



HAL
open science

Etude de structures MS et MIS-(n)InP par photoluminescence : effet du champ électrique

Ali Ahaitouf

► **To cite this version:**

Ali Ahaitouf. Etude de structures MS et MIS-(n)InP par photoluminescence : effet du champ électrique. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 1992. Français. NNT : 1992METZ019S . tel-01775980

HAL Id: tel-01775980

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01775980v1>

Submitted on 24 Apr 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

THESE

présentée à l'Université de METZ

par

ALI AHAITOUF

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE DE METZ

en

ELECTRONIQUE

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	1992 0605
Cote	S/M3 92/19
Loc	Magasin

**ETUDE DE STRUCTURES MS ET MIS-(n)InP PAR
PHOTOLUMINESCENCE
-EFFET DU CHAMP ELECTRIQUE-**

Soutenu le 16 Juin 1992 devant la commission d'Examen :

- S.K. KRAWCZYK, Directeur de Recherche (CNRS-Lyon), rapporteur
- S. RAVELET, Professeur à l'I.U.T. de Nancy 1, rapporteur
- A. GEORGE, Directeur de Recherche (CNRS-Nancy 1), examinateur
- B. LEPLEY, Professeur à l'Université de Metz, examinateur
- G.J. PAPAIOANNOU, Professeur à l'Université d'Athènes, examinateur
- B. STEBE, Professeur à l'Université de Metz, examinateur
- A. BATH, Professeur à l'Université de Metz, Directeur de thèse

*A la mémoire de mes parents
A mes frères et sœurs
A Rachid et à tous ceux et celles qui me sont chers*

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire d'Optoélectronique et de Micro-électronique (LOM) du Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides (CLOES), laboratoire commun à l'Université de Metz et à l'Ecole Supérieure d'Electricité de Metz.

J'exprime mes remerciements à M M.CERTIER Professeur et directeur du centre pour m'y avoir accueilli.

Mes plus vifs remerciements au Professeur A.BATH, pour avoir accepté de diriger ce travail, pour la confiance qu'il m'a témoignée, pour ses encouragements et pour les conseils qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail. Qu'il trouve ici aussi ma profonde reconnaissance pour sa méthode de travail et ses rigueurs physiques et expérimentales dont il m'a fait profiter.

De la même façon, je tiens à remercier le Professeur B.LEPLEY pour ses discussions fructueuses, ses encouragements et l'intérêt qu'il a manifestés pour ce travail. B.LEPLEY, m'a toujours consacré une partie de son temps, très précieux, vu ses nombreuses responsabilités.

Je suis particulièrement honoré de la présence dans le jury de Monsieur S.K.KRAWCZYK, Directeur de recherches au CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon. Malgré ses diverses responsabilités, il a accepté d'être rapporteur de thèse. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements.

Le professeur S.RAVELET de l'IUT de Nancy 1 a aussi accepté d'être rapporteur de thèse malgré la tâche ingrate que cela constitue. Je lui adresse ici mes sincères remerciements et ma profonde reconnaissance. Je tiens aussi à rendre, à lui ainsi qu'à son équipe, un grand hommage pour les échantillons qu'ils nous ont fournis et pour leur disponibilité lorsqu'elle s'avérait nécessaire.

Que Monsieur G.PAPAIIOANNOU, Professeur à l'Université d'Athènes trouve ici l'expression de mes profonds remerciements pour avoir accepté de participer à la commission d'examen.

A Monsieur A.GEORGES, Directeur de recherches au CNRS Nancy 1, qui m'a fait l'honneur d'examiner ce travail, j'adresse mes sincères remerciements.

Monsieur le Professeur B.STEBE, directeur du LOM à très gentilement accepté de faire partie de la commission d'examen. Je lui témoigne ma reconnaissance et je lui adresse mes vifs remerciements.

Que Mme M.LUMBREERAS, Professeur à l'Université de Metz, soit remerciée pour son aide et sa disponibilité.

Je suis très reconnaissant envers le technicien J.C.PETIT, qui, par son expérience a apporté une contribution indispensable aux montages mis au point au laboratoire.

Ce travail a aussi bénéficié des compétences informatiques de Messieurs A.JANNATI et P.CLAUSSE, stagiaires au laboratoire, qu'ils trouvent ici mes remerciements.

Que mes remerciements aillent à Mme J.ZAYER et Mme V.DELBECQUE secrétaires du laboratoires, qui m'ont toujours aidé à respecter les délais.

Que Mlle S.MORESCO soit remerciée du fond du coeur pour sa contribution à la correction des erreurs d'orthographe.

A tous les chercheurs du CLOES j'adresse ma sympathie et mes remerciements en particulier à F.ABDI pour l'amitié qu'il m'a témoignée tout au long de notre appartenance au CLOES et à P.BOURSON pour sa disponibilité.

