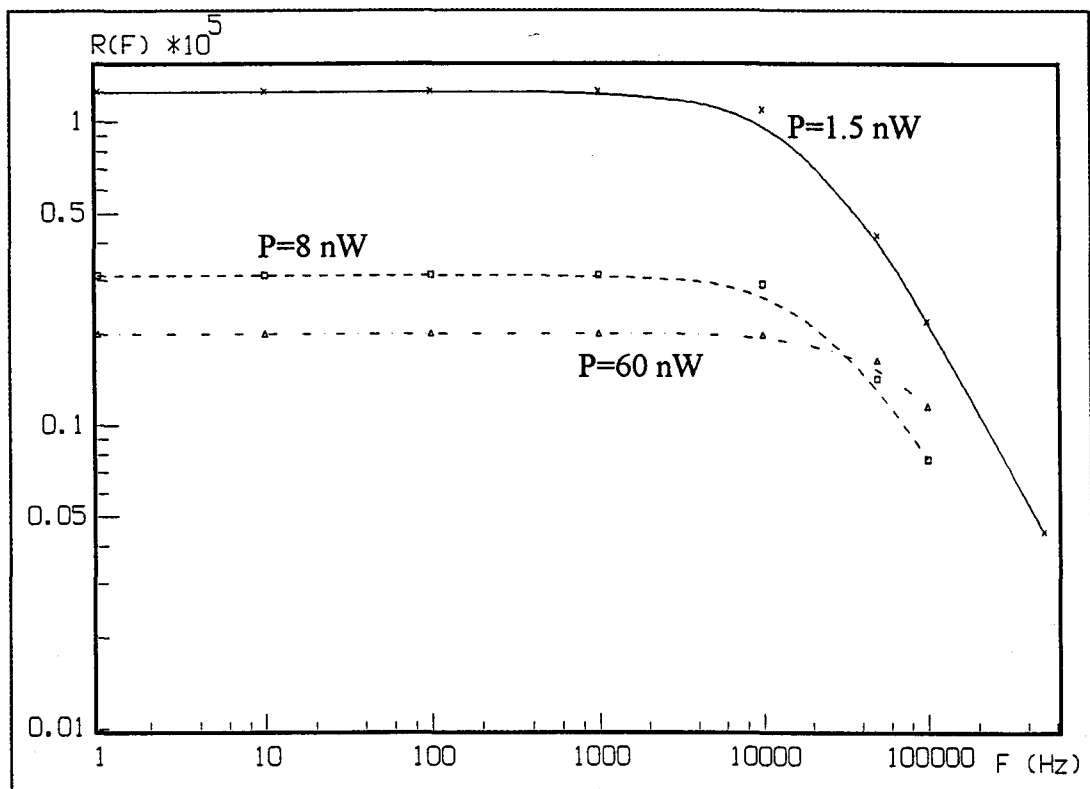


figure 3.6 Coefficient de réponse dynamique d'un élément de la barrette en fonction de la fréquence, à tension de polarisation de 2 V.

- Les fréquences de coupure varient entre 80 KHz pour  $P = 60 \text{ nW}$  et 10 KHz pour  $P = 1.5 \text{ nW}$  et correspondent aux valeurs  $2.2 \mu\text{s}$  et  $15 \mu\text{s}$  déterminées à partir de la réponse impulsionnelle. En dessous de  $f_c$ , le coefficient de réponse dynamique est constant. Au delà de cette fréquence qui détermine aussi la bande passante du dispositif, il varie en  $1/f$  conformément à la relation I-33.

Il est intéressant de noter que la fréquence de coupure de ce type de composant est faible (inférieure à 1 MHz) et qu'elle est d'autant plus petite que la puissance lumineuse est faible..

#### **I-4 BRUIT DANS LES PHOTOCONDUCTEURS.**

Les niveaux de bruit ont été relevés entre 1Hz et 100 KHz en utilisant l'analyseur de spectre HP 3561A. Le banc de mesure est décrit en annexe I et les mesures ont été effectuées en obscurité à différentes températures et en régime d'éclairement sous une puissance lumineuse incidente de 100 nW. Il est utile de préciser que ces mesures ont été effectuées dans le but d'évaluer le courant de bruit global du dispositif, information nécessaire pour déterminer sa détectivité. En effet, la gamme de fréquences explorée, limitée à 100 KHz ne permet pas de faire une interprétation très approfondie des phénomènes physiques complexes relatifs au bruit dans le composant.

La barrette a été placée dans une enceinte métallique pour l'isoler des bruits parasites provenant de l'environnement et a été alimentée par un générateur de courant. Le refroidissement est assuré par un module utilisant l'effet Peltier.

#### I-4-1 Bruit en obscurité.

Les courants de bruit relevés à température ambiante et à 250 K sont représentés figure 3.7a et 3.7b. Dans le domaine des basses fréquences, inférieures à 1 KHz, on observe bien le bruit en  $1/f$  qui vient se superposer au bruit de génération-recombinaison.

Par ailleurs, ce dernier prédomine dans la gamme de fréquences 1 KHz- 100 KHz et son niveau est de l'ordre de  $3 \text{ nA}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Le bruit thermique peut être négligé dans la gamme de fréquences étudiée, car les éléments de la barrette possèdent des résistances internes faibles, de l'ordre de 200  $\Omega$ . Si l'on examine plus attentivement les variations des niveaux de bruit, on remarque tout d'abord une diminution sensible du bruit en  $1/f$  lorsque la température décroît. Cet effet peut s'interpréter en terme de diminution des fluctuations de la distribution des pièges dans le matériau. L'influence de la variation de la température entre 300 K et 250 K sur les niveaux de bruit de génération-recombinaison est moins nette. Cette variation de température est trop faible pour permettre des investigations quantitatives des phénomènes de piégeage-dépiégeage caractéristiques du bruit de génération-recombinaison en obscurité.

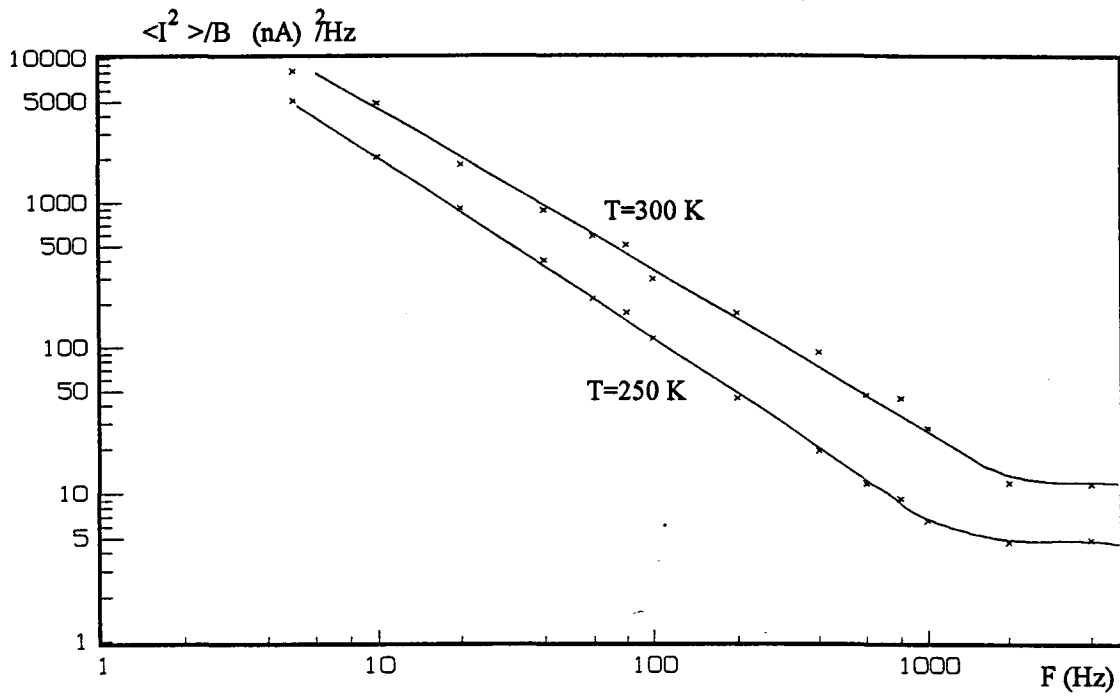


figure 3.7a

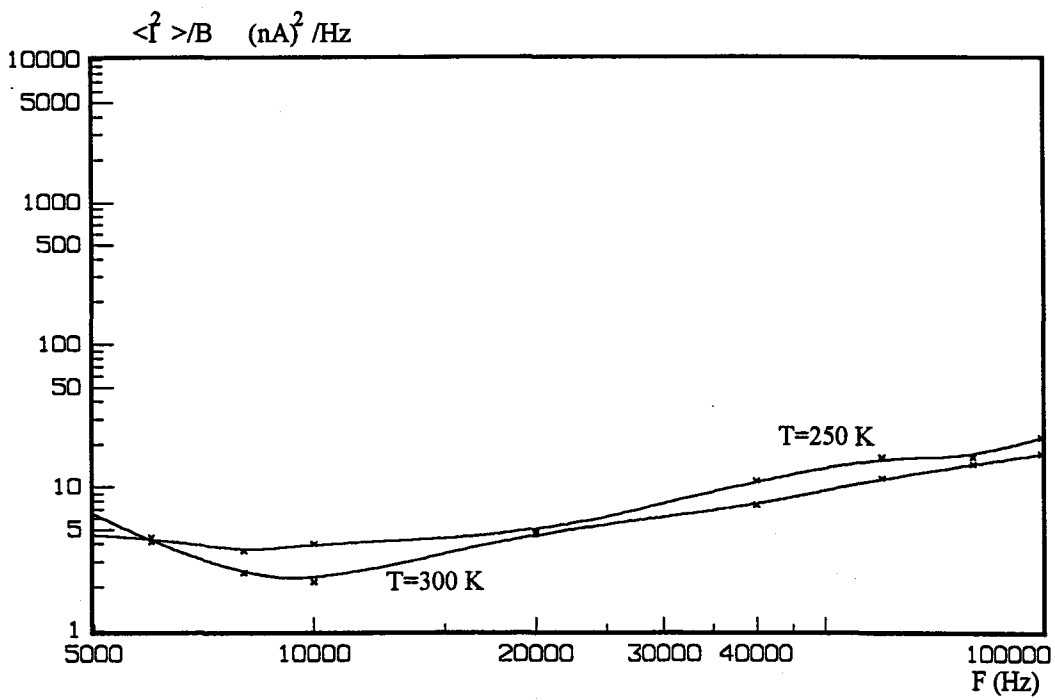


figure 3.7b

Courant de bruit en obscurité ( $V_p=2V$ )

#### I-4-2 Bruit en éclairement.

Dans le cas où le dispositif est éclairé, un bruit de génération-recombinaison lié à la fluctuation du taux de génération-recombinaison des charges photocrées par la lumière incidente vient s'ajouter aux bruits en obscurité. Le courant de bruit relevé en condition d'éclairage et comparé au courant de bruit en obscurité est représenté sur les figures 3.8a et 3.8b.

Pour les fréquences inférieures à 200 Hz, on remarque tout d'abord une augmentation importante du courant de bruit en régime d'éclairage. Cette augmentation des fluctuations lentes du bruit n'est pas surprenante étant donnée l'augmentation du courant total circulant dans un élément de la barrette.

Dans la gamme de fréquences 1 KHz-100 KHz un bruit de génération-recombinaison lié à la fluctuation du taux de génération-recombinaison des charges photocrées par la lumière incidente selon un processus de Poisson vient s'ajouter aux bruits observés en obscurité. Le niveau du bruit en éclairage et sa variation fréquentielle sont essentiellement liés à la valeur du photocourant et à la durée de vie des porteurs photocrées selon la relation I-36. Toutefois, à la puissance lumineuse élevée de 100 nW, volontairement choisie pour mettre en évidence de façon sensible les effets liés à l'éclairage, la durée de vie des porteurs est de l'ordre de la microseconde. Dans ces conditions, on ne peut pas mettre en évidence la fréquence de coupure caractéristique du bruit de génération-recombinaison en régime d'éclairage, dans la gamme de fréquences étudiée.

Compte tenu du temps de transit des électrons de 200 ps et de la durée de vie des paires photocrées de 3  $\mu$ s, nous obtenons une valeur théorique du courant efficace de bruit de génération-recombinaison en éclairage égale à  $2 \text{ nA}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

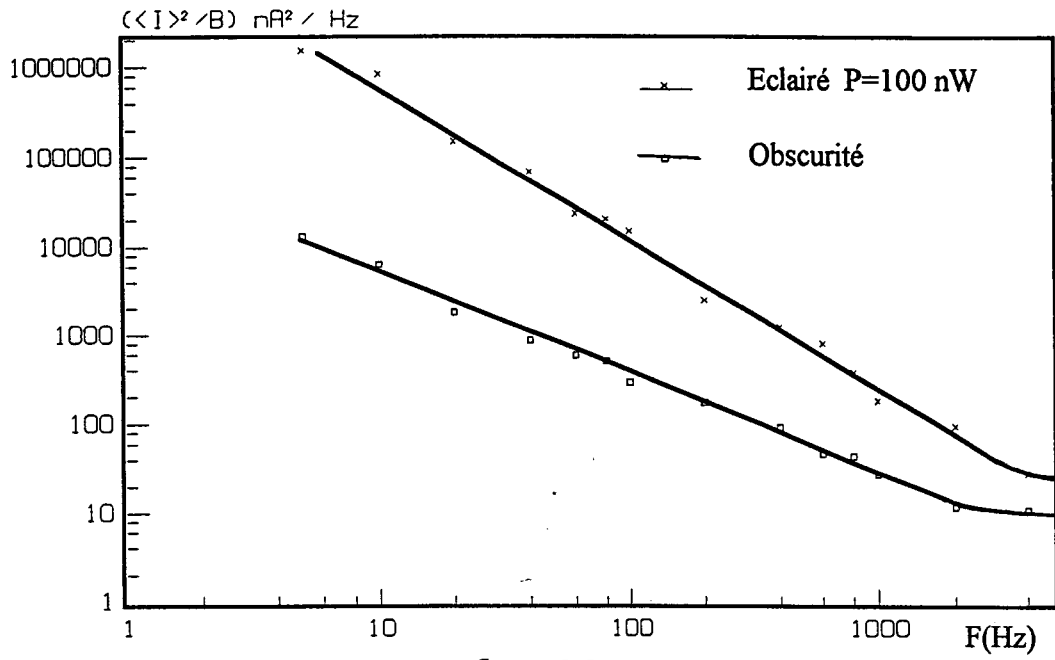


figure 3.8a

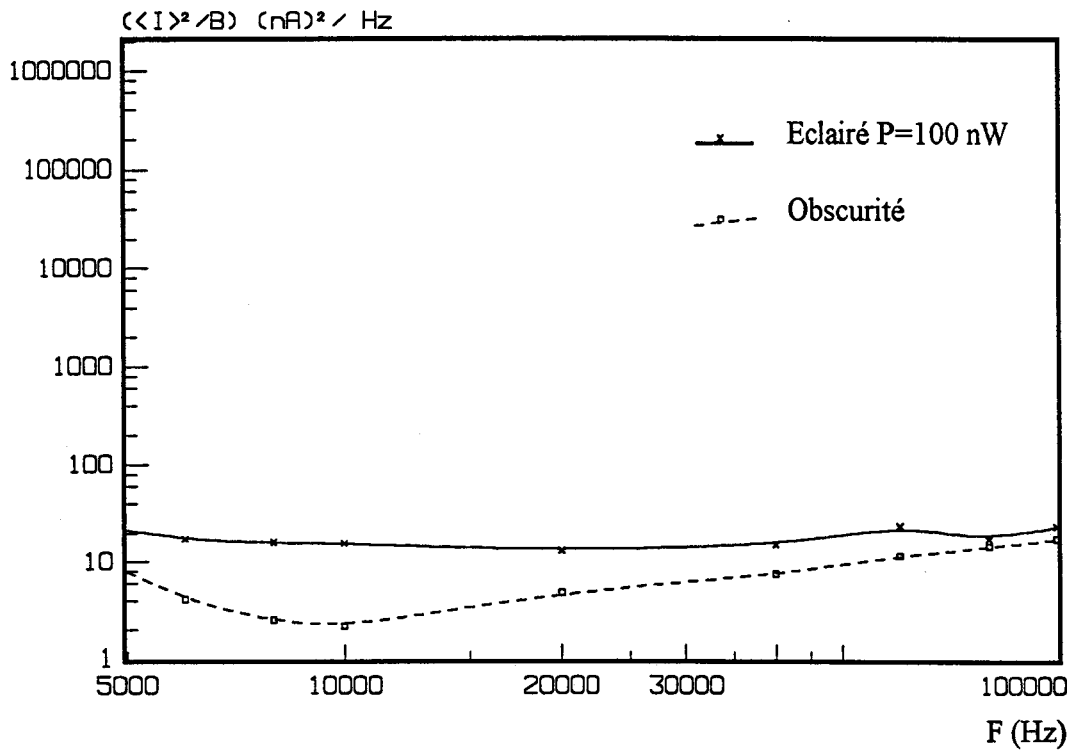


figure 3.8b

Courant de bruit en éclairage ( $V_p=2V$ )



### I-5 DETECTIVITE SPECIFIQUE.

La connaissance des deux caractéristiques, coefficient de réponse statique et niveaux de courant de bruit, nous permet de calculer la détectivité spécifique moyenne d'un élément de la barrette.

L'expression de la détectivité spécifique  $D^*$  est (I-40) :

$$D^* = \frac{R_0 \sqrt{A} \sqrt{B}}{\sqrt{\langle I^2 \rangle}}$$

où  $R_0$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $\sqrt{\langle I^2 \rangle}$  sont respectivement le coefficient de réponse statique du photoconducteur, sa surface sensible, sa bande passante et son courant efficace de bruit.

Les valeurs du coefficient de réponse et de la bande passante d'utilisation sont déduites des figures 3.2 et 3.3. Les courants efficaces de bruit sont calculés en intégrant l'aire sous les courbes reportées sur les figures 3.7a-b.

La surface d'un élément de la barrette est de  $10\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$  et nous obtenons à la longueur d'onde  $\lambda = 564 \text{ nm}$  la détectivité spécifique :

$$D^*(\text{à } 300 \text{ K}) = 1.24 \cdot 10^{13} \text{ cm } \sqrt{\text{Hz/W}}$$

$$D^*(\text{à } 250 \text{ K}) = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ cm } \sqrt{\text{Hz/W}}$$

## II CIRCUIT ELECTRIQUE ASSOCIE A LA BARRETTE.

### II-1 PRESENTATION DU CIRCUIT.

Nous avons conçu et réalisé le circuit électrique (figure 3.9), qui se compose de trois parties : un étage capteur, un étage amplificateur et un étage de traitement de signal.

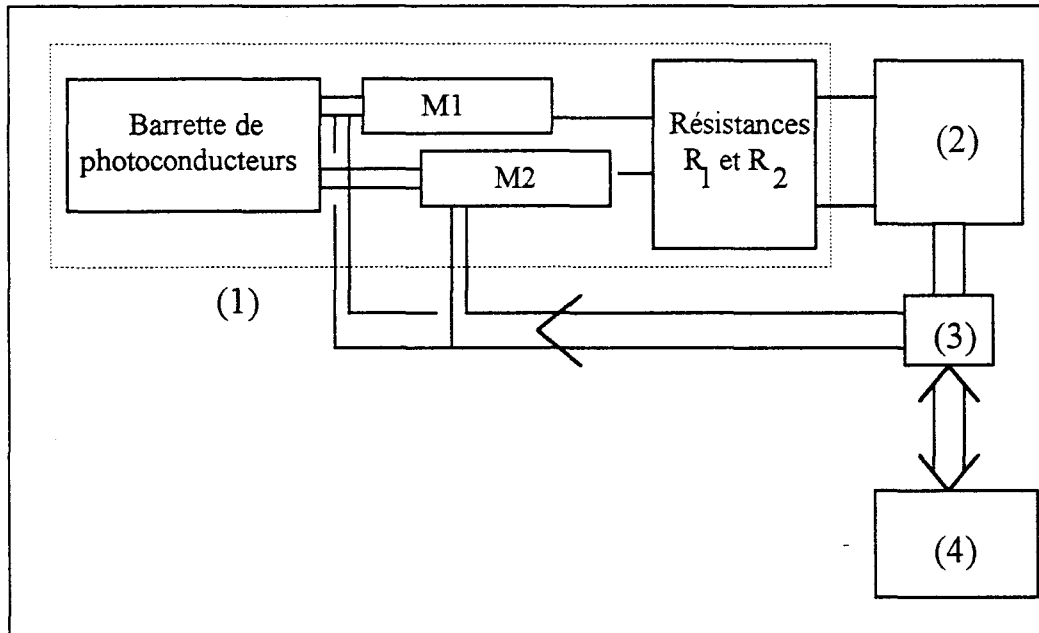


Figure 3.9 Schéma synoptique du montage électrique associé  
à la barrette de photoconducteurs

- |                         |                                     |
|-------------------------|-------------------------------------|
| (1) Etage capteur       | (2) Etage amplificateur-intégrateur |
| (3) carte d'acquisition | (4) Micro-ordinateur.               |

### II-1-1 Etage capteur.

L'étage capteur consiste en un pont de Wheatstone (figure 3.10), dans lequel sont placés les photoconducteurs actifs ( $R_{ac}$ ) et aveugles ( $R_{ob}$ ) permettant l'annulation du courant d'obscurité (par réglage de la résistance  $R_2$ ) et la compensation des variations électroniques des photoconducteurs liées à la température et à la présence des multiplexeurs  $M_1$  et  $M_2$ . La tension  $V_{AB}$  recueillie aux bornes du pont de Wheatstone représente le déséquilibre de ce dernier sous l'effet de l'éclairement du photoconducteur  $R_{ac}$ .