Il serait injuste de ma part de clore cette page sans avoir une pensée pour A.TELIA qui a fait partie de notre équipe et qui a été mon initiateur à la vie du laboratoire.

Enfin je demande à tous ceux que je n'ai pas mentionnés de me pardonner.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE**I****CHAPITRE I: LA PHOTOLUMINESCENCE**

1- <u>INTRODUCTION</u>	2
2- <u>LA PHOTOLUMINESCENCE</u>	2
2.1- Définition	2
2.2- Transitions radiatives dans un semiconducteur	3
3- <u>SPECTRES DE PHOTOLUMINESCENCE</u>	6
4- <u>INTENSITE DE PHOTOLUMINESCENCE</u>	13
4.1- Evaluation de l'intensité de photoluminescence	13
4.2- Effet de l'application d'un champ électrique	19
4.3- Vitesse de recombinaison en surface	24
5- <u>CARACTERISATION DES SURFACES ET DES INTERFACES</u> <u>D'InP PAR PHOTOLUMINESCENCE</u>	28

CHAPITRE II: DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

1- <u>INTRODUCTION</u>	41
2- <u>MESURES OPTIQUES</u>	41
2.1- Mesure de $I_p(V_g)$	41
2.2- Mesure de la dérivée dI_p/dV_g	52
3- <u>MESURES ELECTRIQUES</u>	55
3.1- Caractéristique capacité-tension: $C(V_g)$	55
3.2- Caractéristique courant-tension: $J(V_g)$	55
4- <u>REALISATION DES CONTACTS</u>	55
4.1- Contact ohmique	59
4.2- Electrodes de contact	59
4.3- Electrodes semi-transparentes	59
5- <u>DENSITE DE PUISSANCE</u>	60
6- <u>CARTOGRAPHIE D'UN ECHANTILLON</u>	62

<u>CHAPITRE III:</u>	CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR DIODES SHOTTKY	
1- <u>INTRODUCTION</u>		68
2- <u>HAUTEUR DE LA BARRIERE SCHOTTKY SUR InP</u>		68
3- <u>AMELIORATION DE LA HAUTEUR DE LA BARRIERE SCHOTTKY</u>		70
4- <u>DIODES SCHOTTKY</u>		74
4.1- Fabrication des structures		74
4.2- Caractérisation électrique		75
4.3- Caractérisation optique: Photoluminescence		84
4.4- Discussion		89
5- <u>DIODES SCHOTTKY OXYDEES</u>		92
5.1- Oxydation par l'acide nitrique en phase liquide (HNO₃)		92
5.2- Plasma multipolaire		110
6- <u>CONCLUSION</u>		117
<u>CHAPITRE IV:</u>	CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS-InP	
1- <u>INTRODUCTION</u>		123
2- <u>STRUCTURES METAL-NITRURE DE BORE-InP</u>		125
2.1- Préparation des structures		125
2.2- Identification des structures étudiées		128
2.3- Caractérisation de la structure SNPA19		128
2.4- Caractérisation de la structure C29A24		133
3- <u>STRUCTURE MIS-InP BICOUCHE T27</u>		142
3.1- Origine et préparation		142
3.2- Caractérisation électrique		144
3.3- Caractérisation par photoluminescence		150
3.4- Interprétation		153
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		175

INTRODUCTION

La technologie électronique à base de Silicium a été couronnée d'un succès formidable, ce qui n'a pas empêché la recherche de continuer son développement en vue de trouver d'autres semiconducteurs permettant d'aller au-delà des performances de cet élément. Pour cela, les chercheurs se sont tournés vers les semiconducteurs III-V tels que l'Arséniure de Gallium GaAs et le Phosphure d'Indium InP. Ces deux matériaux présentent plusieurs avantages dont [1]:

-: Une mobilité des électrons quatre à six fois supérieure à celle du silicium.

-: Une vitesse de saturation plus grande.

-: La possibilité d'obtenir un substrat semi-isolant qui permet l'isolation naturelle des circuits et donc diminue les effets capacitifs parasites et les courants de fuite.

-: La concentration intrinsèque plus faible autorisant un fonctionnement à des températures plus élevées que dans le Silicium (300°C).

-: La structure de bandes à transition directe, permettant de réaliser à la fois des fonctions optiques et électroniques.

-: La possibilité de réaliser d'autres alliages avec des composés tels que InAs, InGaAs et InGaAsP qui sont les futurs candidats pour des applications hyperfréquences et optoélectroniques.

La hauteur de la barrière Schottky sur GaAs, assez élevée, de l'ordre de 0,8eV [2], est à l'origine de la réalisation des transistors de type MESFET GaAs. Par contre la filière MISFET à base de ce composé n'a pas connu le même succès, à cause du niveau de Fermi piégé au milieu de la bande interdite par des états de surface ou d'interface dont la densité dépasse les $10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$, empêchant ainsi la création de zones d'accumulation ou d'inversion.

Au contraire, pour l'InP, à cause de la faible hauteur de la barrière Schottky (0,4 à 0,5eV) [3], le développement de la filière MESFET-InP reste limité tandis que la faisabilité de composants MISFET-InP semble démontrée puisqu'un déplacement du niveau de Fermi à la surface peut-être observé [4] même si l'intervalle de déplacement reste étroit [1]. Ceci favoriserait la formation d'une couche d'accumulation ou de déplétion sur un substrat semi-isolant et une couche d'inversion sur un substrat de type p.

En vue de l'utilisation des transistors MISFET-InP dans des circuits monolithiques en technologie planar, qui nécessite des longueurs de grille très faibles ($< 1 \mu\text{m}$), il faut connaître et traiter les problèmes de la surface et de l'interface, qui ont une influence de plus en plus prépondérante sur les performances des dispositifs.

La nécessité de trouver un isolant adéquat à déposer entre la grille et le semiconducteur reste la priorité essentielle de toutes les recherches actuelles développées dans le cadre général de la passivation. De plus, la qualité que l'on peut obtenir par l'oxyde natif thermique sur le silicium permet d'espérer des résultats analogues pour développer une couche d'oxyde ou d'isolant sur InP si les méthodes d'élaboration à basse température sont mises au point.

Théoriquement, l'oxyde natif est une solution "naturelle" pouvant donner lieu à une interface oxyde-semiconducteur où toutes les liaisons sont satisfaites, donc dépourvues d'états de surface. Ceci est loin d'être démontré dans le cas de l'InP dont les

oxydes natifs sont parfois le siège de transports ioniques et sont instables [1]. Pour palier tous ces problèmes d'instabilité et de dérive, de nombreux chercheurs se sont engagés dans la voie plus large, mais indispensable à l'évolution de la technologie des composants, qu'est la passivation.

Notre équipe, en collaboration avec celles du LEPI⁽¹⁾ et du LPMI⁽²⁾ ainsi qu'avec l'Université Technologique de Delft⁽³⁾ (PAYS-BAS) s'est intéressée à la réalisation d'oxydes minces par voie chimique et par la voie d'oxydation en plasma multipolaire [5], ainsi qu'au dépôt d'isolants épais tel que le nitrure de bore [6] par la méthode de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD).

Parallèlement à la passivation de la surface, se développent les méthodes de caractérisation nécessaires à l'évaluation et au jugement du travail réalisé. Là aussi, notre laboratoire a choisi de se doter des principales méthodes de caractérisation, qui sont la spectroscopie transitoire des niveaux profonds (D.L.T.S.), la photoluminescence, sujet principal de ce mémoire et les méthodes électriques incluant les mesures de capacité et de courant en fonction de la tension.

On trouvera dans le premier chapitre de ce mémoire, un rappel concernant la photoluminescence et le cadre général de son utilisation en tant que méthode de caractérisation de la surface et de l'interface.

Dans le deuxième chapitre, seront présentés les dispositifs expérimentaux que nous avons mis au point au sein du laboratoire et qui sont à la base de cette étude.

(1): Laboratoire d'Electronique et de Physique des Interfaces, NANCY

(2): Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés, NANCY

(3): Laboratoire de Chimie Inorganique, Delft - PAYS- BAS

Le troisième chapitre concerne la caractérisation des structures Schottky et Schottky oxydées.

Dans le dernier chapitre la caractérisation des structures MIS-InP par photoluminescence sera détaillée. En régime de déplétion, les résultats sont interprétés dans le cadre du modèle de " la couche morte ". En accumulation, un modèle de calcul de l'intensité de photoluminescence sera proposé et discuté.

Ce mémoire s'achèvera sur une conclusion générale qui évoque les perspectives ouvertes par ce travail.

- [1] P.VIKTOROVITCH
Revue Phys.Appl 25, 895-914 (1990)
- [2] N;NEWMAN, M.VAN SCHILFGAARD, T.KENDELEWICZ, M.D.WILLIAMS et
W.E.SPICER
Phys. Rev B33, 1146-1158 (1986)
- [3] N.NEWMAN, T.KENDELEWICZ, BOWMAN et W.E.SPICER
Appl. Phys. Lett 45, 1176-1178 (1985)
- [4] M.ARMAND, D.V.BUI, J.CHEVRIER et N.T.LINH
Revue technique de Thomson CSF, 16, 47-100 (1984)
- [5] Rapport final du contrat CNET N°908B007007909245LAB, non publié
Oxydes tunnels par plasma multipolaires
- [6] A.BATH, P.J. VAN DER PUT, J.G;M;BECHT, J.SCHOOMAN et B.LEPLEY
J. Appl. Phys. 70, 4366-4370 (1991)