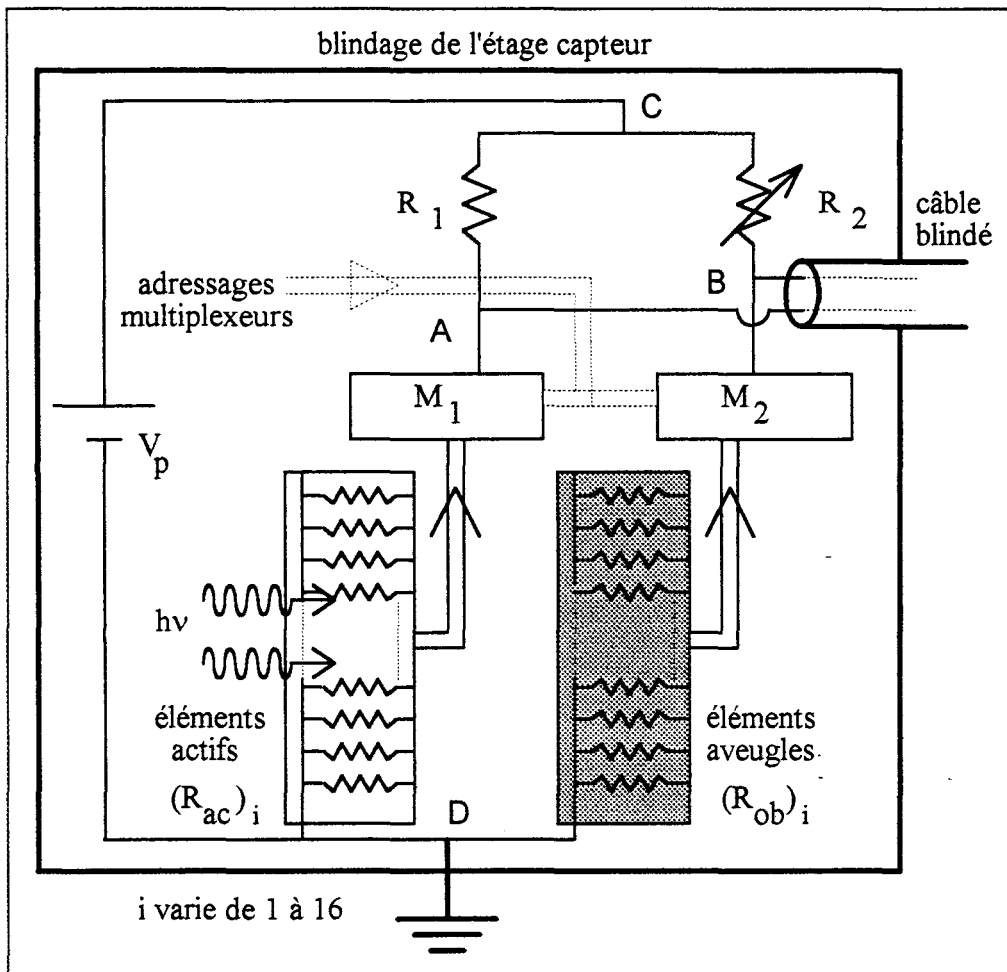


figure 3.10 Etage capteur

On a pris soin en outre de choisir la résistance  $R_1 \neq R_{ac}$  pour obtenir une tension de déséquilibre du pont de Wheatstone  $V_{AB}$  maximale.

Toutefois, à cause de la dispersion des valeurs des résistances des éléments de la barrette (entre 180 et 240  $\Omega$ ) dans l'obscurité, on a pris une valeur moyenne de  $R_1$  de l'ordre 210  $\Omega$ .

Les multiplexeurs  $M_1$  et  $M_2$  (DG 535DJ de chez Siliconix) permettent de sélectionner, à l'aide d'un adressage approprié, un couple d'éléments (actif et aveugle) quelconque de la barrette. Les positions des deux multiplexeurs permettent, en plus de leur rôle principal, de compenser l'effet de leur résistance interne qui est de l'ordre de 90

Ohms. La masse commune des photoconducteurs est reliée au point D du pont de Wheatstone par un câble blindé qui assure une protection efficace vis-à-vis des parasites extérieurs. De même, l'ensemble de l'étage capteur, y compris son alimentation, est isolé des couplages éventuels électromagnétiques et électrostatiques extérieurs par un écran approprié.

### II-1-2 Etage amplificateur-intégrateur.

Le second étage (figure 3.11) du circuit consiste en une amplification et un filtrage de la tension  $V_{AB}$  à l'aide d'un amplificateur (LF 351) à haute impédance d'entrée [7]. L'indépendance électrique des ponts nous a contraint à utiliser une entrée flottante au niveau de l'amplificateur.

La fonction de filtrage du signal  $V_{AB}$  est réalisée par une capacité  $C$  et une résistance  $R$ , de valeur élevée pour limiter les courants de fuite. La constante de temps du dispositif est donnée par  $\tau = R.C$ . Les valeurs des résistances  $R$  et  $R_e$  sont choisies pour limiter le gain de l'amplificateur en basses fréquences.

La tension ( $V_s$ ) à la sortie de l'amplificateur est envoyée, soit sur un enregistreur pour la détection Raman monocanale, soit sur le micro-ordinateur via une carte d'acquisition pour la détection Raman multicanale.

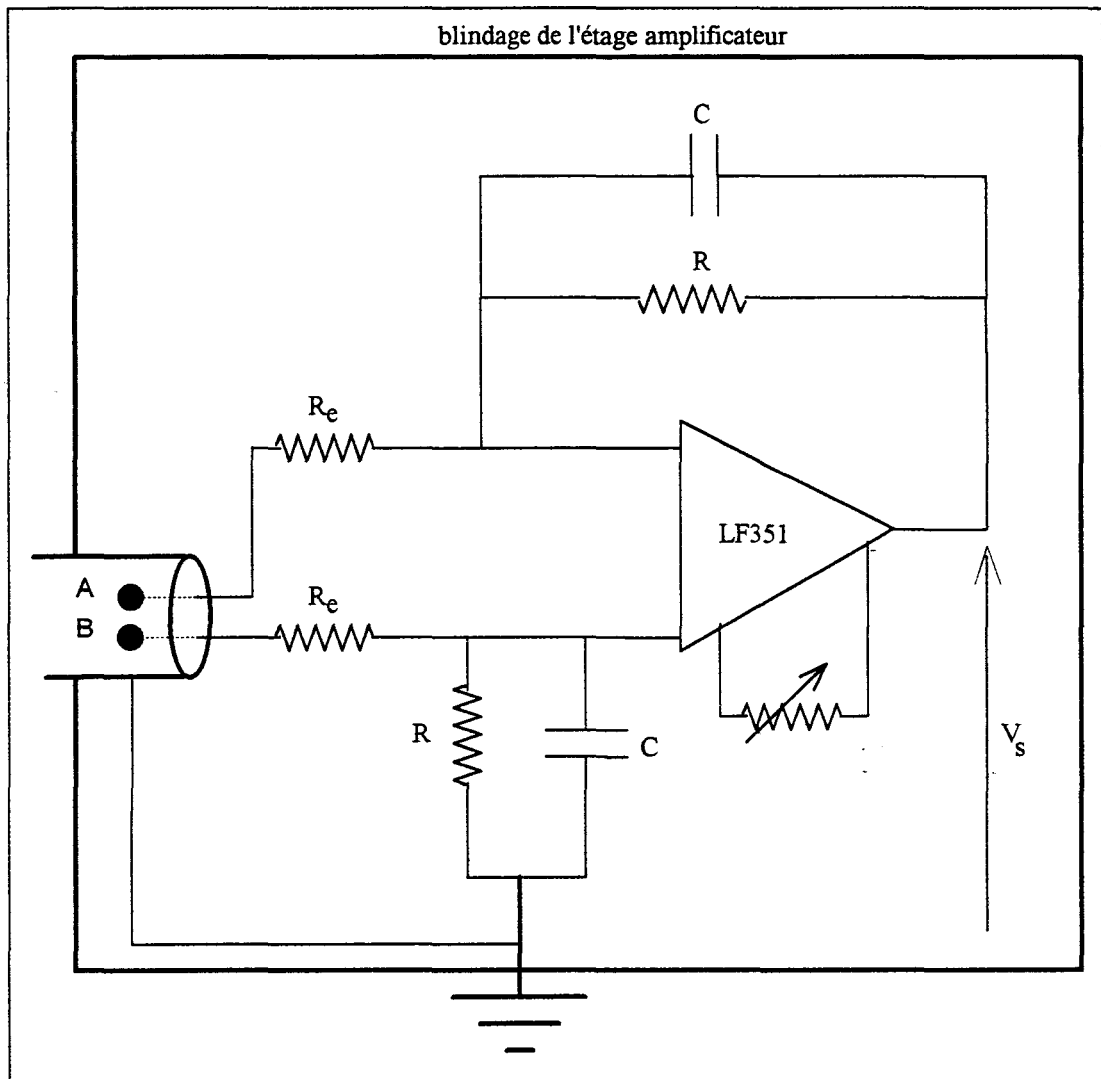


figure 3.11 Schéma de l'amplificateur.

### II-1-3 Etage traitement de signal.

Le troisième étage est constitué d'une carte d'acquisition de données basée sur un PIA 8852 (Programmable Peripheral Interface) [8] qui assure, d'une part l'adressage des multiplexeurs  $M_1$  et  $M_2$  intégrés dans le pont de Wheatstone et d'autre part l'acquisition des données à la sortie de l'amplificateur.

Le câblage de la carte et la conception du programme, en langage turbo basic, ont été réalisés au sein de notre équipe [9]. La mise en oeuvre de cette carte a été guidée

par les obligations suivantes :

- Deux possibilités d'utilisation , soit en détection monocanale (utilisation d'un seul élément photoconducteur de la barrette), soit en détection multicanale (utilisation de l'ensemble des éléments de la barrette).

- Lecture séquentielle de la barrette en détection multicanale pour n'utiliser qu'un seul étage amplificateur, quelque soit le nombre d'éléments photoconducteurs de la barrette.

- Visualisation en temps réel du niveau de signal reçu par un élément de la barrette pour optimiser les conditions d'enregistrement (réglage de la position de la barrette, de l'ouverture de la fente, du domaine spectral visualisé.....).

- Acquisition des données dans deux blocs mémoire, l'un pour le cycle lumière, l'autre pour le cycle noir et possibilité d'effectuer des opérations arithmétiques (soustraction des deux blocs mémoire, calcul de la valeur moyenne....).

#### **II-1-4 Rôle du micro-ordinateur.**

Le micro-ordinateur a pour rôle essentiel le pilotage de la lecture séquentielle de la barrette, le stockage et le traitement des données relevées en sortie de l'étage amplificateur-intégrateur.

### **III CARACTERISTIQUES DU CIRCUIT .**

Le gain statique, en tension, du dispositif est donné par le rapport  $V_S/V_{AB}$  où  $V_S$  est la tension de sortie de l'amplificateur et  $V_{AB}$  la tension délivrée aux bornes du pont de Wheatstone (figure 3.10).

La tension  $V_{AB}$  est donnée par la relation :

$$V_{AB} = \left[ \frac{R_{ac}}{R_1 + R_{ac}} - \frac{R_{ob}}{R_2 + R_{ob}} \right] V_p$$

où  $V_p$  est la tension de polarisation du pont.

Quand le photoconducteur  $R_{ac}$  est placé dans l'obscurité, l'équilibre du pont est obtenu par l'équation :

$$R_1 R_{ob} = R_{ac} R_2$$

Sous l'éclairement du photoconducteur  $R_{ac}$ , il y a variation du courant qui circule dans la branche  $R_{ac}$  et  $R_1$  du pont de Wheatstone. La nouvelle valeur de la tension  $V_{AB}$  est alors reliée au photocourant  $I_{ph}$  généré par le photoconducteur éclairé par la relation :

$$V_{AB} = \frac{R_{ob} \cdot R_1}{R_2 + R_{ob}} I_{ph}$$

La résistance  $R_1$  étant équivalente à celle du photoconducteur  $R_{ac}$ , l'équation précédente se réduit donc à :

$$V_{AB} = \frac{R_{ac}}{2} \cdot I_{ph}$$

Si l'on se réfère à la figure 3.11, la tension de sortie  $V_s$  de l'étage amplificateur est égale à :

$$V_s = \frac{-R}{R_e} \cdot V_{AB}$$

Pour bénéficier de la pleine échelle du convertisseur A/N, lors de l'utilisation de la carte d'acquisition, nous avons fixé le rapport des résistances  $R/R_e$  égal à 10 ( $R = 100 \text{ K}\Omega$ ,  $R_e = 10 \text{ K}\Omega$ )

### III-1 Constante de temps liée au filtrage.

La constante de temps du dispositif est donnée par le choix de la capacité C placée dans la boucle de contre-réaction de l'amplificateur opérationnel de sortie. La capacité a été choisie égale à 10  $\mu\text{F}$ , ce qui donne une constante de temps R.C égale à 1 seconde. La fréquence de coupure  $f_c$  obtenue est alors très basse et, est donnée par la relation :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi RC} = 1.5 \cdot 10^{-1} \text{ Hz}$$

Cette fréquence de coupure très faible permet d'atténuer le bruit basses fréquences du photoconducteur et de s'affranchir des bruits parasites extérieurs.

### III-2 Stabilité du montage

La stabilité de l'ensemble du montage et plus particulièrement de la tension de déséquilibre  $\Delta V_{AB}$  dépend avant tout de la stabilité du photocourant fourni par le photoconducteur lorsqu'il est soumis à des éclairagements très faibles.

Le premier test a été d'abord réalisé au niveau du pont de Wheatstone. Nous avons branché un microvoltmètre numérique à 200.000 points aux bornes A et B du pont et nous avons alors calculé le photocourant généré par le photoconducteur  $R_{ac}$  placé sous éclairement à partir de la mesure de la variation de la tension de déséquilibre sous l'effet de la puissance lumineuse, suivant la formule simplifiée :

$$I_{ph} \# \frac{2}{R_{ac}} \cdot \Delta V_{AB}$$

Avec  $R_1 \# R_{ac}$  et  $R_{ob} \# R_2$

La limite de stabilité de la mesure au niveau du microvoltmètre est de l'ordre de 100 $\mu\text{V}$  pour une résistance interne égale à 10  $\text{M}\Omega$ . Nous avons donc, compte tenu de la



valeur moyenne de la résistance des photoconducteurs de  $200 \Omega$ , une stabilité de mesure du photocourant au niveau du photoconducteur de l'ordre de  $1 \mu\text{A}$ .

Or à température ambiante et pour des puissances lumineuses très basses, de l'ordre du picowatt (plage de puissances caractéristiques de la diffusion Raman), le photocourant généré par un élément de la barrette est supérieur au  $\mu\text{A}$ . En effet pour une puissance lumineuse de  $0.1 \text{ pW}$  on obtient une tension de déséquilibre de l'ordre de  $200 \mu\text{Volts}$  ce qui correspond à un photocourant de  $1.65 \mu\text{A}$ .

### **III-3 INFLUENCE DES MULTIPLEXEURS.**

Nous avons relevé le coefficient de réponse statique en fonction de la puissance lumineuse au niveau du pont, avec et sans multiplexeurs.

Les résultats obtenus sont présentés figure 3.12. On remarque un léger affaiblissement du coefficient de réponse statique, lié à une diminution du photocourant dûe à la résistance du multiplexeur M1.

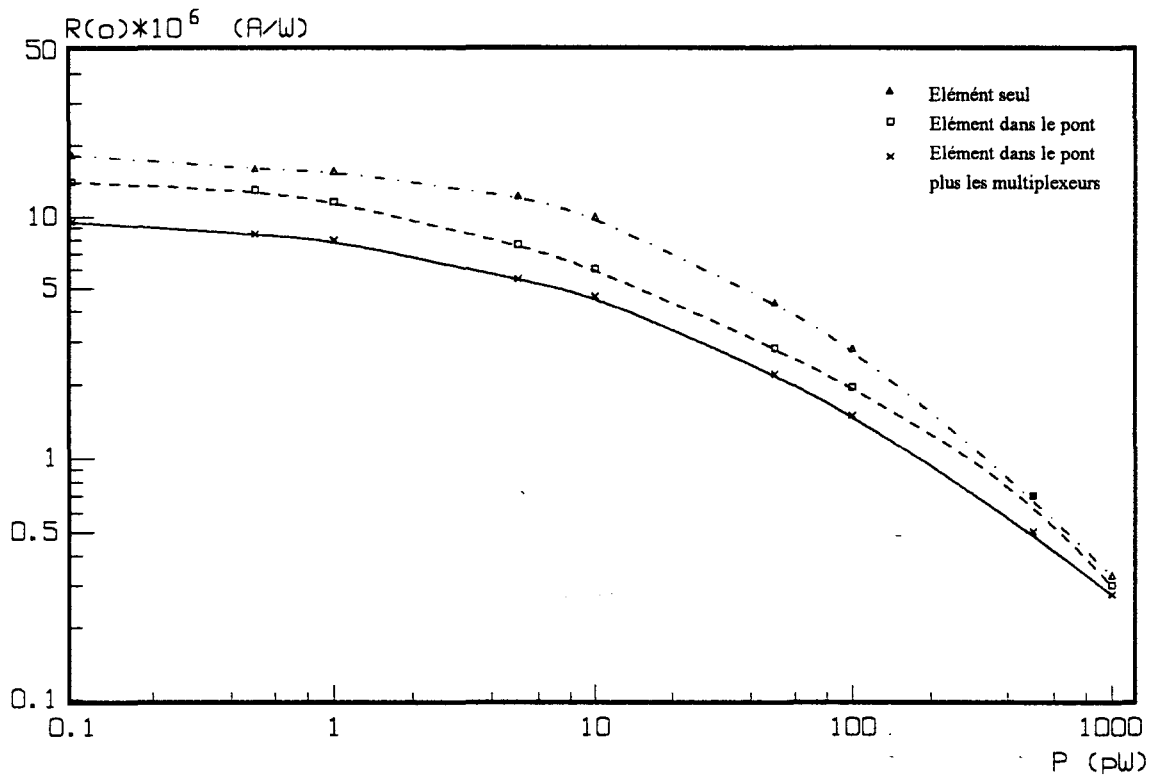


figure 3.12

#### III-4 INFLUENCE DE L'ETAGE AMPLIFICATEUR.

Nous avons testé aussi la stabilité du signal  $V_s$  en sortie de l'amplificateur de façon à s'assurer que ce dernier n'introduit pas un bruit supplémentaire. Le schéma de principe équivalent simplifié de l'amplificateur en fonctionnement avec ses diverses sources de bruit est représenté figure 3.13.

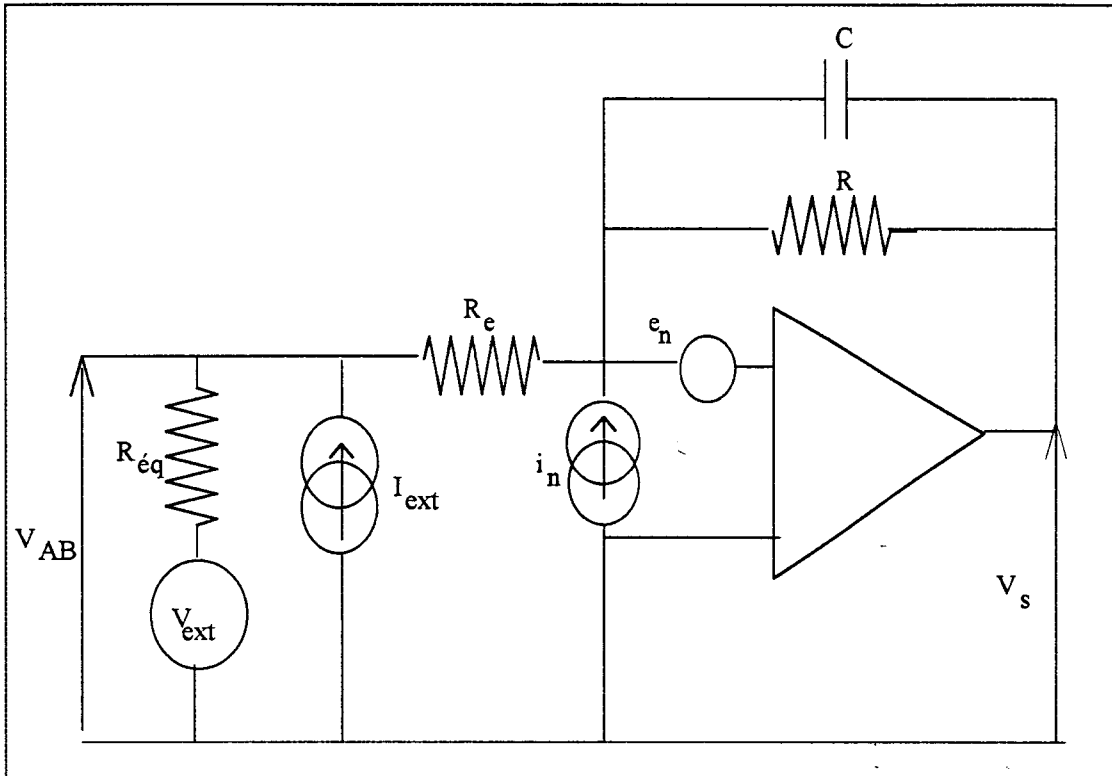


figure 3.13 Schéma équivalent de l'amplificateur opérationnel en fonctionnement.

avec ses diverses sources de bruit.

L'équation résultante de ce schéma, compte tenu que  $R_e \ll R$ , est :

$$V_s = -V_{AB} \frac{R}{R_e} + I_{ext} R + V_{ext} \frac{R}{R_e} + i_n R + e_n \left(1 + \frac{R}{(R_e + R_{eq})}\right)$$

Le terme  $V_{AB} \cdot R/R_e$  représente le signal utile amplifié dû à l'éclairement du photoconducteur.

Les termes  $i_n R$ ,  $e_n(1 + R/(R_e + R_{eq}))$  représentent la contribution au signal des bruits d'origine interne à l'amplificateur-intégrateur.

Les termes  $I_{ext} R$ ,  $V_{ext} \cdot R/R_e$  représentent la contribution des bruits d'origine externe.

Par l'utilisation d'un blindage approprié, le bruit externe peut être rendu négligeable devant le bruit interne de l'amplificateur opérationnel pour lequel les courants et tensions de décalages sont importants. D'autre part, l'influence de la résistance équivalente du pont de Wheatstone sur le bruit interne de l'amplificateur est rendue négligeable par un choix approprié de  $R_e$ .

L'équation précédente peut se ramener à l'équation suivante :

$$V_s = -V_{AB} \cdot \left(\frac{R}{R_e}\right) + i_n \cdot R + e_n \left(\frac{R}{R_e}\right)$$

Il est à remarquer que le terme  $i_n \cdot R$  est également réduit par l'emploi de Bi-FET pour l'étage d'entrée de l'amplificateur opérationnel.

Le tableau (I) récapitulatif donne pour différentes valeurs de la puissance lumineuse incidente sur les éléments de la barrette, les valeurs des photocourants générés par ceux-ci ainsi que les tensions correspondantes délivrées en sortie de l'amplificateur.

Puissance lumineuse (pw)	$V_{AB} \# (R_{ac}/2) \cdot I_{ph}$ (mV)	$I_{ph}$ ( $\mu A$ )	$V_s$ (mV)	$V_s/V_{AB}$
100	6.6	55	67	10
10	0.9	7.6	9	10
2	0.6	5	6.1	10.2
1	0.35	2.9	3.6	10.2
0.2	0.32	2.5	3.1	10.3
0.1	0.2	1.7	2.1	10.5

tableau I

Les résultats du tableau I montrent que le système électronique d'amplification-intégration du signal issu du photoconducteur de la barrette n'altère en rien les performances de sensibilité de celle-ci. On remarque tout particulièrement que la puissance minimale mesurable, 0.1 pW (à température ambiante), est la même en sortie de l'étage amplificateur qu'au niveau du photodétecteur lui-même. Nous pouvons donc disposer du signal des éléments de la barrette, amplifié et intégré de manière à être exploitable par notre système de traitement de signal.

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] **B.Berdai**  
Thèse de doctorat, Lille, (1984)
- [2] **J.P.Vilcot**  
Thèse de doctorat, Lille, (1984)
- [3] "Surface and interface depletion corrections to free carrier-density determinations by Hall measurements"  
**A.Chandra, C.E.C Wood, D.W.Woodard, L.F. Eastman.**  
Solid-State Electron, vol.22, pp 645-50, (1979).
- [4] "Température effects on high-gain photoconductive detectors"  
**J.P.Vilcot, J.L Vaterkowski, D.Decoster, M.Constant**  
Elect. Lett. 20, 2, pp 86-88 (1984)
- [5] "Detection optique à circuit intégrés monolithiques à semiconducteurs III-V"  
**J.P.Vilcot, D.Decoster, M.Constant, S.Laval**  
Rapport de contrat, D.A.I.I (1984)
- [6] **B.Hombert**  
Thèse de doctorat, Lille, (1983)
- [7] "Amplificateurs Opérationnels avec entrées à JFET"  
National Semiconductor (Documentation Technique).
- [8] "Circuits Intégrés pour  $\mu$ -ordinateurs"  
Documentation Technique (Elector infocarte 159)
- [9] **O.Lambert**  
Rapport de stage (1992).

# CHAPITRE IV

**CHAPITRE IV****Essais sur sites instrumentaux****Détection Raman monocanale et multicanale****INTRODUCTION**

Pour confirmer la validité des performances obtenues avec la barrette et plus particulièrement pour tester sa capacité à détecter des faibles flux lumineux, nous l'avons utilisée sur site instrumental de détection Raman.

Cette application directe et concrète dans le domaine de la spectrométrie optique est particulièrement sévère et délicate étant données les puissances lumineuses très faibles de l'ordre de  $10^{-12}$  à  $10^{-15}$  W à mesurer.

Pour mener à bien ce travail nous avons procédé par étapes successives de difficulté croissante. Dans un premier temps, le spectromètre Raman utilisé a été adapté à une détection monocanale ce qui nous a permis d'effectuer, en n'utilisant qu'un seul élément de la barrette, l'enregistrement de raies spectrales émises par une lampe à vapeur de Mercure basse pression puis celui de raies Raman. Les spectres enregistrés ont été comparés à ceux obtenus par un photomultiplicateur dans les mêmes conditions expérimentales d'éclairement de l'échantillon analysé.

Ces premiers essais ayant donné les résultats attendus, nous avons ensuite adapté le site instrumental à une détection multicanale. Les performances de la barrette associée à son système électronique de balayage ont alors été testées en sortie du spectromètre Raman multicanal.

Comme précédemment, avant l'obtention d'images multicanales de raies Raman nous avons procédé à l'acquisition d'images multicanales de raies spectrales. Enfin et



pour mieux illustrer l'intérêt de ce travail, les résultats obtenus ont été comparés à ceux enregistrés à l'aide d'une barrette de photodiodes.

## I- GENERALITES SUR LA SPECTROMETRIE RAMAN.

### I-1- NOTION DE SPECTROMETRIE RAMAN.

Lorsqu'on éclaire un échantillon par un faisceau de lumière monochromatique, de fréquence  $\nu_0$ , généré par un laser, une partie des photons est transmise, absorbée ou réfléchi et une fraction bien plus faible est diffusée dans toutes les directions.

L'analyse de cette lumière diffusée montre une composante relativement intense de même fréquence  $\nu_0$  appelée raie Rayleigh et aussi des composantes de fréquences différentes  $\nu_0 + \nu_i$  et  $\nu_0 - \nu_i$ .

Les fréquences  $\nu_i$  sont caractéristiques des espèces moléculaires présentes dans la substance diffusante. On peut relier de façon précise ces changements de fréquences aux fréquences de rotation et de vibration des molécules constituant la matière.

On parle de raies Raman "Stokes" pour les fréquences  $\nu_0 - \nu_i$  et de raies Raman "anti-Stokes" pour les fréquences  $\nu_0 + \nu_i$ . En pratique, seul le spectre Raman Stokes est enregistré car il est le plus intense.

De plus, la position d'une raie Raman est déterminée par l'écart exprimé en  $\text{cm}^{-1}$  ( $\nu_i$ ) par rapport à la raie Rayleigh. La figure 4.1 présente l'enregistrement d'un spectre Raman.

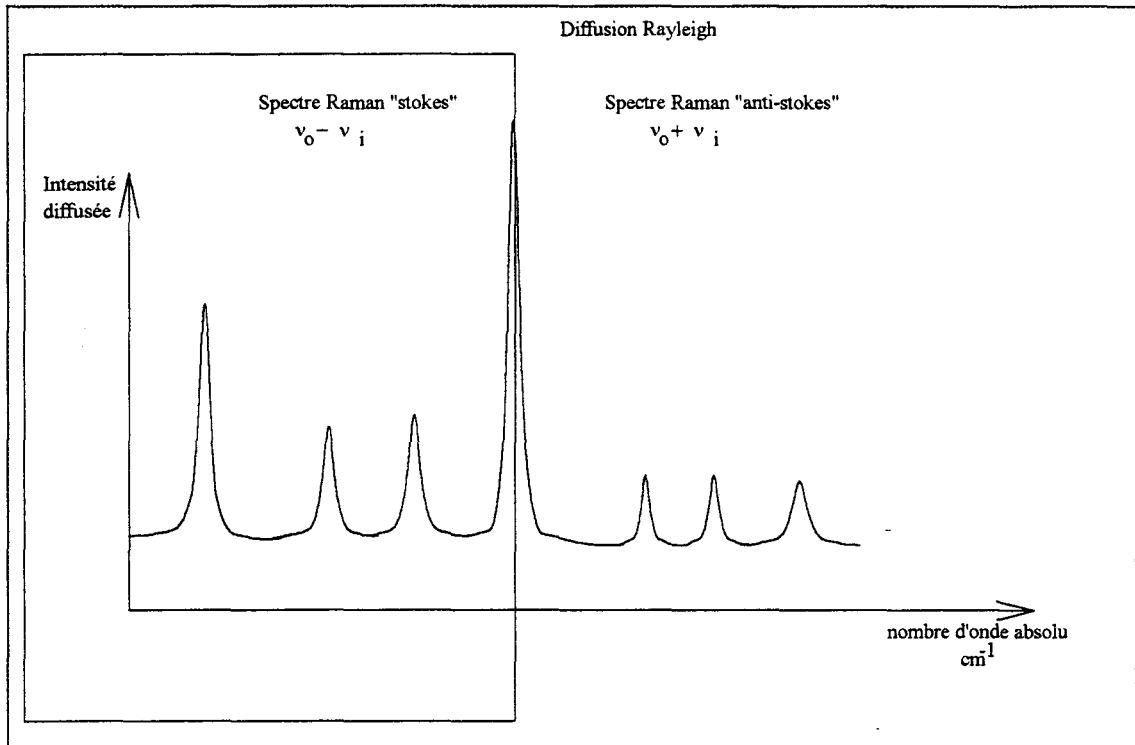


figure 4.1 Spectre Raman typique.

## I-2- OBTENTION DE SPECTRES.

### I-2-1- Configuration monocanale.

La figure 4.2 représente le schéma de principe d'un spectromètre Raman conventionnel à balayage. Le faisceau laser est focalisé sur l'échantillon et la lumière diffusée est collectée perpendiculairement à la direction du faisceau excitateur par l'objectif de transfert.

Ce dernier l'envoie sur la fente d'entrée du spectromètre qui est muni d'un système de balayage permettant d'explorer successivement les divers éléments du spectre de diffusion isolés par la fente de sortie.

Le flux lumineux sortant du spectromètre est mesuré par le photomultiplicateur (P.M) placé derrière la fente de sortie. Le courant d'anode de ce photomultiplicateur

traversant une résistance  $R$ , fournit une tension qui est appliquée à un enregistreur par l'intermédiaire d'un amplificateur basses fréquences.

Nous utiliserons cette installation pour la détection monocanale, en remplaçant le photomultiplicateur par un élément de la barrette, ce qui nous permettra de comparer les performances des deux détecteurs.

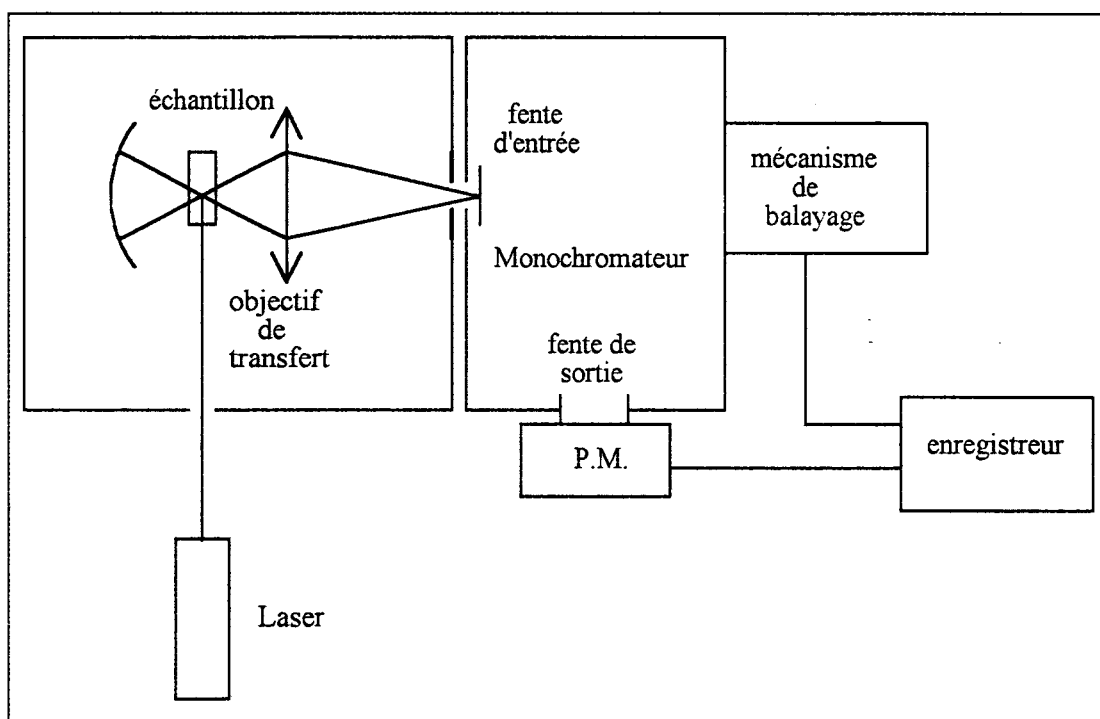


Figure 4.2 Spectromètre Raman conventionnel.

### I-2-2 Configuration multicanale.

Plutôt que d'acquérir le spectre élément par élément, une autre solution consiste à réaliser l'analyse simultanée de tous les éléments spectraux avec un seul détecteur multicanal.

La figure 4.3 présente l'installation Raman multicanale. La mise en place du détecteur multicanal apporte des modifications au niveau de la disposition du monochromateur et du système de lecture du spectre.

Le réseau est figé dans une position où tous les rayons diffractés sont reçus par le détecteur multicanal. Un système d'adressage permet de lire séquentiellement l'information détenue par chaque canal (ou élément sensible).

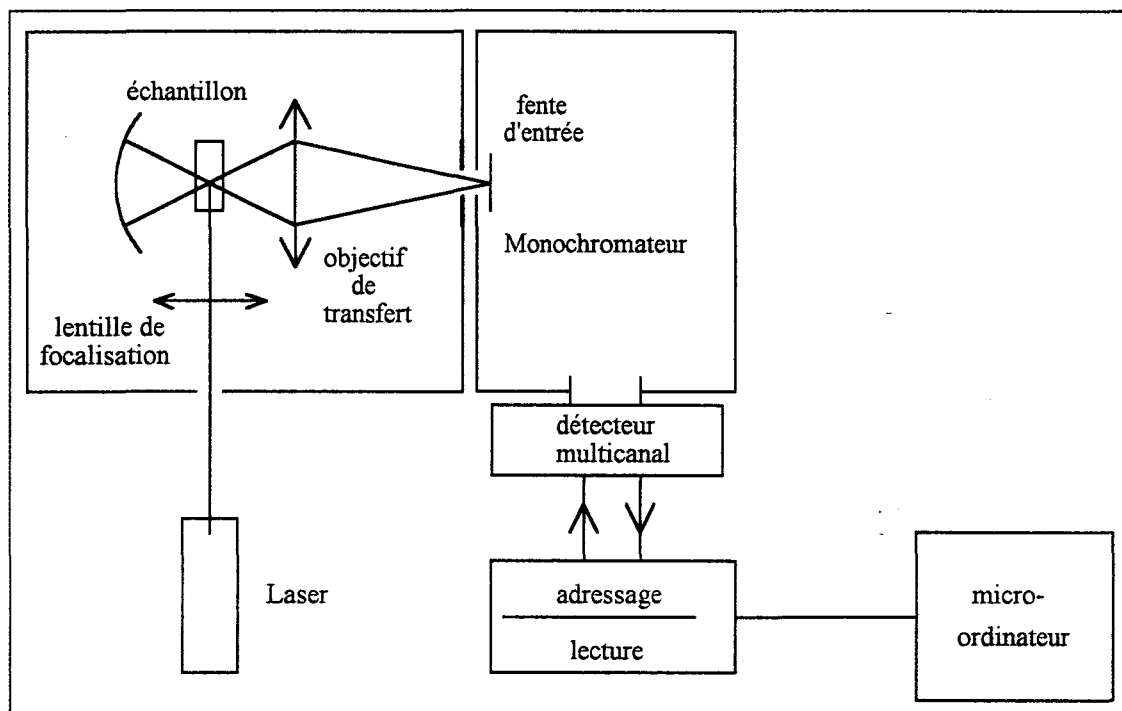


Figure 4.3 Spectromètre Raman équipé d'un détecteur multicanal.

## II DESCRIPTION DU SITE INSTRUMENTAL.

La barrette de photoconducteurs reçoit l'image spectrale, donnée par le spectromètre et son optique associée, de la trace du faisceau laser dans l'échantillon étudié.

Pour recueillir le maximum de signal Raman sur le détecteur, nous avons été amenés à modifier les optiques d'entrée et de sortie du spectromètre afin d'obtenir des éléments spectraux de dimensions comparables à celles d'un élément de la barrette, soit  $10 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ , en s'imposant de respecter une largeur maximale de  $10 \mu\text{m}$  pour ne pas altérer la résolution du dispositif. Le schéma de l'installation que nous avons réalisée est représenté figure 4.4.

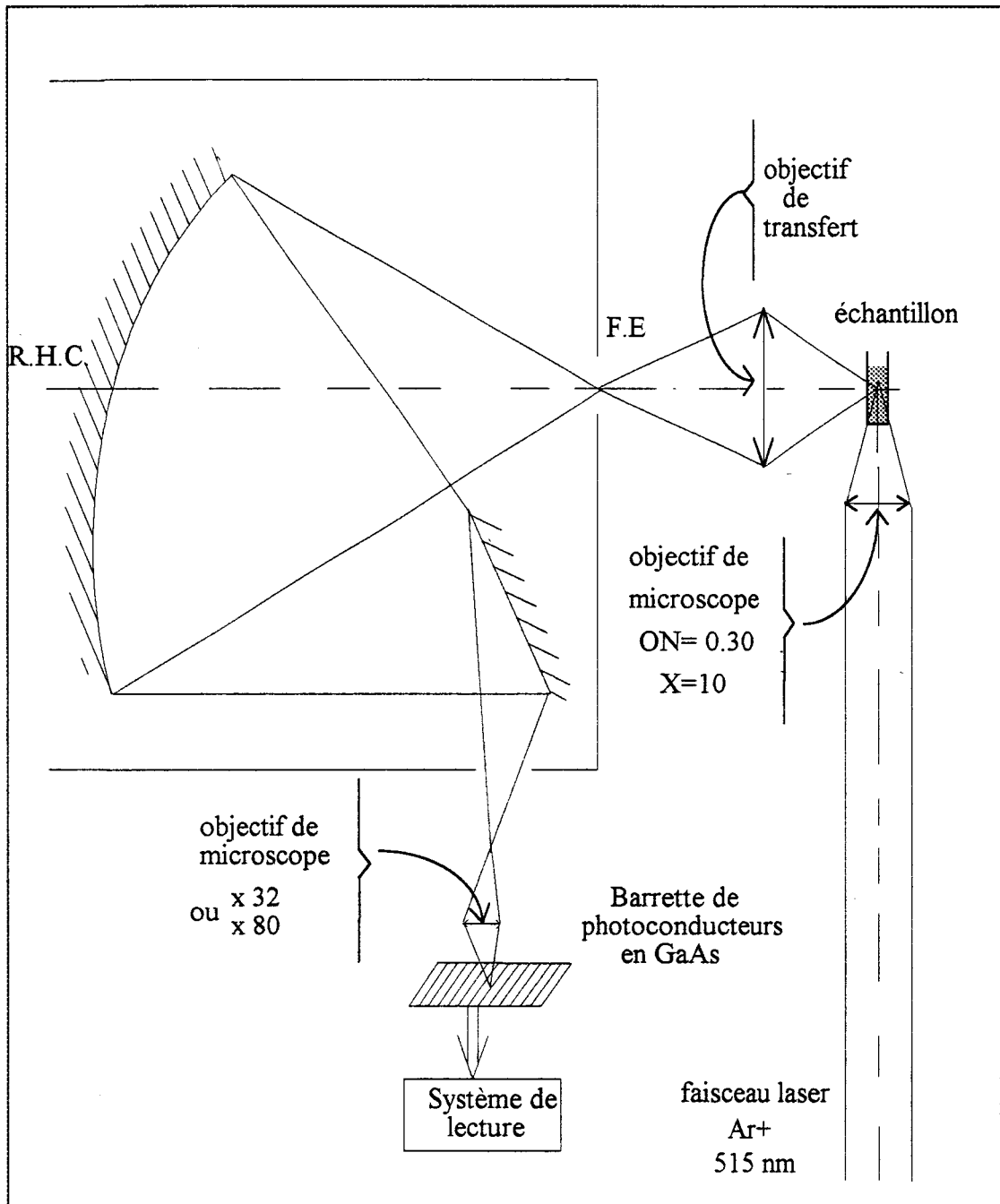


figure 4.4 Schéma de l'installation Raman mise en oeuvre.

Nous décrivons successivement dans le paragraphe ci-dessous les différents éléments qui constituent le dispositif expérimental, à savoir :

- l'objectif de focalisation du faisceau laser ainsi que l'optique d'entrée du spectromètre qui se trouvent rassemblés sur la platine de transfert, support de l'échantillon.

- l'optique de sortie du spectromètre.

- le spectromètre

## II-1 DISPOSITIF D'ECLAIREMENT DE L'ECHANTILLON.

Le faisceau laser est focalisé par un objectif de microscope de grossissement  $\times 10$ , et d'ouverture numérique  $ON = 0.30$  dans l'échantillon étudié, le tétrachlorure de carbone ( $CCl_4$ ). Dans ces conditions on peut considérer que l'élément diffusant est un cylindre d'une section voisine du micron et d'une longueur de l'ordre du mm (figure 4.5).

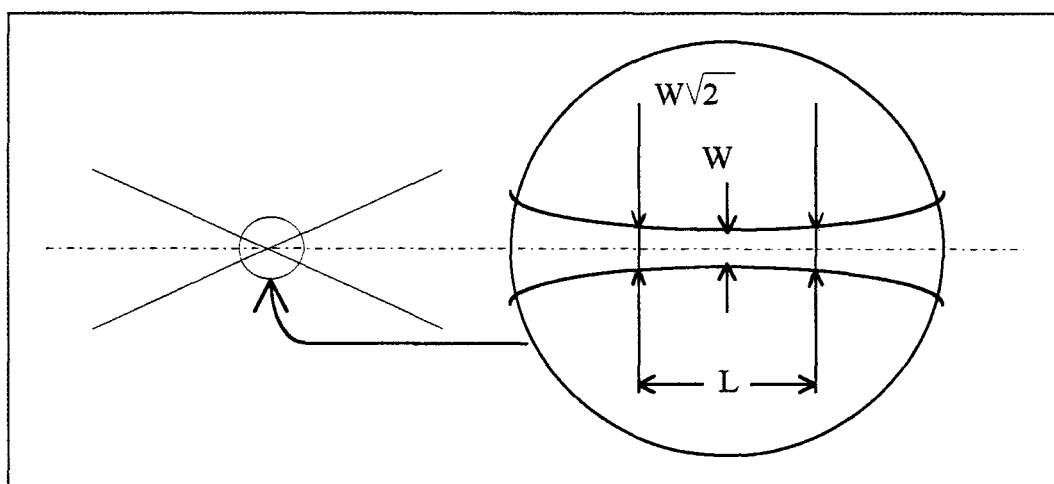


figure 4.5 Focalisation du faisceau laser.