LA PHOTOLUMINESCENCE

1- INTRODUCTION

2- LA PHOTOLUMINESCENCE

2.1- Définition

2.2- Transitions radiatives dans un semiconducteur

2.2.1- Transition bande à bande

2.2.2- Recombinaisons excitoniques

2.2.2.1- Excitons libres

2.2.2.2- Excitons liés

2.2.3- Transition bande niveau d'impureté

2.2.4- Transition donneur accepteur

3- SPECTRES DE PHOTOLUMINESCENCE

4- INTENSITE DE PHOTOLUMINESCENCE

4.1- Evaluation de l'intensité de photoluminescence

4.2- Effet de l'application d'un champ électrique

4.2.1- Structure MIS et MS sous une polarisation inverse

4.2.2- Modèle de la couche morte

4.2.3- Calcul de l'intensité de photoluminescence

4.3- Vitesse de recombinaison en surface

5- CARACTERISATION DES SURFACES ET DES INTERFACES D'INP PAR PHOTOLUMINESCENCE

LA PHOTOLUMINESCENCE

1- INTRODUCTION

Le Phosphore d'Indium (InP) est un semiconducteur III-V. Son gap direct et la forte mobilité des électrons font de lui un matériau prometteur dans les domaines de l'optoélectronique, et des hyperfréquences. C'est aussi un bon candidat pour la fabrication des composants de puissance et des circuits intégrés rapides.

Sa caractérisation et l'étude de ses propriétés constituent un des axes de recherche actuellement en expansion dans les domaines de la microélectronique. Les méthodes de caractérisation sont nombreuses; outre les mesures de capacité et de courant, les méthodes optiques telles que la photoluminescence et l'ellipsométrie sont de plus en plus utilisées dans l'étude des propriétés de surface et d'interface. Dans ce chapitre, nous nous contenterons de définir et de rappeler les principes de la photoluminescence.

2- LA PHOTOLUMINESCENCE

2.1- Définition

La photoluminescence est le rayonnement émis par un échantillon excité par des photons. Elle correspond aux transitions radiatives qui ont lieu dans le volume du semiconducteur; en effet, lorsque le semiconducteur est soumis à un flux de photons ayant une énergie $h\nu$, il y a création de paires électron-trou (e,t) et le matériau voit son état d'équilibre perturbé. Parmi les mécanismes de retour à l'équilibre on distingue les processus radiatifs des processus non radiatifs qui eux ne contribuent pas à la luminescence.

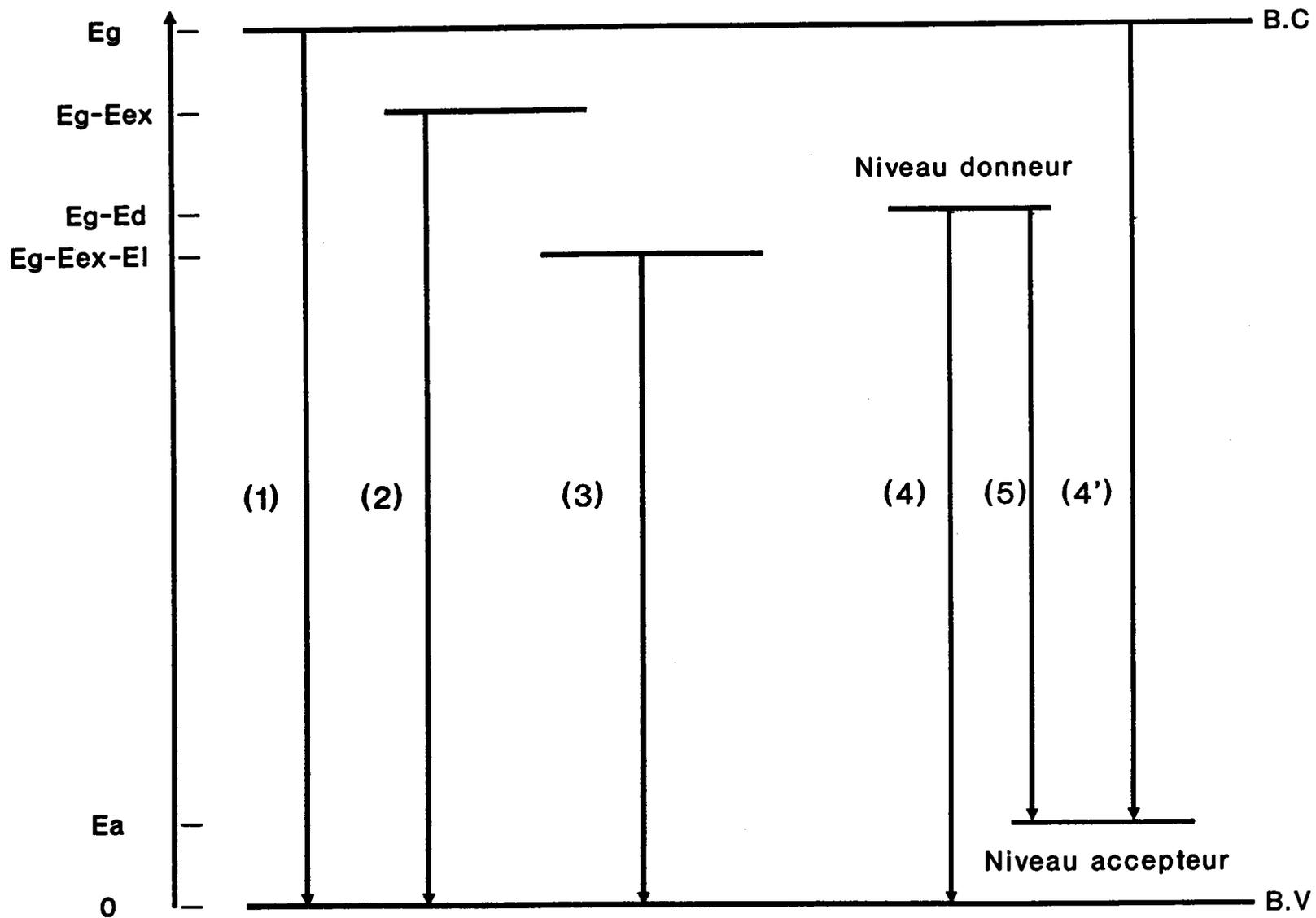
2.2-Transitions radiatives dans un semiconducteur :

La figure 1 montre différents processus de recombinaison radiatives [1] dans un semiconducteur :

2.2.1- Transition bande à bande :

Schématisé par le processus (1) sur la figure 1, c'est le plus simple des processus de recombinaison. Un électron de la bande de conduction se recombine avec un trou de la bande de valence en émettant un photon d'énergie $h\nu$ pratiquement égale à celle de la largeur de la bande d'énergie interdite (ou "gap") E_g du semiconducteur dans le cas où il est à bande interdite directe (figure 2(a)). Dans le cas d'un semiconducteur à gap indirect, cette transition nécessite la participation d'un phonon de vecteur d'onde k pour satisfaire à la conservation de la quantité de mouvement. La probabilité de cette transition est faible comparée à celle d'une transition directe [29] (figure 2(b)).

Figure 1: Transitions radiatives dans un semiconducteur [1]



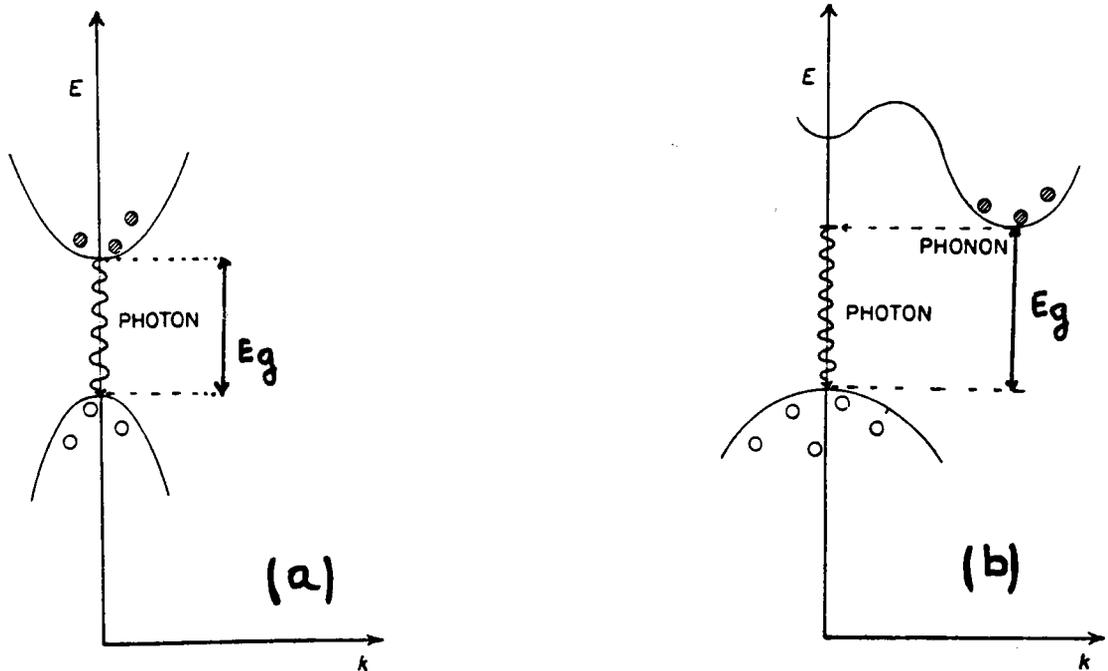


Figure 2: Transitions bande à bande dans un semiconducteur à gap direct (a) et dans un semiconducteur à gap indirect (b) [27]

2.2.2- Recombinaisons excitoniques :

2.2.2.1 : Excitons libres

A basse température, un électron et un trou forment, sous l'effet de l'attraction coulombienne, un exciton. Ce couple de porteurs se comporte comme une seule particule libre dans le semiconducteur. L'annihilation de cette paire de porteurs conduit à

l'émission d'un photon d'énergie $E_g - E_{ex}$ où E_{ex} est l'énergie de liaison de l'exciton. Cette transition est schématisée par le processus (2) sur la figure 1.