**II-2 L'OPTIQUE D'ENTREE DU SPECTROMETRE.**

La lumière diffusée est alors reprise par un objectif de transfert de focale 20 mm et d'ouverture 1:1.2 dont le rôle est de fournir l'image de la trace du faisceau laser dans l'échantillon sur la fente d'entrée du spectromètre. Il a été calculé de façon à collecter un maximum de lumière diffusée grâce à sa grande ouverture. Cette dernière est de plus adaptée à l'ouverture du spectromètre afin que le faisceau de lumière extraite couvre parfaitement le disperseur. Le grandissement de l'objectif de transfert est égal à 7.

Dans ces conditions, en négligeant les aberrations optiques, la fente d'entrée est théoriquement éclairée sur une largeur inférieure à 10  $\mu\text{m}$  et nous pouvons dès lors profiter de la résolution maximale du détecteur. Par contre les éléments de la barrette qui possèdent une longueur de 100  $\mu\text{m}$  recevraient un flux lumineux réparti sur 7 mm qu'il convient de condenser.

**II-3 L'OPTIQUE DE SORTIE DU SPECTROMETRE.**

Nous avons donc procédé à une réduction d'image en associant dans l'espace image du spectromètre une lentille cylindrique de focale 100 mm et un objectif de microscope.

Nous avons travaillé successivement avec deux objectifs de microscope différents (x80, x32) et les réductions d'image par l'association des deux optiques sont données dans le tableau I.

Objectif de microscope	diamètre de la pupille d'entrée (mm)	Taux de réduction d'image
x32 ON 0.40	6	8
x80 ON 0.75	3	16

Tableau I

On peut estimer que le taux de lumière effectivement reçu par les éléments de la barrette est voisin de 20 % lorsqu'on utilise l'objectif x80 alors qu'il est proche de 10 % si l'on considère l'objectif x32.

Notons que les objectifs utilisés possèdent des longues frontales (quelques mm) qui permettent de focaliser la lumière sur le détecteur en tenant compte de l'encombrement du support de l'échantillon et du câblage de l'ensemble du dispositif. Cependant leurs frontales sont encore trop faibles pour envisager de placer le détecteur dans une enceinte refroidie par effet Peltier.

#### II-4 LE SPECTROMETRE

Le spectromètre a été réalisé au laboratoire de Spectrochimie Infra-Rouge et Raman de l'Université de Lille I. Il est équipé d'un réseau holographique concave Jobin Yvon de type IV possédant 2000 traits/mm. Sa focale est de 1 m et il est blazé à 500 nm; il est donc parfaitement adapté pour la détection des raies Raman diffusées par des échantillons excités par un laser Argon à 514.5 nm. La dispersion du spectromètre en fonction du choix de son optique de sortie est donnée dans le tableau II.

	dispersion $\text{cm}^{-1}/\text{mm}$
sans objectif	16
objectif x80	170
objectif x32	70

tableau II

Le spectromètre est équipé d'un système de balayage mécanique permettant, par rotation du réseau, de faire défiler le spectre dans le plan focal du filtre optique. Lors de



nos essais nous avons tout d'abord été amenés à l'utiliser en mode monocanal en lui adjoignant une fente de sortie dans le plan focal image. Cette dernière est supprimée dans le cas d'une détection multicanale.

### III- TESTS EN DETECTION MONOCANALE.

#### III-1 CONCEPTION DE L'EXPERIENCE.

On utilise un seul élément de la barrette pour détecter les raies de diffusion Raman d'échantillons excités par une raie laser à 514.5 nm. Le montage comportant la platine de transfert, le spectromètre et le système de détection est représenté figure 4.6.

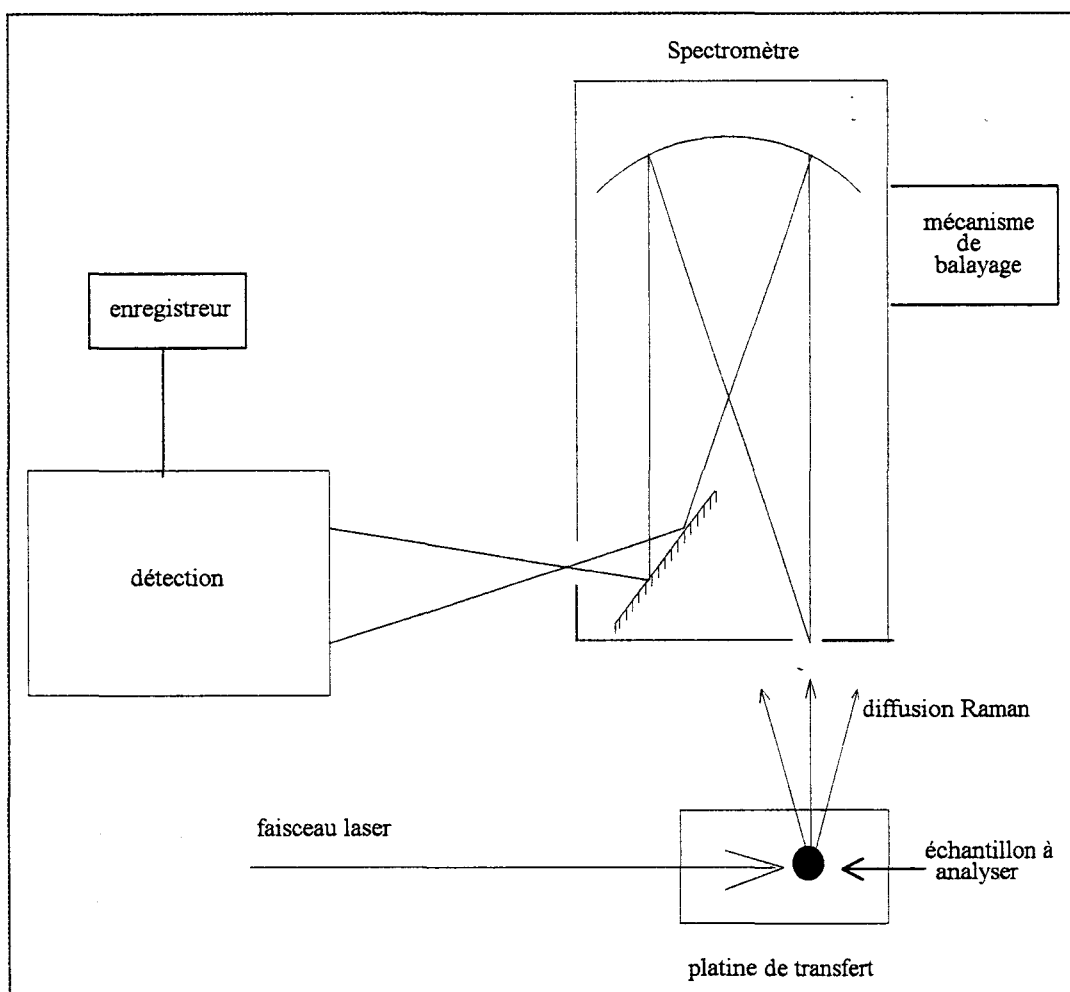


figure 4.6 Schéma synoptique du montage réalisé.

On compare les résultats avec ceux obtenus par un photomultiplicateur, dans les mêmes conditions d'éclairement de l'échantillon analysé.

### III-2 OBTENTION DE SPECTRES AVEC UN ELEMENT DE LA BARRETTE

#### III-2-1 conditions d'utilisation d'un élément de la barrette.

L'utilisation d'une fente de sortie est inutile dans le cas de la détection monocanale par un élément de la barrette. En effet ce dernier ayant des dimensions finies ( $10 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ), est analogue à la fente de sortie associée au détecteur utilisé dans le montage conventionnel.

On utilise un montage électrique simplifié représenté figure 4.7 dans lequel la tension de sortie du pont de Wheatstone est envoyée directement sur un enregistreur à haute impédance d'entrée.

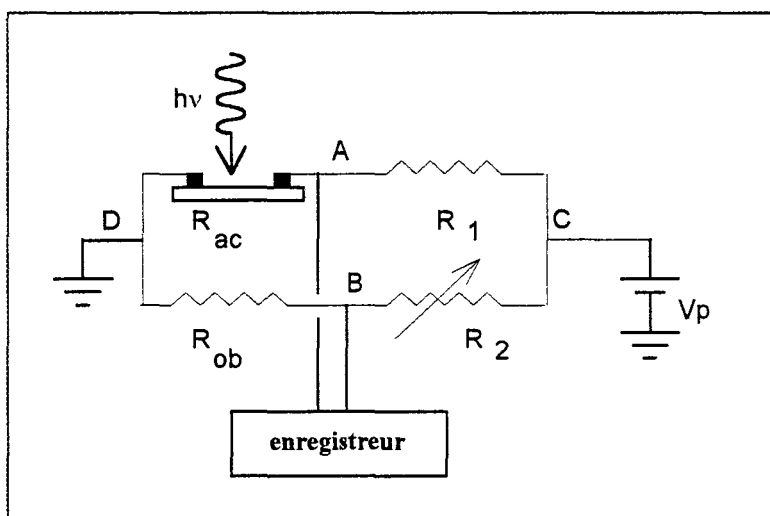


figure 4.7 Chaîne de détection associée à un élément de la barrette.

Le rôle de la carte d'acquisition dans ce mode de détection est limité à l'adressage simultané des deux multiplexeurs M1 et M2 dans un état choisi suivant le couple (actif et aveugle) d'éléments qu'on souhaite étudier. La barrette montée sur un

déplacement micrométrique XYZ est placée au point de focalisation de l'objectif de microscope.

On optimise la position de l'élément photosensible en observant la diffusion Rayleigh et en utilisant une fente d'entrée très fine. Un moteur pas à pas, à vitesse de rotation réglable, permet de faire défiler la raie sur l'élément sélectionné de la barrette.

Après avoir annulé le courant d'obscurité à l'aide du pont de Wheatstone, la tension de déséquilibre  $V_{AB}$  de ce dernier, correspondant au courant généré par le photoconducteur en régime d'éclairement, est envoyée sur l'enregistreur.

### III-2-2 Test préliminaire.

Dans un premier temps nous voulions nous assurer qu'il était possible d'enregistrer avec notre nouveau détecteur un spectre de bonne qualité, indépendamment du niveau d'énergie lumineuse reçue. A cette fin nous avons éclairé la fente d'entrée du spectromètre, ouverte de quelques dizaines de micromètres, avec une lampe à vapeur de Mercure basse pression et nous avons enregistré en mode monocanal la partie de son spectre visible, allant de la radiation verte (546 nm) au doublet jaune (577-579 nm).

Cette expérience étant réalisée à vitesse d'exploration spectrale constante, nous avons pu calculer la largeur à mi-hauteur de la radiation verte. Signalons que le relevé du doublet jaune nous permet d'effectuer ce calcul indépendamment des autres paramètres (vitesse d'enregistrement, largeur de la fente d'entrée du spectromètre, .....).

Le spectre obtenu avec un élément de la barrette polarisé sous une tension de 2 Volts est représenté figure 4.8. Dans cette expérience, les tensions de déséquilibre du pont de Wheatstone dues à l'éclairement ont une valeur comprise entre 1.5 et 6.5 mVolts et ne nécessitent aucune amplification pour être exploitées.

L'observation du spectre obtenu permet de faire les remarques suivantes :

- Le spectre est obtenu avec un bon rapport signal/bruit .
- Le profil et la largeur à mi-hauteur des raies sont en accord avec les résultats théoriques attendus. Plus particulièrement, la largeur des raies est de l'ordre de  $2 \text{ cm}^{-1}$  ce qui correspond à la largeur théorique de la fonction d'appareil lorsqu'on utilise une fente d'entrée de l'ordre de  $100 \text{ }\mu\text{m}$ .
- Les intensités relatives des différentes raies sont aussi en concordance avec les données de la littérature [1].

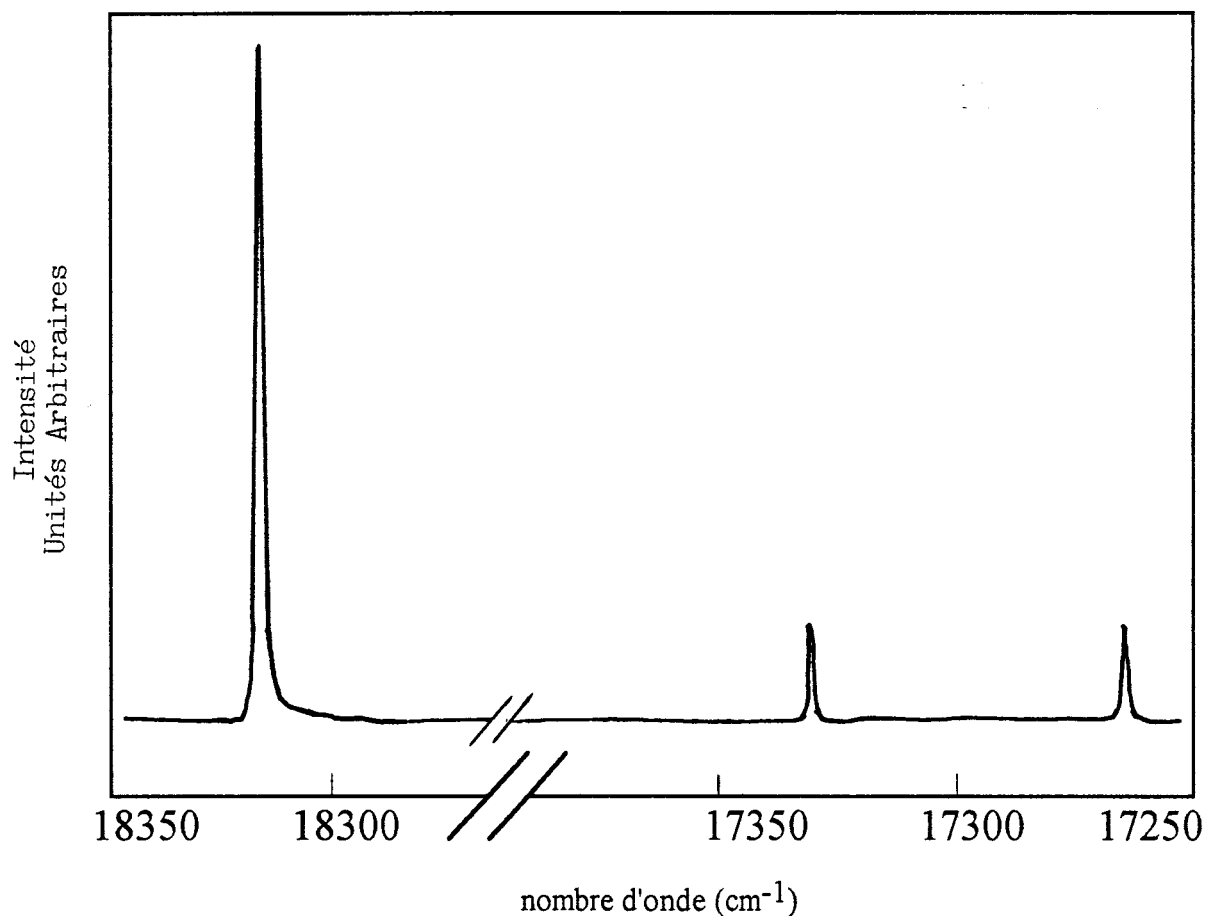


figure 4.8 Spectre monocanal de la lampe à vapeur de Mercure.

### III-2-3 Spectre Raman du $\text{CCl}_4$ .

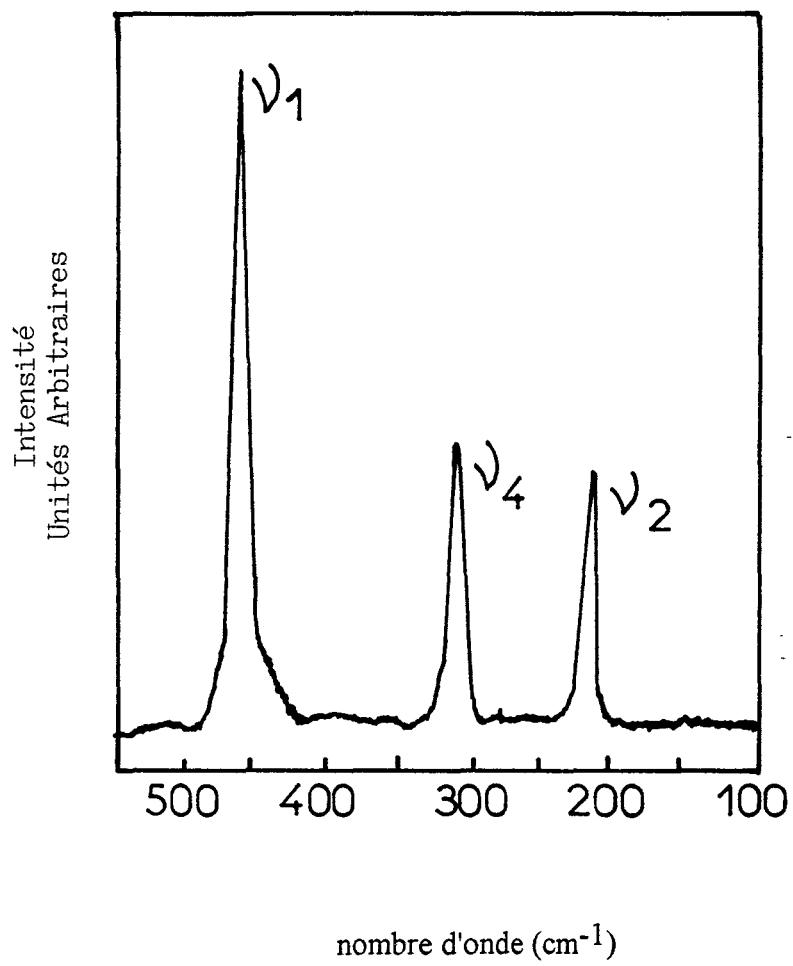
Il s'agit de vérifier la possibilité effective de détecter des très faibles flux lumineux avec notre détecteur, en l'occurrence la diffusion Raman du tétrachlorure de carbone ( $\text{CCl}_4$ ).

L'échantillon liquide est placé dans une cuve parallélépipédique. Il est éclairé par la radiation  $\lambda = 514 \text{ nm}$  d'un laser Argon ionisé, focalisé au centre de la cuve.

Nous avons relevé entre  $100 \text{ cm}^{-1}$  et  $500 \text{ cm}^{-1}$ , les raies  $\nu_2$ ,  $\nu_4$  et  $\nu_1$  du spectre Raman du  $\text{CCl}_4$ . La figure 4.9 représente les résultats obtenus avec un élément de la barrette sélectionné avec le multiplexeur M1 et polarisé sous une tension de 2 V, tension pour laquelle le coefficient de réponse statique est maximal.

Comme précédemment les résultats obtenus confirment la grande sensibilité de la barrette à de très basses puissances lumineuses et nous pouvons formuler d'après les résultats obtenus les remarques suivantes :

- Le spectre est obtenu avec un bon rapport signal/bruit .
- Les intensités relatives entre les raies  $\nu_2$ ,  $\nu_4$  et  $\nu_1$  correspondent aux valeurs attendues [2].
- Les largeurs à mi-hauteur expérimentales des raies observées, de l'ordre de  $12 \text{ cm}^{-1}$  sont en accord avec les largeurs couramment enregistrées avec des détecteurs classiques, lorsqu'on utilise une fente d'entrée de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$ .

figure 4.9 Spectre Raman monocanal du CCl<sub>4</sub>.

### III-3 OBTENTION DE SPECTRES AVEC LE PHOTOMULTIPLICATEUR.

#### III-3-1 Description et conditions d'utilisation.

##### III-3-1-1 Description du photomultiplicateur.

Un photomultiplicateur (figure 4.10) est constitué d'une photocathode (système émissif), d'un système de multiplication électronique constitué de dynodes et d'une anode munie de sa résistance de charge qui collecte le photocourant généré par toute la surface de la photocathode et amplifié par les dynodes.

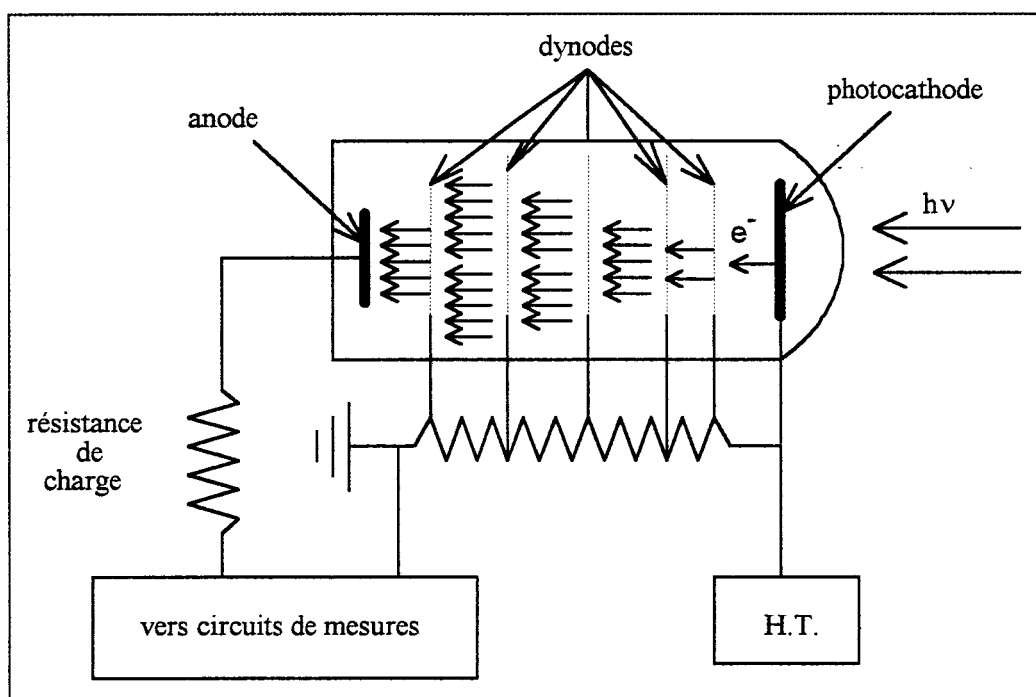


figure 4.10 Schéma d'un photomultiplicateur et de son alimentation

Le principe de l'amplification électronique est le suivant :

Soit un nombre  $N$  d'électrons photoémis par la surface de la photocathode et focalisés par l'optique d'entrée sur la première dynode. Si  $d$  est le coefficient d'émission secondaire de la dynode défini par le nombre d'électrons émergents sur le nombre d'électrons incidents, celle-ci émet alors  $N \cdot d$  électrons. Si  $n$  est le nombre total de

dynodes, le nombre total d'électrons atteignant l'anode est:  $N\langle d \rangle^n$  avec  $\langle d \rangle$  le coefficient d'émission secondaire moyen des  $n$  dynodes.