2.2.2- Exciton lié :

Lorsqu'il existe des centres d'impureté dans le semiconducteur, un exciton libre peut être piégé par un centre d'impureté formant ainsi un exciton lié. Cet exciton peut se recombiner en donnant lieu à la transition représentée par (3) sur la figure (1) et correspondant à une émission $h\nu = E_g - E_{ex} - E_l$ où E_l est l'énergie de liaison exciton-impureté.

2.2.3- Transition bande - niveau d'impureté :

Cette transition est représentée par les processus (4) et (4'). Un électron piégé par un atome donneur se recombine avec un trou libre; il s'en suit une émission de photons d'énergie $h\nu = E_g - E_d$ où E_d est l'énergie d'ionisation du donneur. De la même façon, un trou piégé par un accepteur peut se recombinaer avec un électron libre, l'énergie du photon émis est $E_g - E_a$ où E_a est l'énergie d'ionisation de l'accepteur.

2.2.4- Transition donneur-accepteur :

Un électron lié à un donneur et un trou piégé par un accepteur peuvent se recombiner en créant un photon d'énergie $h\nu = E_g - (E_d + E_a) - E_c$ où E_c est l'énergie coulombienne entre le centre donneur et le centre accepteur donnée dans le système (SI)

par $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{sc}r}$, r étant la distance entre les deux centres. C'est la transition (5) sur la figure 1.

3- SPECTRES DE PHOTOLUMINESCENCE

Les figures 3 et 4 montrent deux spectres de photoluminescence de l'InP à une température voisine de celle de l'azote liquide. Le premier a été obtenu par Street et al [2] à $T= 80\text{K}$ sur un substrat de type n, faiblement dopé ($N_D \sim 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$) et le deuxième a été mesuré à $T=77\text{K}$ dans notre laboratoire sur un échantillon d'InP de type (n) oxydé suivant la technique de dépôt bicouche par plasma RF [7].

Ces deux spectres sont dominés par deux raies intenses situées respectivement à 1,38 et 1,41eV.

a°/ Le pic 1,38eV correspond à la transition donneur accepteur (D.A) [5]. Celle-ci s'accompagne de l'émission d'un phonon longitudinal optique (LO). Cette réplique, mieux visible sur la figure 3 correspond à la raie la moins intense située à 1,34eV [5].

b°/ Le pic le plus intense à 1,41eV correspond à plusieurs contributions non observables à cette température. Sur la figure 5, [3], apparaît une décomposition de cette raie à une température égale à 1,6K.