Le photomultiplicateur est alimenté par une source de haute tension continue stabilisée qui débite dans un diviseur de tension à résistances. Ce dernier porte chacune des dynodes à un potentiel qui va en croissant de la première à la dernière dynode pour permettre une accélération électronique constante.

Souvent, on utilise plutôt des diodes Zener à la place de simples résistances pour mieux stabiliser la tension interdynodes à une valeur constante.

### III-3-1-2 Conditions d'utilisation.

Les conditions d'utilisation du photomultiplicateur (Hamamatsu R268) qui a été utilisé dans cette expérience sont schématisées figure 4.11. Ses caractéristiques sont reportées dans le tableau III et sa réponse spectrale est donnée figure 4.12 [3] :

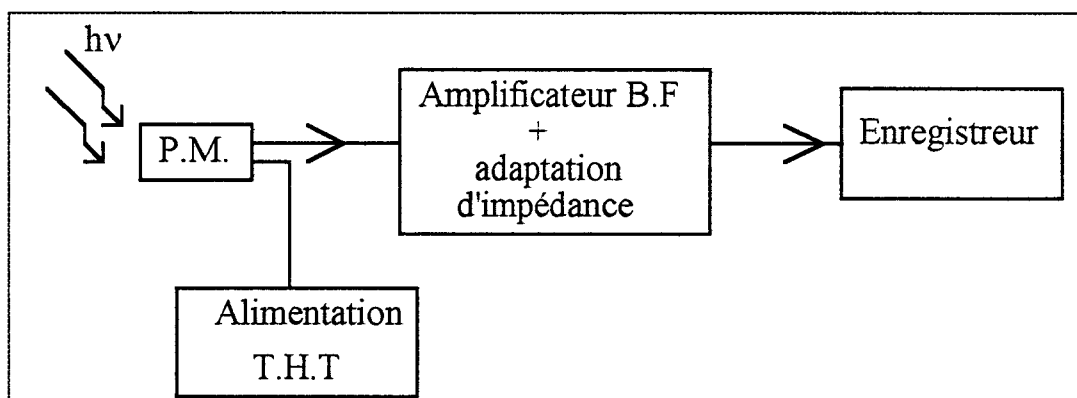


figure 4.11 Schéma synoptique d'utilisation du photomultiplicateur.

Pour réaliser des tests comparables aux tests précédents nous avons rajouté une fente de sortie dans le plan focal image du spectromètre et remplacé la barrette de photoconducteurs par le photomultiplicateur.



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

Tableau III.

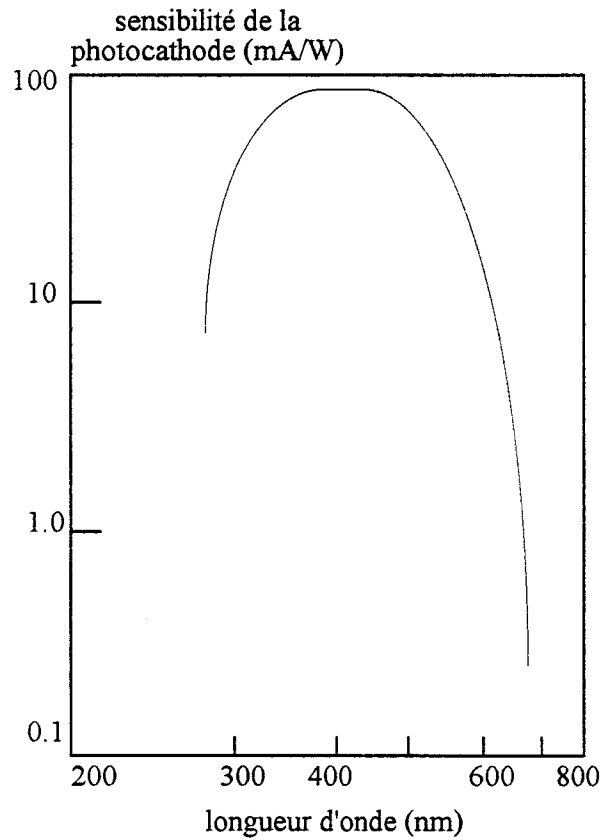


figure 4.12 Courbe de sensibilité.

photomultiplicateur R 268

### III-3-2 Test préliminaire.

Les conditions d'illumination de la fente d'entrée du spectromètre et du photomultiplicateur sont les mêmes que dans le cas du montage précédent dans lequel on utilisait la barrette de photoconducteurs comme détecteur.

Notons que le photomultiplicateur est polarisé sous une tension de 900 V et que les conditions d'enregistrements (calibre et vitesse d'enregistrement) des spectres sont les mêmes lors de la détection monocanale avec un élément de la barrette.

Le spectre des principales raies visibles de la lampe à vapeur de Mercure basse pression est reporté sur la figure 4.13. Son enregistrement ne pose aucune difficulté pour le photomultiplicateur qui se caractérise par une détectivité de l'ordre de  $10^{16} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$  mais il nous permet de vérifier la validité de nos résultats en détection monocanale et de faire la comparaison par la suite.

### III-3-3 Spectre Raman du $\text{CCl}_4$ .

Nous avons adopté dans cette expérience les mêmes conditions d'éclairement de la fente d'entrée du spectromètre qu'au paragraphe III-2-3.

Le photomultiplicateur est polarisé sous une tension de 900 V, le gain de l'amplificateur est de 10 et la vitesse d'enregistrement est de 600 mm/h. Nous avons relevé (figure 4.14) entre 100 et  $500 \text{ cm}^{-1}$  le spectre des raies  $\nu_2$ ,  $\nu_4$  et  $\nu_1$  du  $\text{CCl}_4$ . On retrouve les caractéristiques bien connues du spectre du tétrachlorure de carbone.

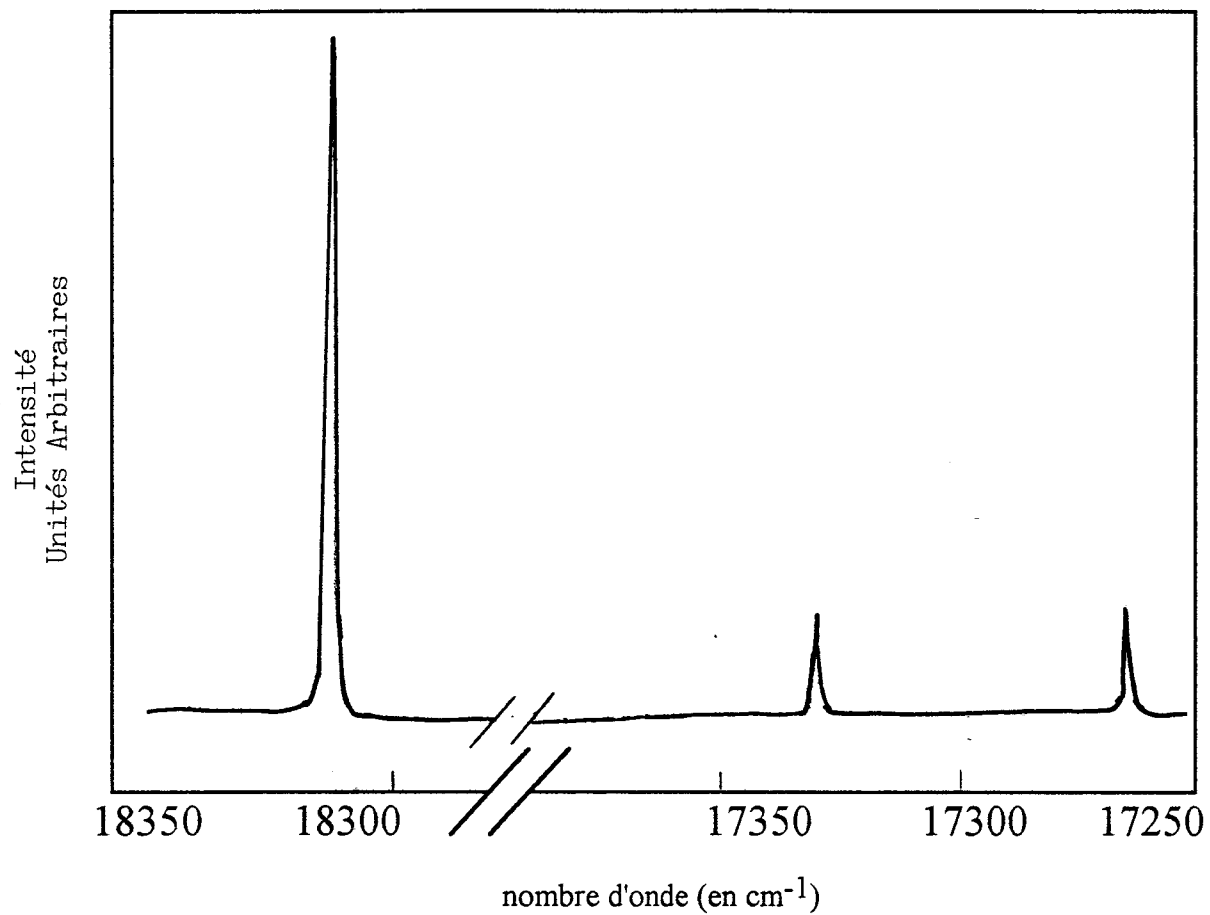
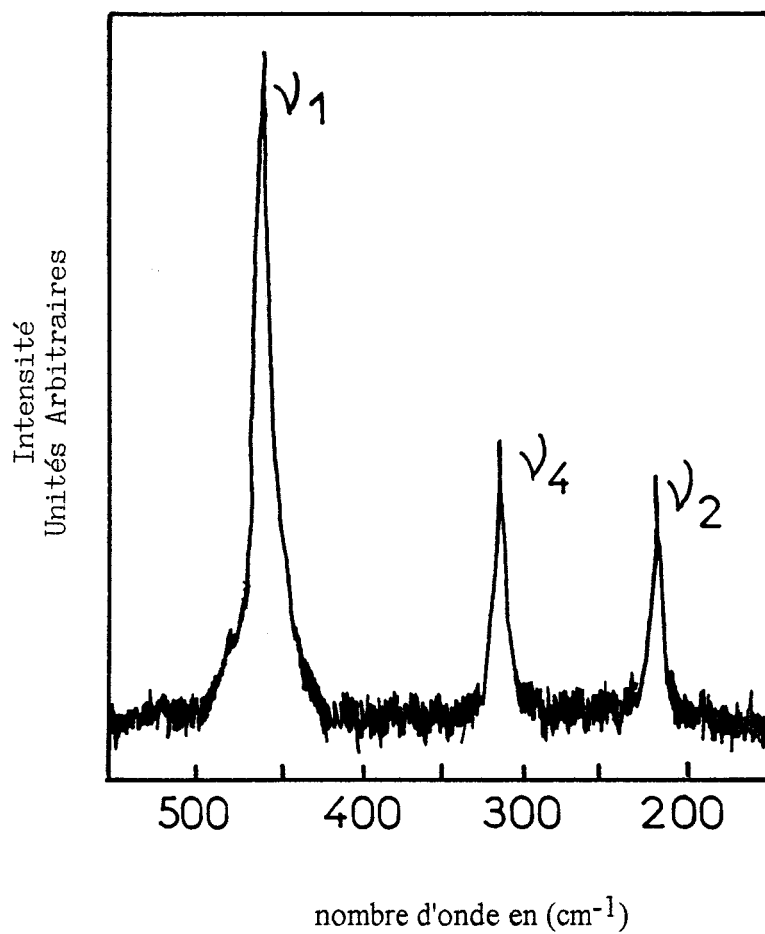


figure 4.13 Spectre monocanal de la lampe à vapeur de Mercure.

figure 4.14 Spectre Raman monocanal du CCl<sub>4</sub>.

## IV- TESTS EN DETECTION MULTICANALE

### IV-1 CONCEPTION DE L'EXPERIENCE

Pour réaliser ces tests nous avons utilisé la même installation spectrométrique que précédemment. Mais cette fois le réseau de diffraction est fixe et le spectre se forme directement sur la barrette de photoconducteurs.

### IV-2 OBTENTION DE SPECTRES AVEC LA BARRETTE DE PHOTOCONDUCTEURS.

#### IV-2-1 Conditions d'utilisation de la barrette et de son électronique de commande.

Nous savons que la dispersion globale du système est conditionnée par l'objectif de microscope de l'optique de sortie (cf § tableau I). Suivant l'objectif de microscope choisi nous pouvons calculer la résolution exprimée en  $\text{cm}^{-1}$  du détecteur. Celle ci est la largeur de l'élément spectral correspondant à la largeur d'un élément de la barrette

Nous donnons la résolution de la barrette dans le tableau IV.

	Résolution de la barrette ( $\text{cm}^{-1}$ )
objectif x80	5
objectif x32	2

Tableau IV

Le champ spectral que notre détecteur à 16 éléments peut couvrir est donné dans le tableau V.

	Champ spectral (cm <sup>-1</sup> )
objectif x80	80
objectif x32	32

Tableau V

Dans ces conditions nous ne pouvons pas observer simultanément la totalité des raies des spectres que nous avons enregistrées en détection monocanale, compte tenu des écarts spectraux importants qui les séparent.

Nous avons donc procédé à l'enregistrement multicanal de fractions de spectres amenés successivement par rotation du réseau sur le détecteur. Enfin nous avons reconstitué le spectre entier en accolant ces différents enregistrements.

Le rôle de la carte dans ce mode de détection est très important puisqu'elle assure l'adressage simultané des multiplexeurs M<sub>1</sub> et M<sub>2</sub> intégrés dans le pont de Wheatstone pour sélectionner successivement les différents éléments de la barrette et effectuer ensuite la lecture des informations au niveau du pont de Wheatstone. Les résultats, après traitement, sont affichés sur écran.

Notons que les tensions de déséquilibre du pont de Wheatstone sont amplifiées d'un facteur 10 à l'aide de l'amplificateur opérationnel (LF 351), de façon à bénéficier de la pleine échelle (0-5 Volts) du convertisseur A/N situé à l'entrée de la carte d'acquisition. Par ailleurs, la constante de temps associée aux mesures est de 1 seconde.

Pour s'affranchir des problèmes liés à la dispersion des valeurs des résistances en obscurité présentées par les différents éléments de la barrette, la lecture séquentielle de cette dernière a été décomposée en deux temps. Une série de lectures est faite en plaçant le dispositif dans l'obscurité. La valeur moyenne des tensions de déséquilibre pour chaque élément est alors mise en mémoire.

Une seconde série de lectures est effectuée ensuite en éclairant la barrette et donne la valeur moyenne des tensions de déséquilibre pour chaque élément. Une fois les deux séries de lectures terminées, le programme en effectue la soustraction et affiche le résultat à l'écran.

Le fonctionnement de la carte et le déroulement du programme sont détaillés en annexe II

#### **IV-2-2 test préliminaire.**

Comme dans le cas de la détection monocanale nous avons relevé tout d'abord l'image multicanale de la raie 546 nm émise par la lampe à vapeur de Mercure basse pression placée, comme précédemment, devant la fente d'entrée du spectromètre dont l'ouverture a été fixée à quelques dizaines de micromètres. La souplesse du programme conçu nous permet un réglage optimum sur n'importe quel élément de la barrette .

La figure 4.15 représente le spectre obtenu par la barrette dont les différents éléments sont polarisés successivement sous une tension de 2V. Le réglage optimum a été effectué sur l'élément 8 grâce au déplacement micrométrique. Le relevé du spectre a été effectué avec l'objectif de microscope x32. On constate que l'enregistrement obtenu est très acceptable et que la largeur à mi-hauteur de la raie correspond bien à la valeur théorique qui est de l'ordre du  $\text{cm}^{-1}$  pour une fente d'entrée très fine ( largeur de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ ).

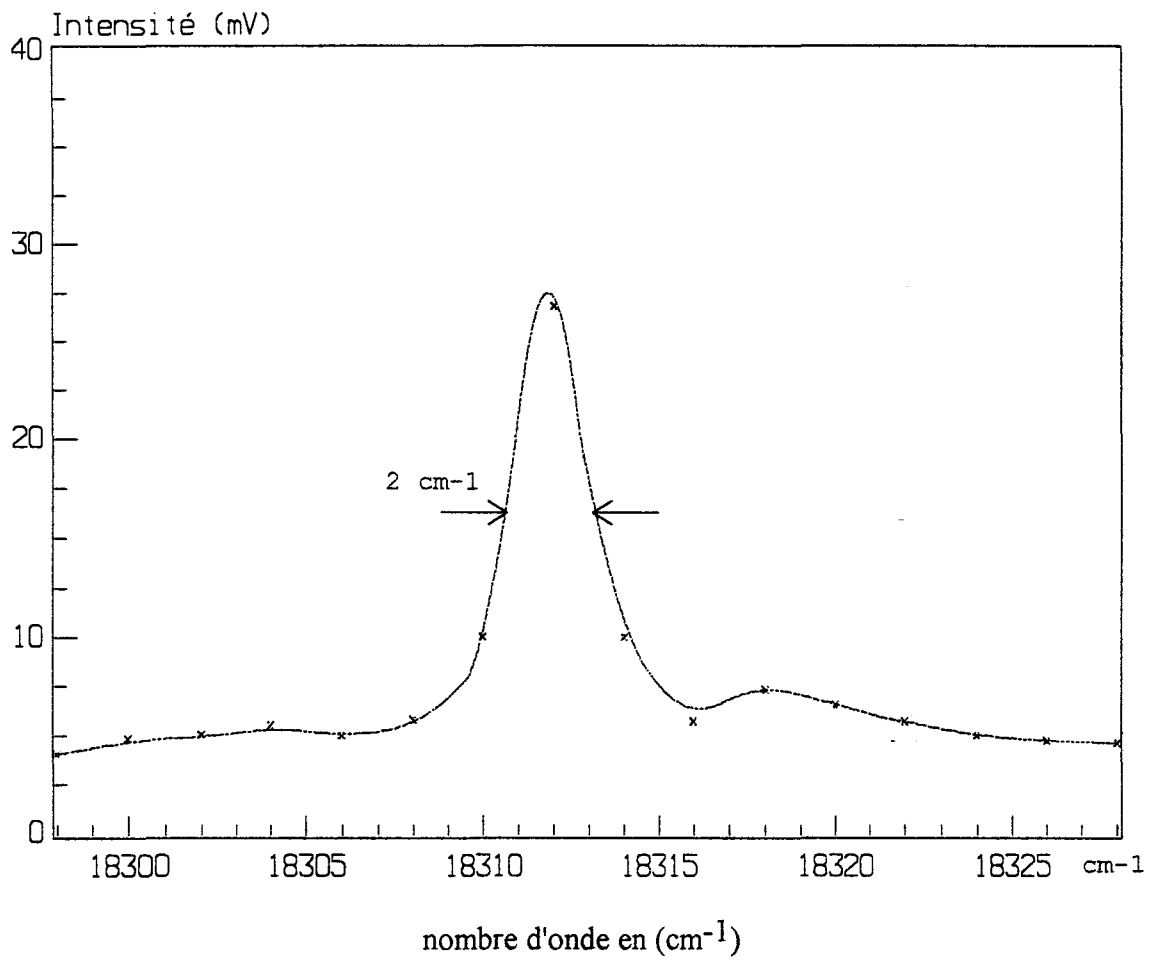


Figure 4.15 Spectre Raman multicanal de la lampe à vapeur de Mercure.



### IV-2-3 Spectre Raman du $\text{CCl}_4$ .

Nous avons relevé, entre  $100 \text{ cm}^{-1}$  et  $500 \text{ cm}^{-1}$ , les raies  $\nu_1$ ,  $\nu_4$  et  $\nu_2$  du spectre Raman multicanal du  $\text{CCl}_4$  en utilisant l'objectif de microscope x80. Le nombre d'accumulations est de 10. Celles-ci ont été effectuées avec un temps d'intégration de une seconde.

L'enregistrement des différentes raies avec la barrette située derrière l'objectif x80 a été effectué en trois étapes à cause des raisons citées précédemment. Les figures 4.16a, b et c représentent les résultats obtenus pour les différentes raies Raman. Ceux-ci ont été ensuite regroupés pour reconstituer le spectre multicanal représenté figure 4.17.

L'observation des résultats amène les remarques suivantes :

- Les raies de diffusion Raman sont facilement détectables dans les conditions expérimentales choisies.
- Les intensités relatives des raies ne sont pas altérées.
- La largeur à mi-hauteur des raies est de l'ordre de  $12 \text{ cm}^{-1}$  ce qui est en parfait accord avec les largeurs théoriques pour une fente d'entrée de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$ .