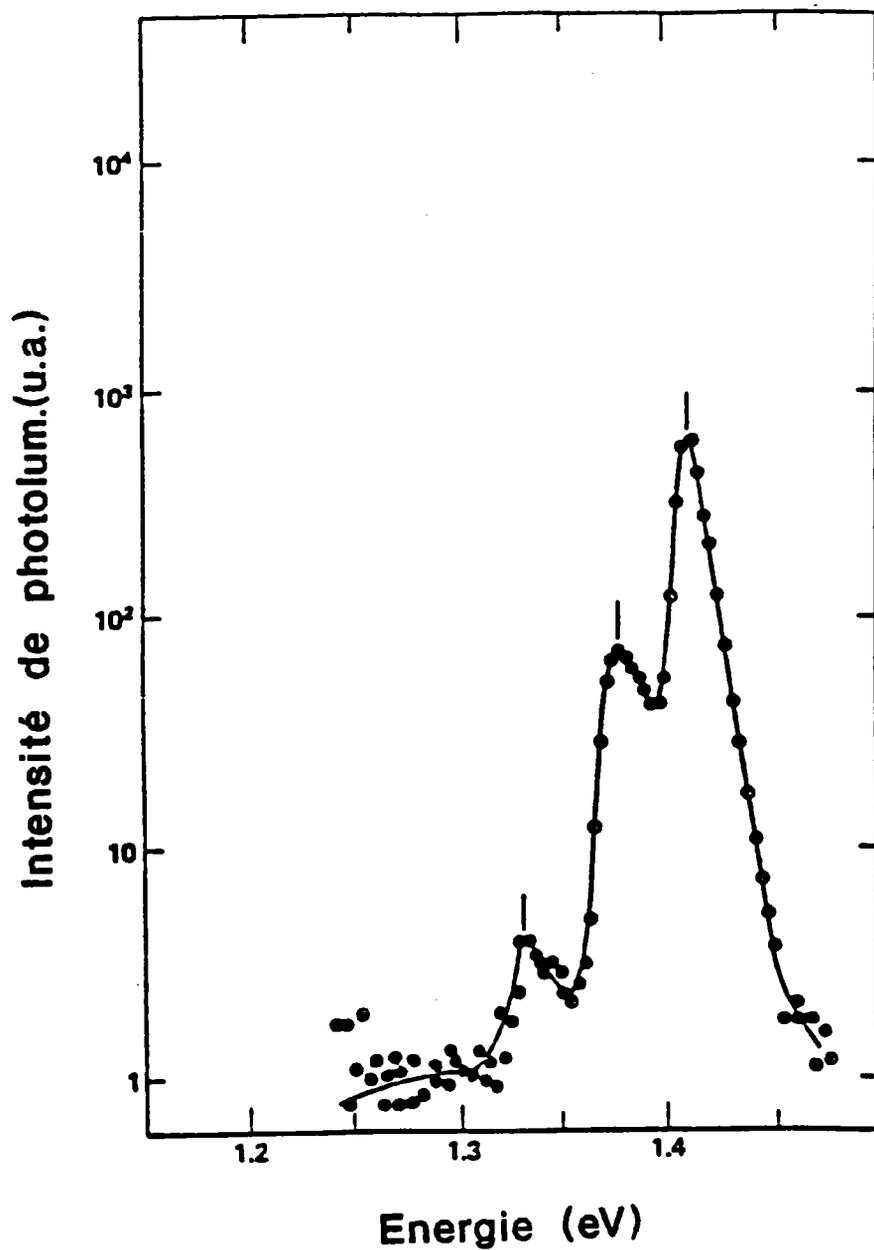


Figure 3: Spectre de photoluminescence de l'InP de type (n) à T=80K d'après [2].

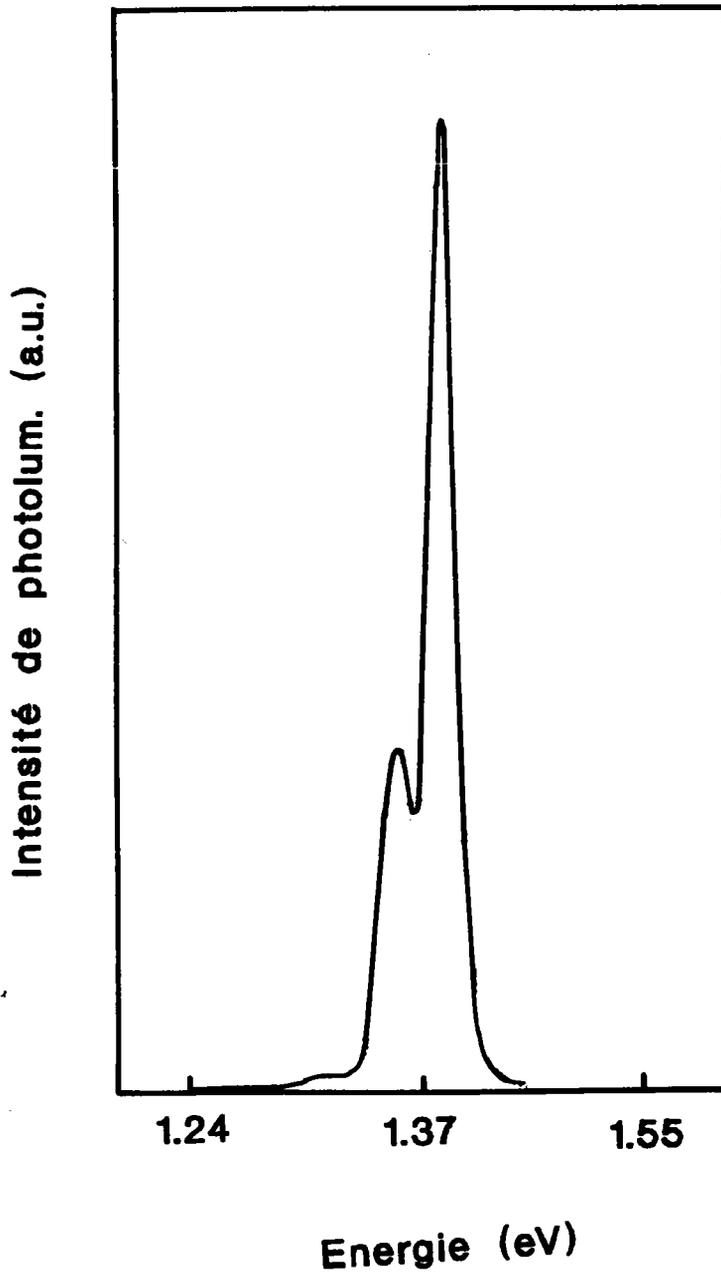


Figure 4: Spectre de photoluminescence de l'InP de type (n) à T=77K mesuré dans notre laboratoire.