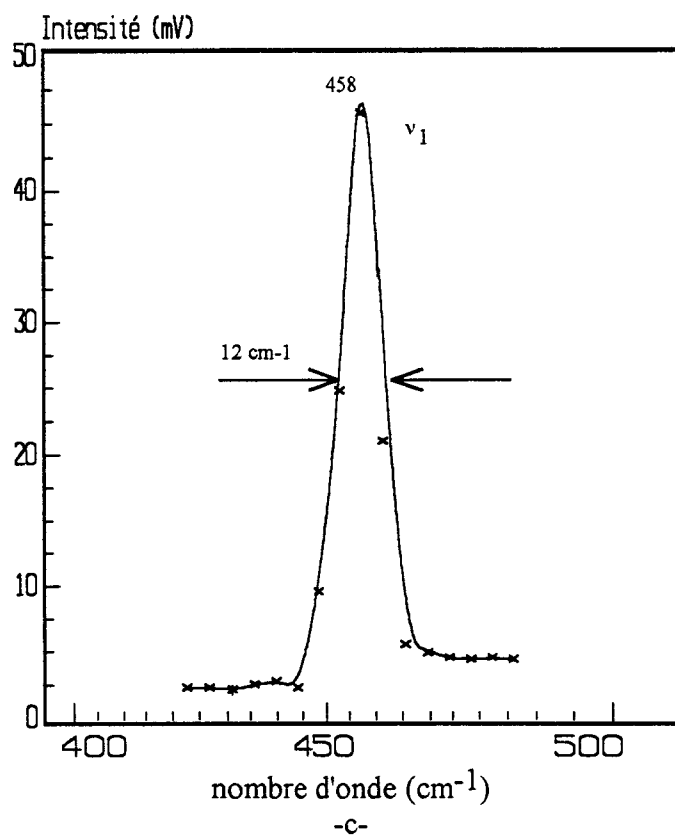
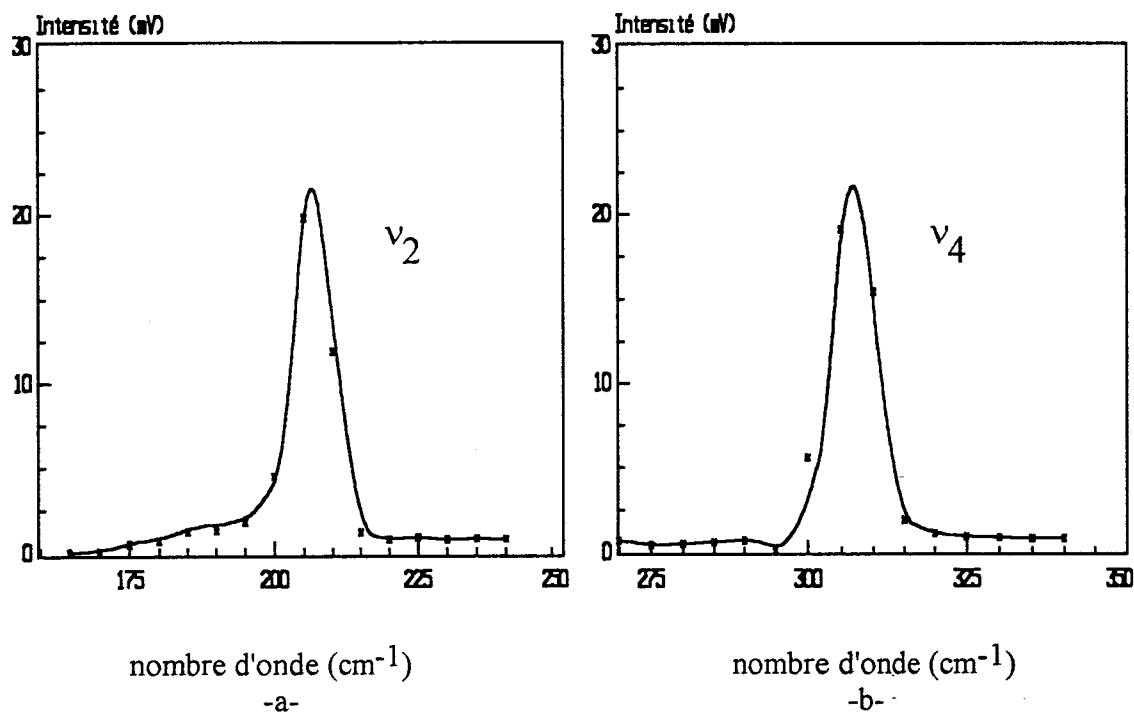


figure 4.16 Raies Raman multicanales du  $\text{CCl}_4$

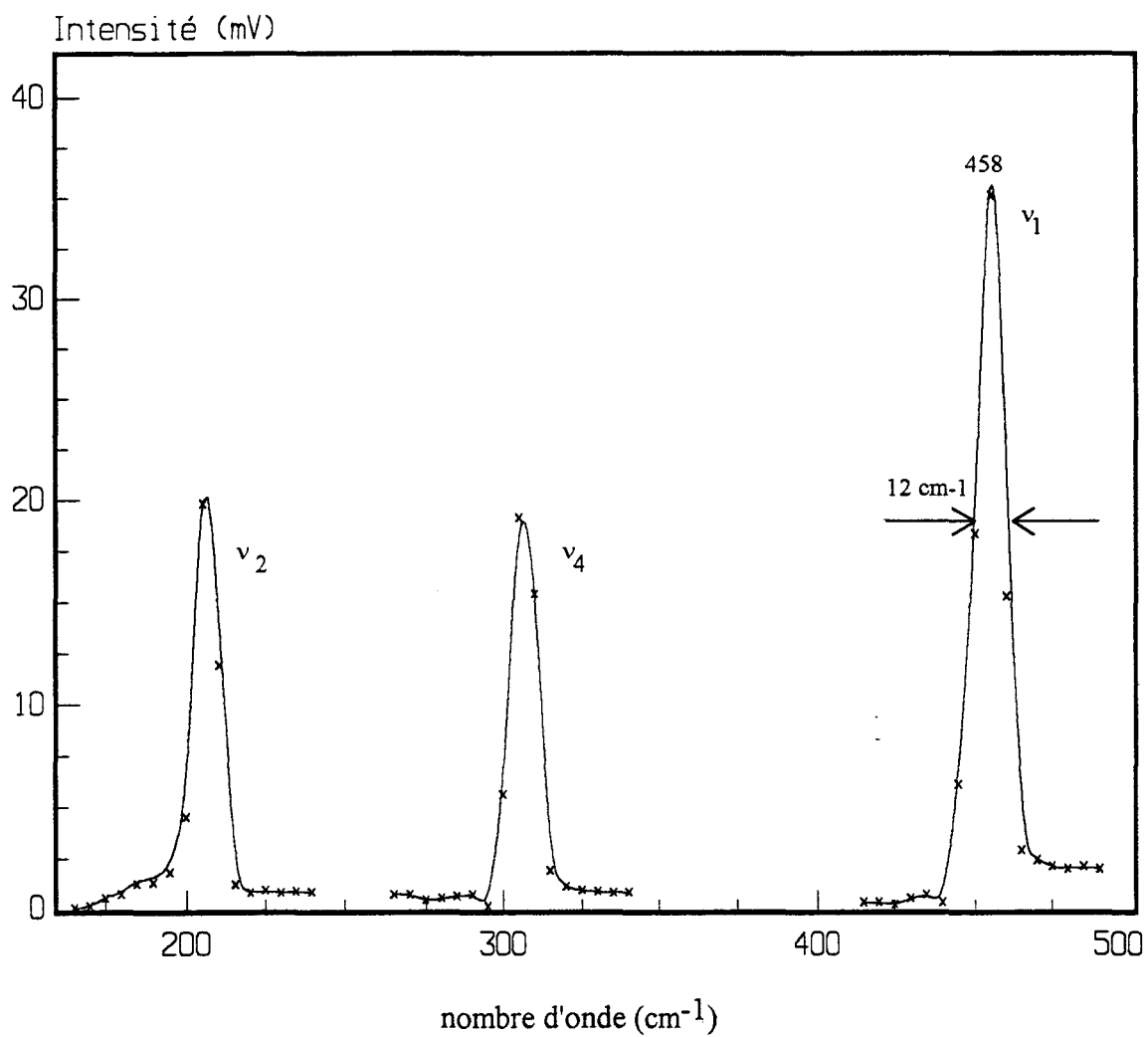


figure 4.17 Spectre Raman multicanal du CCl<sub>4</sub>

### IV-3 OBTENTION DE SPECTRES AVEC UNE BARRETTE DE PHOTODIODES.

#### IV-3-1 Description et conditions d'utilisation.

Comme pour la détection monocanale il nous a semblé intéressant de comparer notre détecteur avec une détection multicanale bien connue, en l'occurrence une barrette de photodiodes.

En ce qui nous concerne nous avons utilisé la barrette de photodiodes à capacités intégrées (type Réticon) qui est largement utilisée au laboratoire et qui est décrite dans le paragraphe suivant :

##### -La barrette de photodiodes type Réticon

La barrette de photodiodes Réticon [4, 5] est un circuit intégré fabriqué sur une pastille de silicium monocristallin. Sur cette pastille, sont implantés une rangée d'éléments photosensibles (jusqu'à 1024 éléments) et un circuit électronique destiné à la lecture séquentielle de ces diodes.

Chaque élément photosensible (figure 4.18) est constitué par une jonction semiconductrice P-N obtenue par diffusion d'une zone de type P sur un substrat de silicium de type N.

Ces jonctions de 13  $\mu\text{m}$  de large et 2500  $\mu\text{m}$  de haut sont réparties régulièrement tous les 25  $\mu\text{m}$  avec un espace de type N entre deux diodes consécutives. La résolution de ce photodétecteur sera donc de 25  $\mu\text{m}$ . Cela correspond à une densité de 40 photodiodes par millimètre, soit une longueur totale de 12.8 mm pour un détecteur de 512 cellules et 25.6 mm pour celui de 1024 cellules.

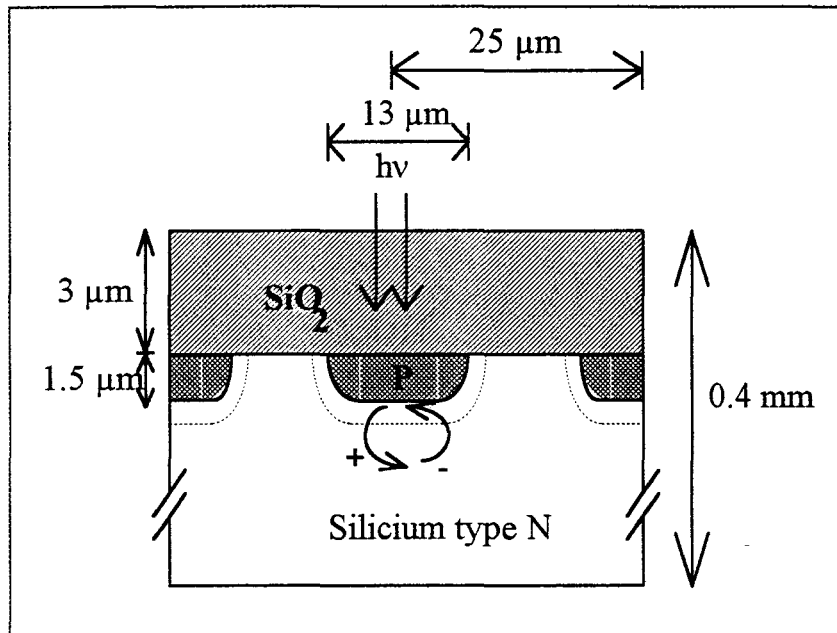


figure 4.18 Structure de la barrette de photodiodes RETICON

Ce photodétecteur possède en plus une deuxième ligne de photodiodes identiques aux précédentes mais rendues optiquement inactives par un dépôt d'Aluminium. Le rôle principal de ces diodes "aveugles" est d'éliminer par différence les signaux parasites qui apparaissent lors de la lecture séquentielle des diodes.

Chaque diode active ou non (figure 4.19) est reliée à une ligne de lecture (ligne vidéo) par l'intermédiaire d'un interrupteur MOS à effet de champ commandé par un registre à décalage lui-même piloté par une horloge externe. Un registre à décalage et deux lignes vidéo (une pour les diodes actives, une pour les aveugles) sont communs à toutes les diodes de rang pair; un autre registre et une autre paire de lignes vidéo sont communs à toutes les diodes de rang impair.

Tous ces éléments sont implantés sur la même pastille de silicium que les diodes et font partie intégrante du détecteur. L'ensemble du circuit intégré est monté dans un boîtier standard en céramique à 22 broches. Celui-ci est fermé, soit par une glace d'entrée en quartz, soit par une fenêtre en fibres optiques.

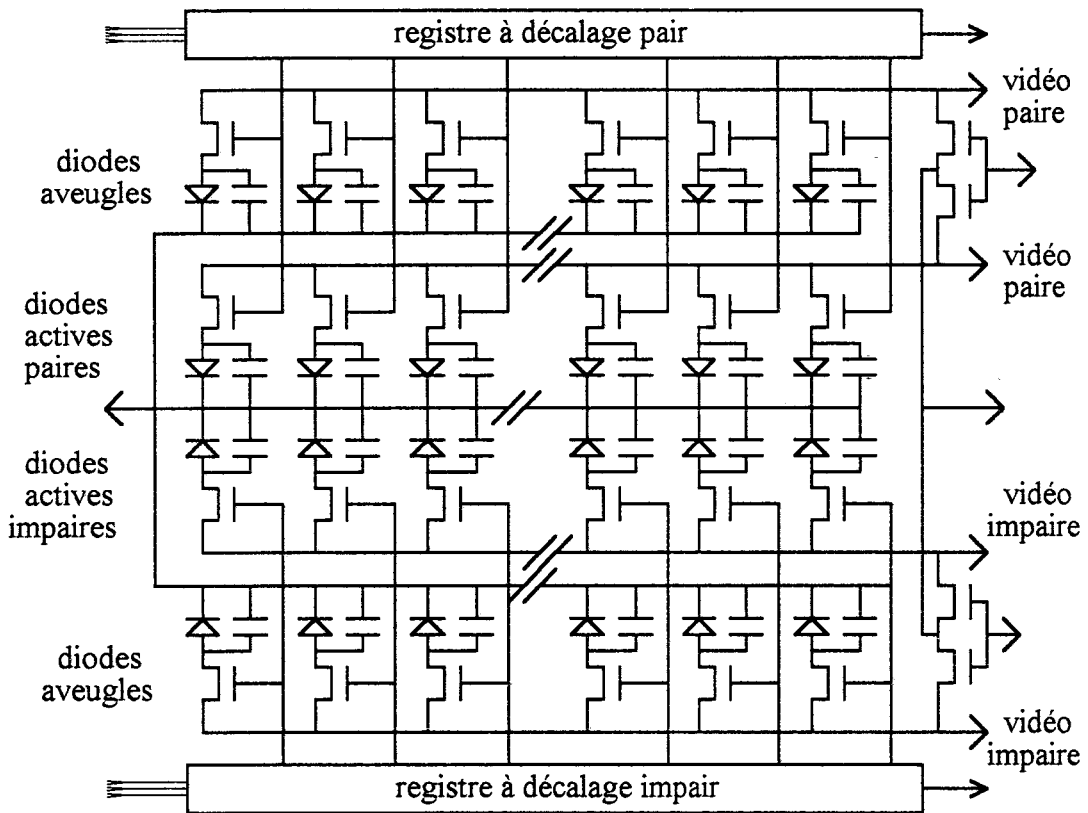


figure 4.19 Schéma équivalent de la barrette de photodiodes

Le cycle de fonctionnement de la barrette se compose d'une phase d'illumination de durée  $\Delta t$  appelée temps d'intégration, pendant laquelle la barrette est exposée à la lumière puis d'une phase de lecture séquentielle du contenu de chaque diode. Le temps de lecture doit être court comparé à celui de l'intégration.

Initialement, chaque diode est polarisée par une tension inverse de 5 V en la connectant à la ligne vidéo par les interrupteurs MOS. Cela a pour effet de stocker des informations sous forme de charges électriques  $Q_{\text{sat}}$  au niveau de la capacité équivalente  $C_p$  associée à la jonction P-N.

Pendant la période d'intégration qui suit, un photon absorbé par le silicium au niveau de la zone déserte de la jonction P-N donne naissance à une paire électron-trou dans le semiconducteur. La migration, au travers de la jonction P-N, des porteurs de charge ainsi créés, a pour effet de décharger progressivement la capacité équivalente associée à la photodiode.

A la fin de la période d'intégration, commence la phase de lecture pendant laquelle les photodiodes sont connectées séquentiellement à la ligne vidéo par l'intermédiaire des MOS commandés par le registre à décalage. Cela a pour effet de recharger la capacité correspondante à sa valeur initiale  $Q_{\text{sat}}$ .

Pour chaque diode, le courant de recharge est donc la somme de deux composantes très différentes : le courant  $I_{\text{ph}}$  correspondant aux charges créées par les photons incidents et qui est proportionnel à la quantité de lumière reçue par la diode pendant le temps séparant deux lectures et le courant  $I_0$  ou courant d'obscurité dû à l'agitation thermique. Le courant d'obscurité peut être réduit de manière significative en abaissant la température de la barrette.

Le courant de sortie qui apparaît sur la ligne vidéo à chaque lecture d'une barrette composée de N photodiodes est donc un train de N impulsions très brèves,

chacune étant proportionnelle à la quantité de lumière reçue par la photodiode correspondante.

Le niveau du signal est toutefois extrêmement faible et nécessite une amplification. Pour cela les impulsions sont dirigées vers l'entrée d'un préamplificateur sensible à la charge dont le rôle est de traduire sous forme d'une variation de tension la variation de charge induite dans la ligne vidéo.

#### **-Conditions d'utilisation.**

Le plan de la barrette de photodiodes est en retrait de la fenêtre d'entrée de la tête de détection d'une distance de l'ordre de 20 mm. Dans ces conditions l'enregistrement de spectres ne peut se réaliser qu'en supprimant l'objectif de microscope de l'optique de sortie qui présente une distance frontale bien trop courte pour focaliser l'image de sortie sur les éléments de la barrette de photodiodes. Cependant dans ces conditions on peut estimer que l'énergie reçue sur les éléments de la barrette qui possèdent une longueur de 2.5 mm représente environ 50 % de l'énergie lumineuse sortant du spectromètre et peut donc être jusqu'à 5 fois supérieure à celle reçue par les éléments de la barrette de photoconducteurs.

L'électronique située en aval de la barrette de photodiodes possède un gain global de l'ordre de quelques centaines. En effet, il est difficile de chiffrer avec précision ce gain car les signaux issus de la barrette de photodiodes sont des charges électriques qui subissent d'abord une opération de conversion charge-tension, assez mal définie, avant d'attaquer les étages d'amplification.

Le détecteur multicanal que nous avons utilisé comprend 1024 éléments et les tensions continues d'alimentation sont assurées par une batterie Cd-Ni qui permettent de s'affranchir des bruits résiduels des alimentations.



La barrette, son électronique analogique, les circuits d'horloge de commande, une partie de l'électronique numérique et la batterie sont enfermés dans un boîtier étanche qui peut être refroidi à  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  environ par un élément Peltier. Ce boîtier rempli d'air sec ou de gaz rare est isolé à l'avant par une fente à double paroi qui élimine les problèmes de condensation lors d'une éventuelle descente en température.

#### **IV-3-2 Test préliminaire.**

Nous avons, à titre de test, relevé l'image multicanale de la raie verte et du doublet jaune émis par la lampe à vapeur de Mercure basse pression dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment (puissance laser, dimensions des fentes...). L'enregistrement effectué a duré 150 ms qui se décomposent en 10 accumulations de 15 ms. Il est représenté figure 4.20. Ce relevé ne pose aucune difficulté pour la barrette de photodiodes vu les puissances lumineuses mises en jeu et malgré son utilisation à température ambiante. On constate que les intensités relatives des raies et leur largeur à mi-hauteur sont en parfait accord avec la théorie.

#### **IV-3-3 Spectre Raman du $\text{CCl}_4$ .**

Nous avons relevé, avec la même puissance laser et la même ouverture de la fente d'entrée que dans le cas de la détection avec la barrette de photoconducteurs, le spectre Raman multicanal du  $\text{CCl}_4$ . L'enregistrement de la figure 4.21 a été obtenu en 10 accumulations de 15 ms chacune.

Le spectre enregistré possède un rapport signal/bruit acceptable, en dépit de l'utilisation de la barrette à la température ambiante. Par ailleurs les intensités des raies et leur largeur à mi-hauteur sont en accord avec les valeurs théoriques.

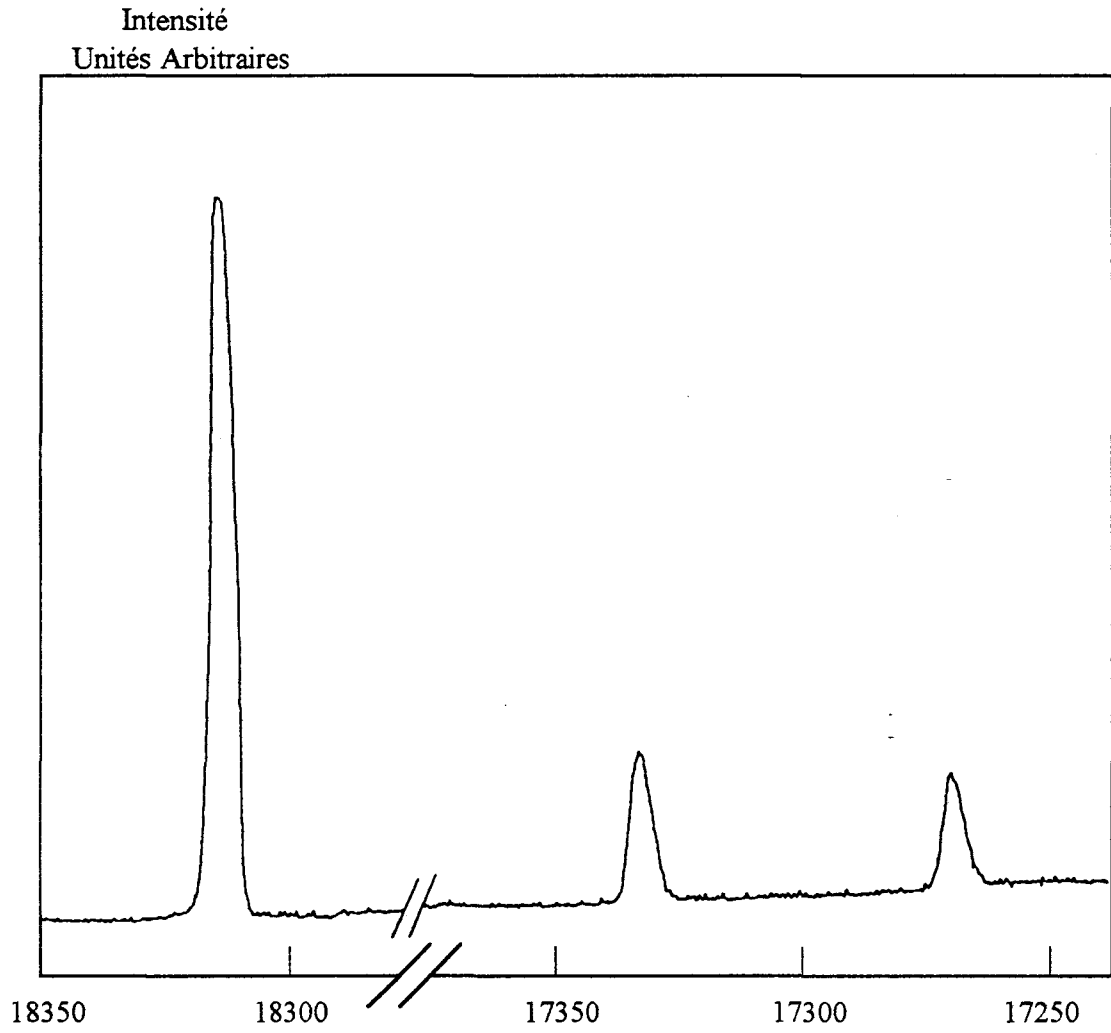


figure 4.20 Spectre multicanal de la lampe à vapeur de Mercure

obtenu avec la barrette RETICON

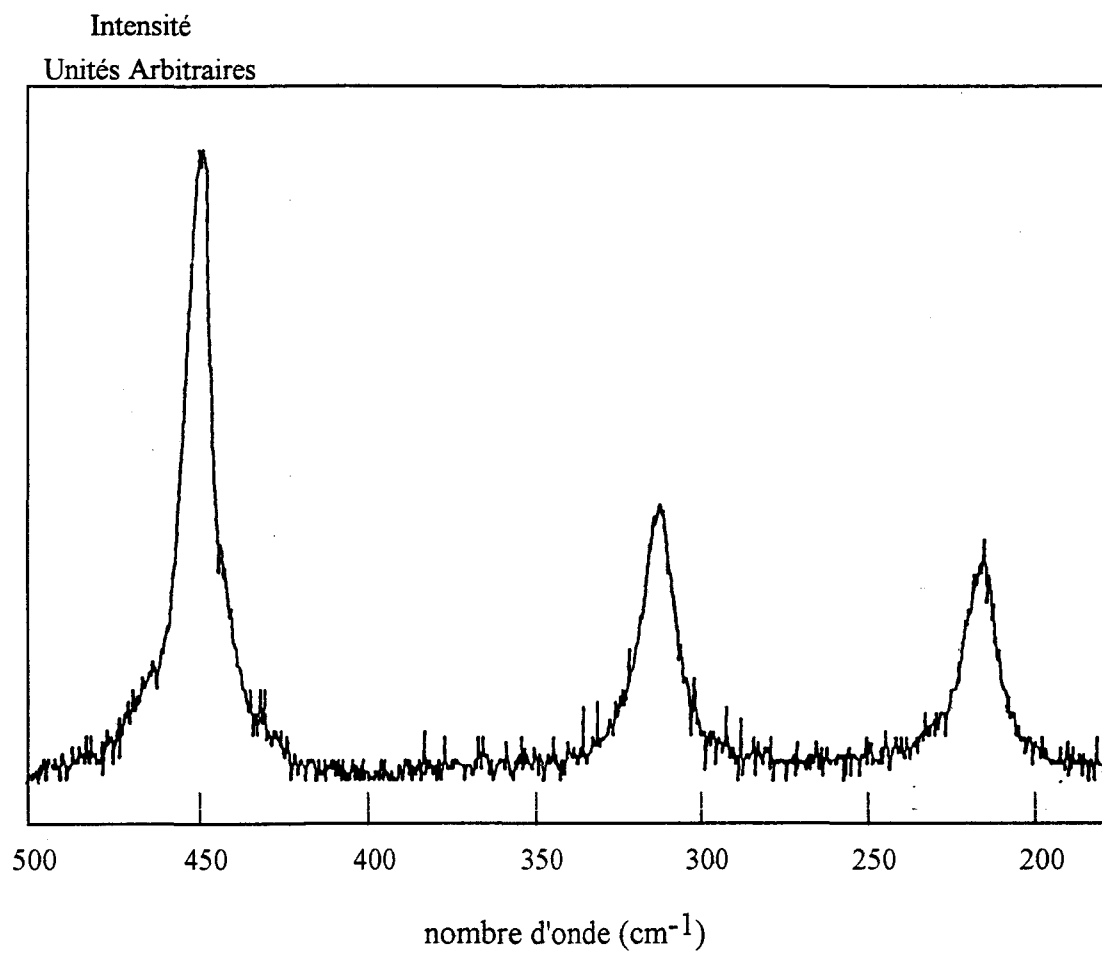


figure 4.21 Spectre Raman multicanal du CCl<sub>4</sub>  
obtenu avec la barrette RETICON.

## V- COMPARAISON DE L'ENSEMBLE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

L'étude comparative des résultats expérimentaux peut s'effectuer en termes de linéarité et de rapport signal sur bruit.

Tout d'abord, il est intéressant de noter que les détecteurs commerciaux utilisés sont linéaires quelque soit la puissance lumineuse et la longueur d'onde de la lumière incidente. Or, les intensités relatives des raies observées avec la barrette de photoconducteurs sont identiques à celles des raies observées avec les détecteurs commerciaux. Ces résultats démontrent la linéarité de la barrette dans les deux gammes différentes de puissances lumineuses mises en jeu dans les tests présentés. Ils confirment aussi les résultats présentés au chapitre III, reportés avec une échelle linéaire sur les figures 4.22 (a et b) et qui illustrent la variation quasiment linéaire du coefficient de réponse en fonction de la puissance lumineuse dans les deux gammes 0.1-0.5 pWatts et 0.5-4 pWatts mises en jeu dans les expériences présentées dans ce travail.

En détection monocanale, le photoconducteur de la barrette reçoit un flux lumineux inférieur à celui reçu par le photomultiplicateur. En dépit des conditions expérimentales moins favorables pour le photoconducteur la comparaison des spectres obtenus, notamment fig. 4.9 et 4.14, permet de préciser que le rapport S/B enregistré avec un élément de la barrette, fonctionnant à température ambiante, est meilleur que celui du spectre enregistré avec le photomultiplicateur utilisé qui, toute fois n'est pas refroidi et ne présente pas de performances exceptionnelles.

En mode de détection multicanale, la comparaison des spectres est plus difficile. D'une part la résolution et le champ spectral couvert par la barrette de photoconducteurs ne permettent pas d'enregistrer aisément le fond continu et le bruit et, par la même, d'estimer de façon quantitative le rapport S/B des spectres obtenus. D'autre part le flux lumineux reçu par un photoconducteur de la barrette est moins important que celui reçu

par une photodiode et le système électronique de balayage et de traitement de signal est moins performant que celui qui équipe la barrette de photodiodes au Silicium.

A partir de ces remarques il est difficile de préciser si l'un des détecteurs est meilleur que l'autre. Cependant les conditions expérimentales étant moins favorables pour la barrette de photoconducteurs, la qualité des spectres obtenus nous permet d'affirmer que ce détecteur possède des performances intéressantes pour un grand nombre d'applications dans le domaine de l'instrumentation optique.

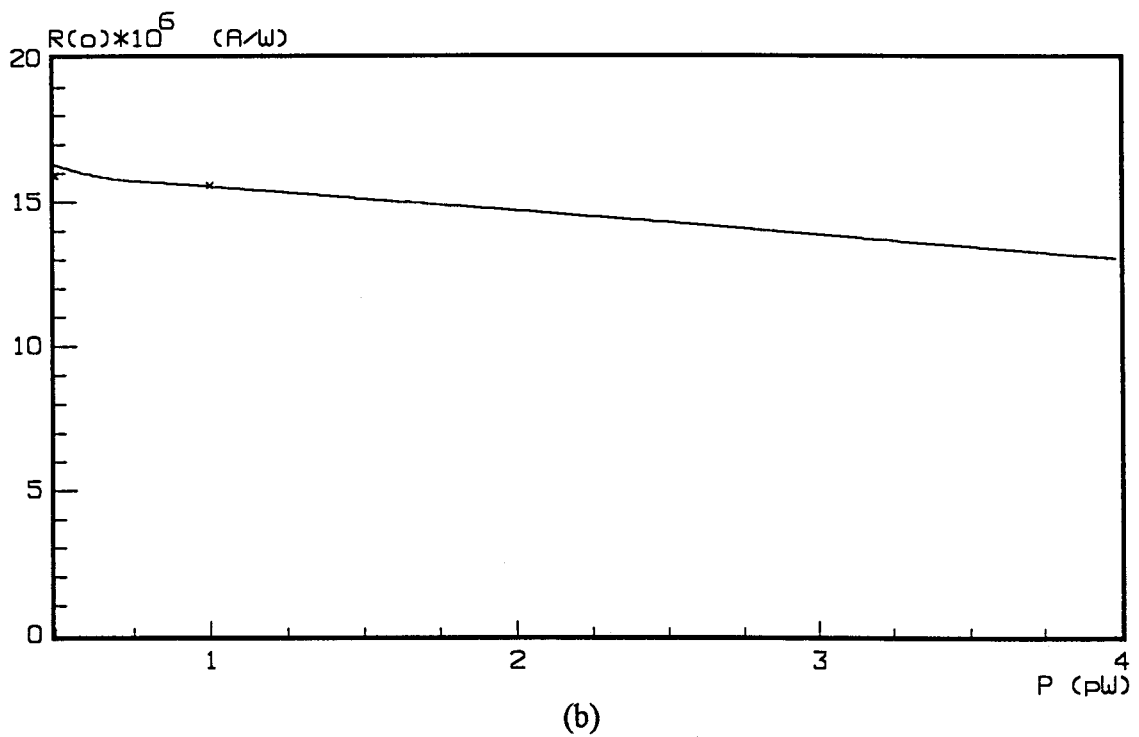
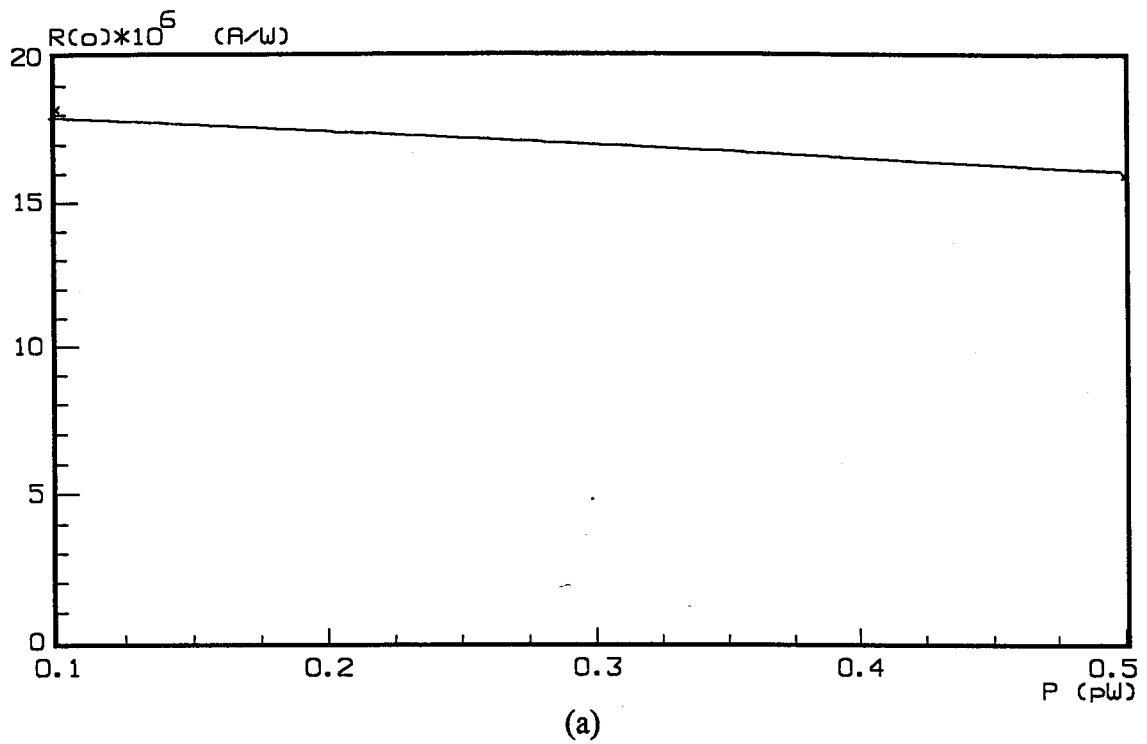


figure 4.22 Variation du coefficient de réponse statique en fonction de la puissance lumineuse

(a) gamme 0.1-0.5 pW

(b) gamme 0.5-4 pW

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] "Low pressure Mercury arc for calibration"  
Applied Optics, vol 1, N°6, 711-716 (1962).
  
- [2] "Emplois des lasers en analyse chimique"  
**M.Delhaye, A.Cornu, G.Baudin. (1971)**
  
- [3] "Photomultiplier Tubes"  
Hamamatsu, Documentation Technique.
  
- [4] Notice Technique Reticon corporation.
  
- [5] **Y.Talmi, R.W.Simpson.**  
Applied Optics, 17, 4 (1978).

# CONCLUSION



## CONCLUSION

Au terme de ce travail on peut essayer de faire le point sur les performances de la barrette de photoconducteurs en Arséniure de Gallium qui a été réalisée.

Tout d'abord les caractéristiques électriques obtenues qui peuvent être résumées en terme d'une détectivité spécifique élevée, de l'ordre de  $10^{13}$  cm  $\sqrt{\text{Hz/W}}$  à 300 K, démontrent le bon choix de la structure de base et du processus technologique utilisé pour réaliser la barrette. Par ailleurs, la conception de la barrette qui associe des éléments photosensibles et aveugles permet une annulation du courant d'obscurité et de ses variations en fonction de la température. Il en résulte une mesure plus précise du photocourant.

La connexion de la barrette au circuit électronique de lecture proposé s'avère bien adaptée aux deux modes de détection monocanal et multicanal, comme le confirme la qualité des spectres obtenus sur site expérimental de spectrométrie Raman. On peut cependant noter qu'une amélioration sensible des performances pourrait être obtenue en travaillant à plus basse température, en augmentant la surface photosensible d'un élément pour une meilleure adaptation à la géométrie de la fente du spectromètre.

Pour terminer on peut citer quelques avantages présentés par la barrette de photoconducteurs vis à vis des détecteurs commerciaux. Elle est peu encombrante, commode d'emploi car n'est pas détériorée par l'éclairage ambiant, nécessite une tension de polarisation très faible et peut être utilisée dans le visible et l'ultraviolet. Un autre avantage démontré dans ce travail est l'utilisation de la barrette de photoconducteurs en détection monocanale et multicanale sur le même site expérimental, contrairement aux barrettes de photodiodes RETICON qui ne sont mises en oeuvre que sur site instrumental multicanal; le système de détection monocanal utilisé restant toujours le photomultiplicateur.

**ANNEXE I**

## ANNEXE I

Dans cette annexe, nous présentons les différents bancs de mesure qui nous ont permis d'effectuer la caractérisation des éléments de la barrette. Nous allons ci-après décrire leurs configurations générales.

### **I-CARACTERISATION EN ECLAIREMENT CONTINU.**

Nous présentons figure A-1 le synoptique du banc de mesure mis au point. Les modules essentiels en sont une source lumineuse, un spectromètre à deux voies, l'une servant de référence et l'autre de mesure.

#### **Description du banc de mesure**

Ce banc permet de déterminer le coefficient de réponse statique des éléments de la barrette en fonction de la puissance lumineuse et de la longueur d'onde du rayonnement incident pour différentes tensions de polarisation et à différentes températures.

Le dispositif est équipé de deux sources lumineuses de natures différentes. Le choix de l'une d'entre elles se fait par translation d'un chariot. Une optique de transfert assure une bonne focalisation de l'image de la source choisie sur la fente d'entrée du spectromètre. Chacune des deux sources possède une alimentation stabilisée et contrôlée de sorte que l'on dispose à la sortie du spectromètre d'un flux de lumière de puissance bien précise.

Les deux sources utilisées, une lampe au Tungstène et une lampe à vapeur de Mercure haute pression sont complémentaires. La lampe spectrale à vapeur de Mercure dont le spectre d'émission est constitué de raies facilement isolables, permet une bonne

calibration en longueur d'onde du spectromètre. La lampe au Tungstène a un spectre d'émission continu couvrant le domaine visible-proche infra-rouge.

Le spectromètre permet d'isoler une bande passante étroite monochromatique de l'émission de la source de lumière polychromatique et dans le domaine allant de UV à IR (180 nm-750 nm). Il est de type Czerny-Turner figure A-2.

On peut faire varier la puissance lumineuse de sortie du spectromètre à l'aide de filtres neutres placés derrière la fenêtre d'entrée. Le miroir mobile (M1) qui permet d'envoyer le flux de photons sur l'une ou l'autre des 2 voies, est déplacé manuellement. Ce miroir est pourvu d'une couche d'Aluminium traitée possédant encore des bonnes performances dans le domaine de l'ultra-violet. En outre, il est de bonne qualité et son coefficient de réflexion est voisin de 1.

Le banc optique de la voie de mesure est solidaire du spectromètre pour donner une bonne stabilité mécanique à l'ensemble du système. On peut faire varier la hauteur de cette voie de mesure de façon à irradier un photoconducteur quelconque de la barrette.

Le détecteur est quant à lui placé sur un dispositif de déplacement micrométrique pour permettre un éclairage optimum, soit uniformément soit focalisé par un objectif de microscope.

Les mesures peuvent être effectuées à différentes températures en utilisant une enceinte associée à un module Peltier refroidi par une circulation d'eau.

La voie de référence est accessible en translatant le miroir, elle permet la mesure précise de la puissance lumineuse par la mesure de la tension délivrée par le photomultiplicateur. Ses caractéristiques par définition doivent être rigoureusement constantes et bien connues.

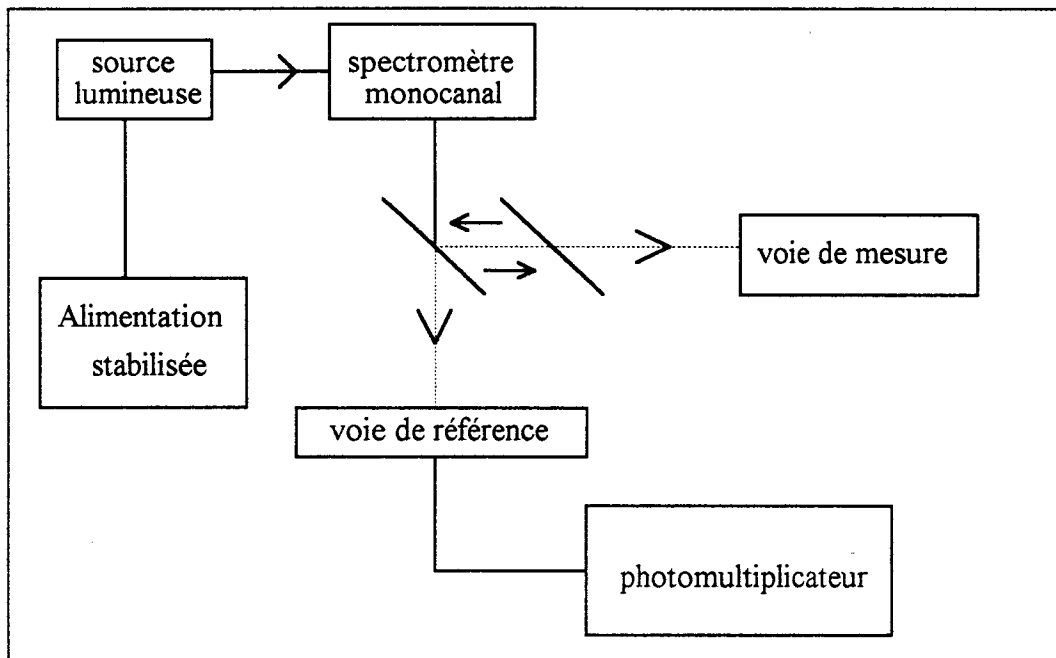


Figure A-1 Schéma synoptique du banc de mesure.

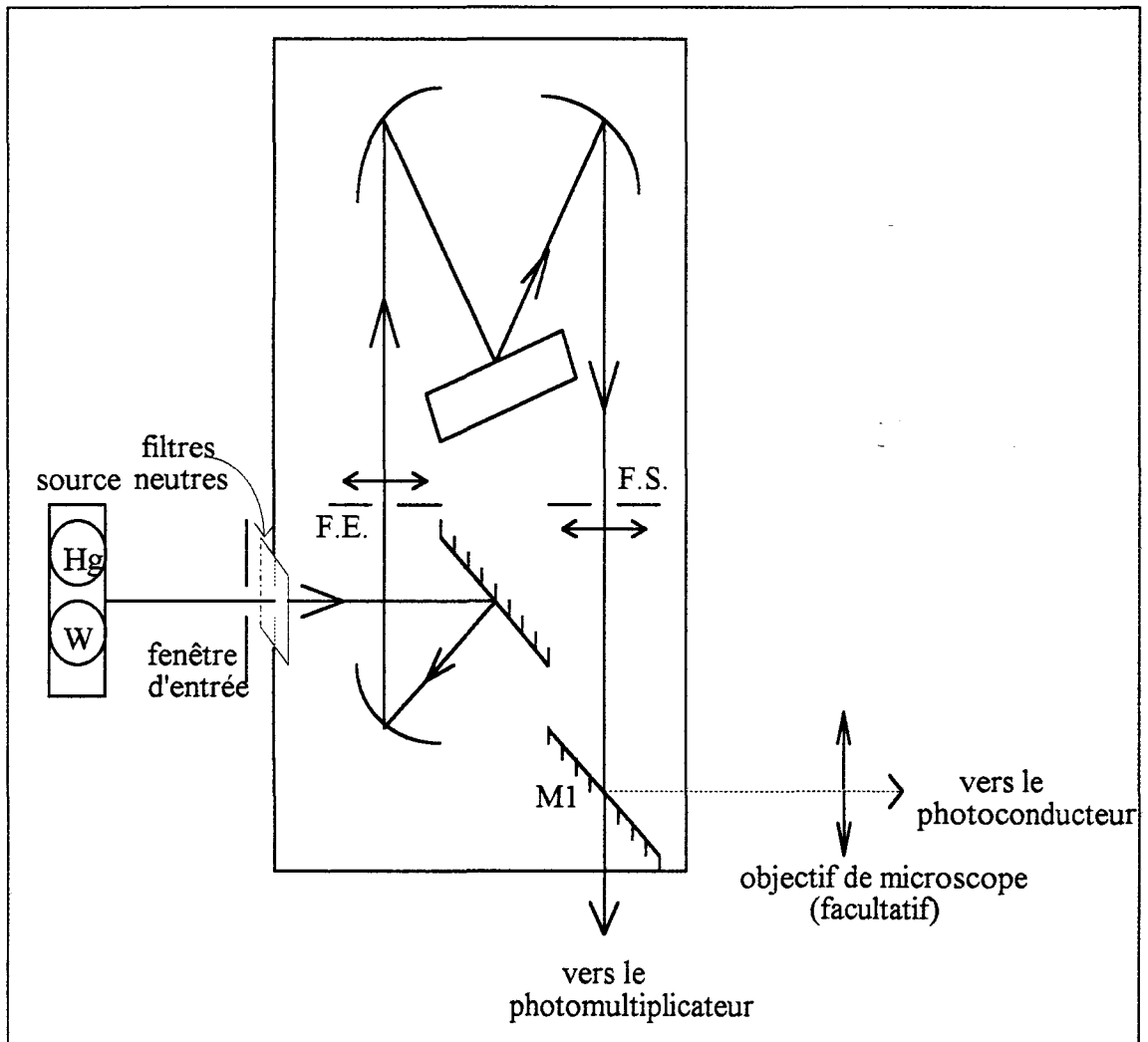


figure A-2 Monochromateur du type Czerny-Turner

## II -CARACTERISATION EN ECLAIREMENT IMPULSIONNEL.

Le banc de mesure en éclairage impulsionnel est représenté figure A-3. Il est constitué :

-d'un laser Argon à modes bloqués fournissant des impulsions lumineuses, à la longueur d'onde ( $\lambda = 514.5$  nm) de durée comprise entre 150 et 200 ps avec une fréquence de répétition de 80 MHz.

-d'un laser à colorant pompé en synchronisme avec le laser à Argon modes bloqués permettant d'obtenir des impulsions de longueur d'onde comprise entre 540 nm et 650 nm. La durée de ces impulsions est comprise entre 5 et 10 ps. Leur fréquence est pilotée par un "Cavity Dumper". Elle peut varier entre le coup par coup et 4 MHz.

La puissance moyenne des impulsions est de l'ordre de 50 mW à 800 KHz, celle-ci varie en assez large proportion selon la fréquence.

L'éclairage sur l'échantillon peut être soit uniforme soit ponctuel si le faisceau laser est focalisé, la focalisation est réalisée avec un objectif de microscope. La réponse du composant est visualisée sur un oscilloscope à échantillonnage.

Les réglages de l'ensemble du banc sont effectués en observant les impulsions du laser à Argon à l'aide d'une photodiode rapide au silicium et d'un oscilloscope à échantillonnage.

Pour pouvoir utiliser la pleine sensibilité de l'oscilloscope à échantillonnage on s'affranchit de la composante continue liée au courant d'obscurité du photodétecteur par un Té de polarisation à large bande passante.

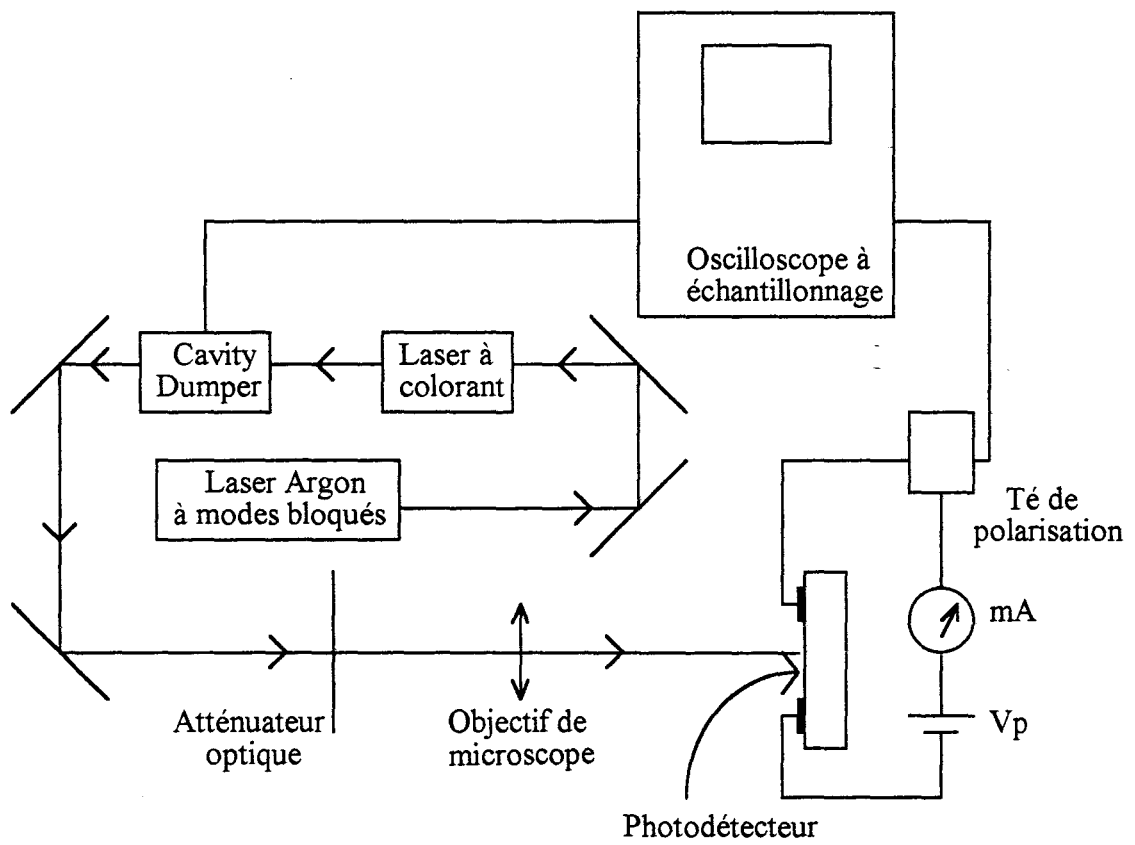


figure A-3 Banc de réponse impulsionnelle.



### III MESURE DE BRUIT EN BASSES FREQUENCES

Ce banc de mesure met en oeuvre un analyseur de spectre HP 3561A, qui explore les fréquences comprises entre 0.01 Hz et 100 KHz. Comme les bancs précédents, des précautions tant sur le plan optique (isolement de la lumière parasite) que sur le plan électrique (blindage des cables, polarisation de l'échantillon par un générateur de courant) sont nécessaires. Le schéma synoptique du banc est représenté figure A-4.

Les spectres de bruit sont directement tracés sur une table traçante interfacée avec l'analyseur de spectre.

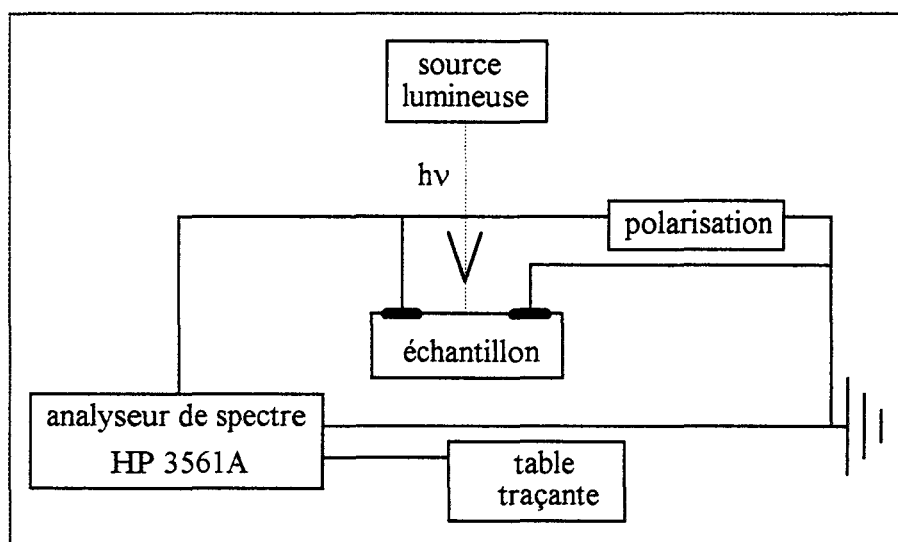


figure A-4 Schéma synoptique du banc de mesure de bruit  
du composant

**ANNEXE II**

## ANNEXE II

### Carte d'acquisition

#### I -INTRODUCTION

Pour utiliser la barrette au maximum de ses possibilités pour la détection de signaux à très bas niveaux lumineux nous avons conçu et programmé une carte d'acquisition représentée figure A-5.

Les signaux analogiques en provenance du détecteur, après amplification, sont convertis en temps réel sous forme numérique par un convertisseur rapide A/D de 12 bits. La durée de la conversion est effectuée en 7  $\mu$ s par photoconducteur soit 112  $\mu$ s pour l'ensemble de la barrette.

Les données disponibles à la sortie du convertisseur A/D sont transférées vers la mémoire centrale du microordinateur.

#### II -FONCTIONNEMENT DE LA CARTE.

##### A -L'interface PPI 8255 (IC 6)

La gestion interne de tous les processus effectués par cette carte est assurée par un PPI (Programmable Peripheral Interface). Il s'agit d'un circuit intégré disposant de trois ports parallèles (PA, PB, PC) de 8 bits chacun et d'un bus de données D<sub>0</sub>-D<sub>7</sub>.

Le port A (PA<sub>0</sub> à PA<sub>3</sub>) assure la gestion du multiplexeur (IC7) et le déclenchement des échantillonneurs bloqueurs (PA<sub>6</sub>).

Le port B (PB<sub>0</sub> à PB<sub>3</sub>) assure la gestion des multiplexeurs M<sub>1</sub> et M<sub>2</sub> intégrés dans le pont de Wheatstone.

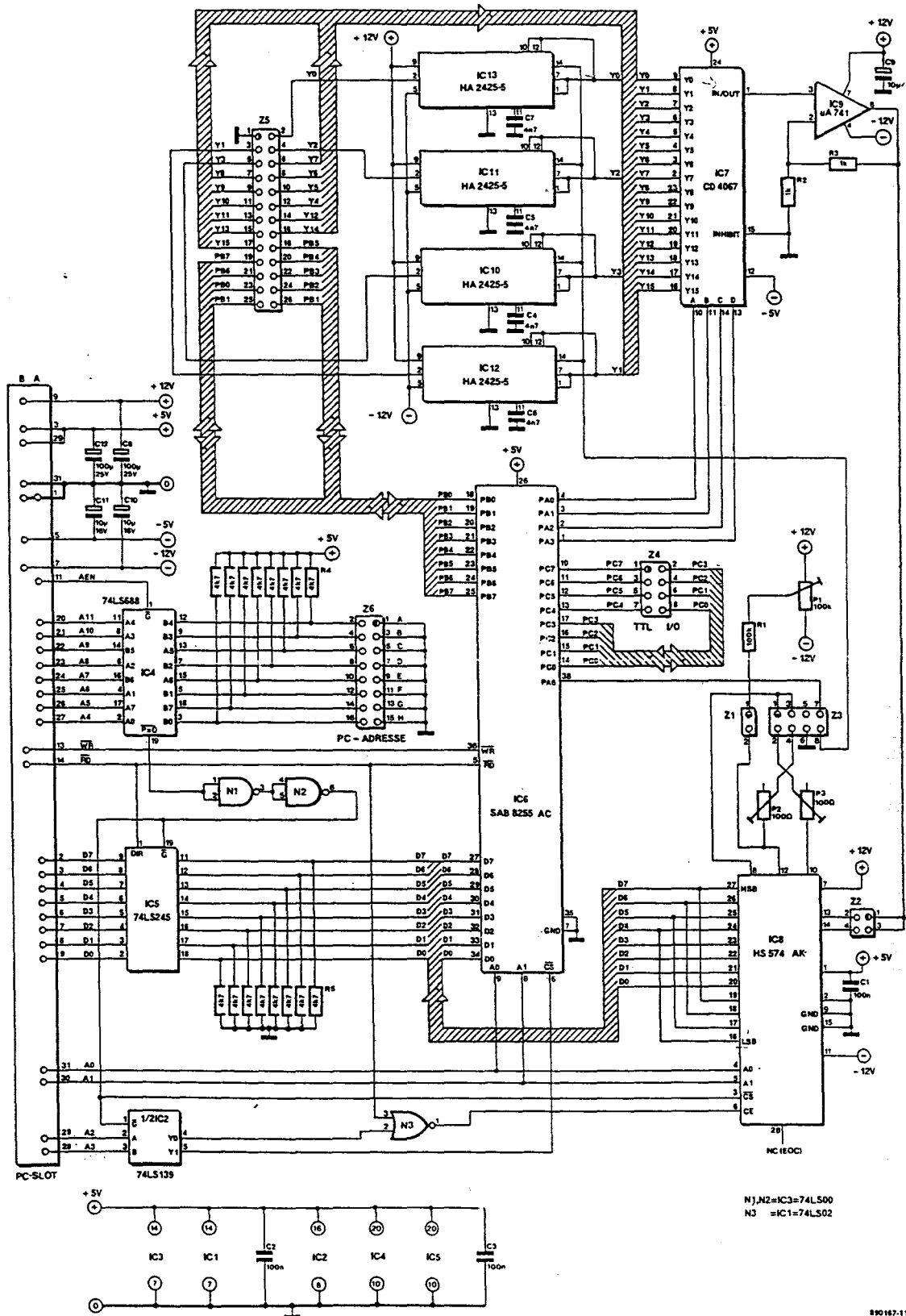


figure A-5 Schéma de la carte d'acquisition

**B Le convertisseur HS 574 (IC 8).**

Il s'agit d'un convertisseur de 12 bits qui a la particularité de fonctionner en mode symétrique/asymétrique avec un temps de conversion de 7  $\mu$ s. La liaison avec le bus de données de l'ordinateur sur 8 bits (D0-D7) nous contraint à effectuer la lecture en deux temps. On lit d'abord l'octet de poids faible en divisant la valeur par 16, puis par une seconde lecture, on lit l'octet de poids fort et on multiplie sa valeur par 16. La somme de ces deux valeurs donne la valeur sur douze bits.

**C Le Buffer 74LS 245 (IC 5).**

Le bus de données de 8 bits du PC est relié au PPI et au convertisseur à travers un buffer bidirectionnel à trois états (tri-states), qui assure le découplage de la carte par rapport au bus quand celle-ci n'est pas utilisée.

**D Le décodage d'adresse.**

Le décodage d'adresse est géré par un comparateur IC 4 (74LS688) à 8 bits. Ce composant compare les niveaux logiques des lignes d'adresse (A4 à A11) aux niveaux logiques imposés par l'emplacement de cavaliers de court circuit sur l'embase Z6.

Lorsque l'adresse fournie par l'ordinateur est celle que définit l'embase Z6, le comparateur génère un signal de validation qui sélectionne la carte. La sélection des composants de la carte (convertisseur, PPI) est effectuée par le décodeur IC2 (74LS139).

Les lignes A0 et A1 attaquent directement le PPI 8255 et le convertisseur. Elles servent à commander le mode de fonctionnement du convertisseur (lecture/conversion) et permettent la sélection des différents registres du PPI.

### III UTILISATION DE LA CARTE

Afin de ne mettre en oeuvre qu'un seul système électrique (un pont de Wheatstone et un amplificateur) pour effectuer la lecture de la barrette, nous n'avons utilisé qu'une seule entrée de la carte, qui en dispose 16 (Y1 à Y16).

Pour réaliser cette lecture séquentielle (sur l'entrée Y4) il suffit de bloquer le multiplexeur (IC 7) sur un état fixe.

Pour augmenter la sensibilité de la carte, le mode de fonctionnement du convertisseur A/N choisi est le mode symétrique -2.5 V et 2.5 V (embase Z1, Z2, Z3).

En effet, pour des puissances lumineuses 1000 fois supérieures à la diffusion Raman le signal à la sortie de l'amplificateur de gain 10 est de l'ordre de 500 mV. Ce signal avant d'être converti est amplifié d'un facteur deux par un amplificateur opérationnel intégré sur la carte (IC9). Il en résulte que le signal le plus élevé qui attaque le convertisseur A/N est de l'ordre de 1 V (la tension maximale admise par le convertisseur est de 10 V). En plus, la dispersion des valeurs des résistances des éléments de la barrette provoque des tensions de déséquilibre négatives selon l'élément de la barrette à partir duquel nous avons équilibré le pont de Wheatstone.

#### Réalisation du logiciel

Un organigramme général de la procédure d'acquisition et de traitement arithmétique est représenté sur la figure A-6.

La plupart des paramètres du programme, réalisé en turbo basic, sont directement modifiables par l'utilisateur (tableau I).

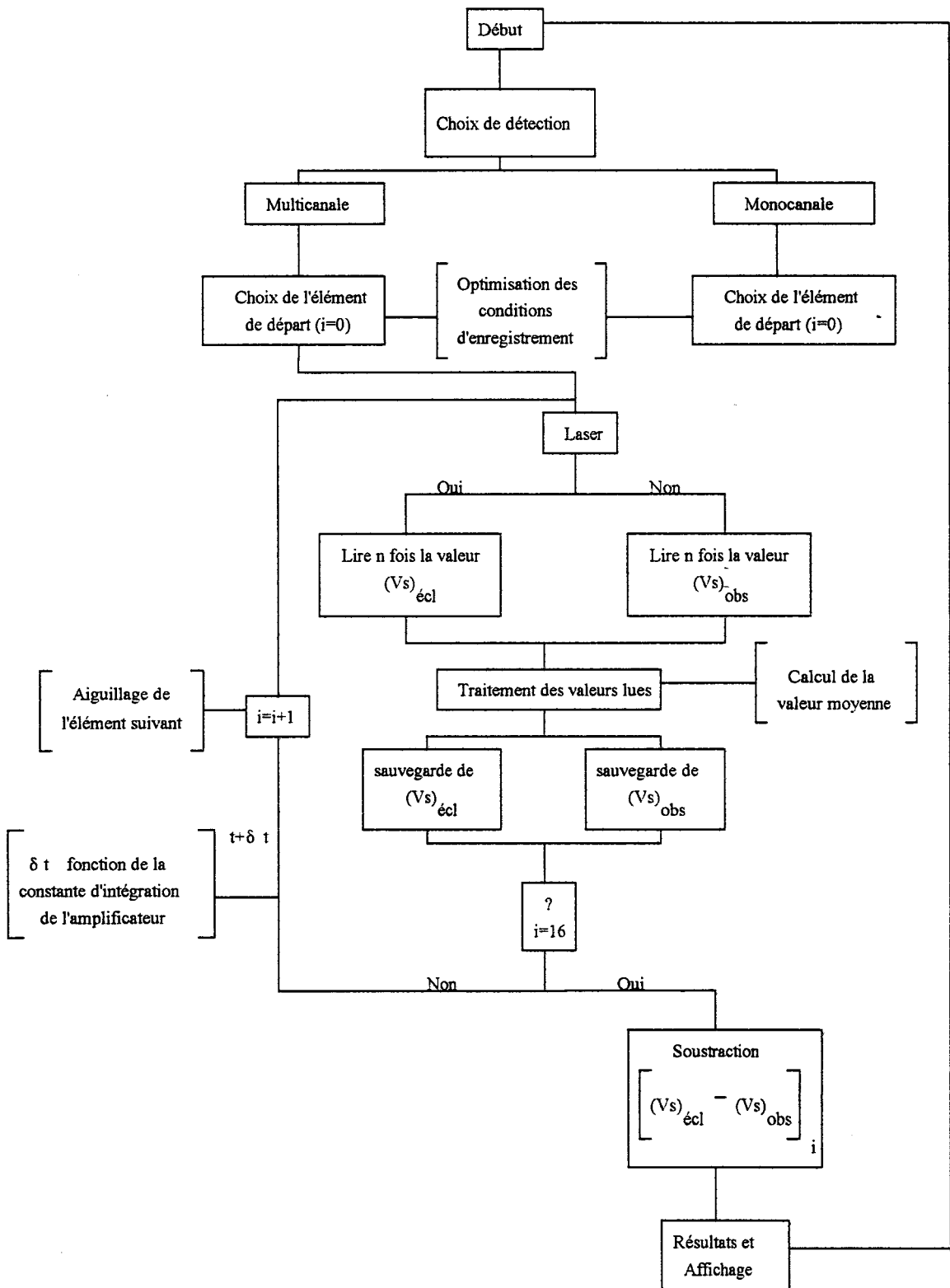


figure A-6 Organigramme général

## TABLEAU I

- 1..... NUMERO DE L'ENTREE UTILISEE (0-15)
- 2..... NOMBRE D'ELEMENTS A OBSERVER
- 3..... NOMBRE D'ECHANTILLONS (10 PAR DEFAULT)
- 4..... POUR UNE LECTURE DANS L'OBSCURITE
- 5..... POUR UNE LECTURE DANS LA LUMIERE
- 6..... AFFICHAGE DES RESULTATS
- 7..... TEMPS D'ATTENTE (S)
- 8..... SAUVEGARDE
- 9..... CHARGEMENT
- A ..... IMPRESSION D'UN TEXTE SUR LE GRAPHIQUE
- B..... DETECTION MONOCANALE (DETECTION MULTICANALE PAR  
DEFAULT)
- C..... REGLAGE DU SPECTROMETRE
- Q ..... POUR QUITTER