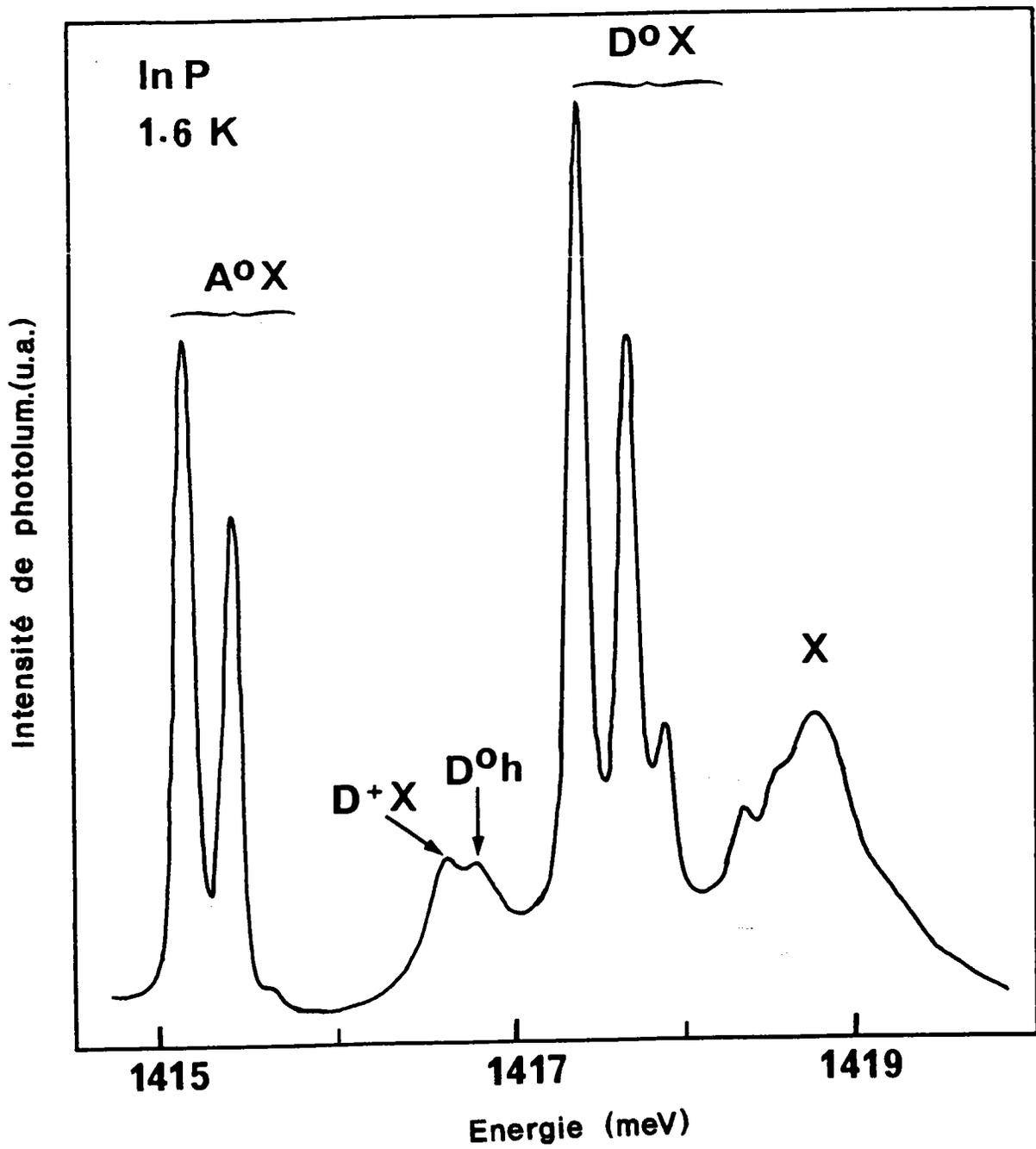


Figure 5: Spectre de photoluminescence de l'InP de type (n) à $T=1,6K$ d'après [3].

En se déplaçant vers les basses énergies on distingue [3,4]:

- Le pic 1,4187 qui correspond à la recombinaison des excitons libres (X).
- les quatre raies situées entre les énergies 1,4174eV et 1,4184eV dues aux recombinaisons excitons liés, donneur neutre (D°, X)
- ensuite, viennent les deux transitions correspondant aux transitions: trou lié à un donneur neutre ($D^{\circ}h$) située à 1,4168 et exciton lié à un donneur ionisé ($D^{+}X$) à 1,4166 eV.
- les dernières contributions sont dues à la recombinaison exciton lié à un niveau accepteur neutre, elles sont situées entre 1,415 et 1,4154 eV.

Ces différentes raies observées à basses ou à très basses températures disparaissent à température ambiante. En effet à 300K les excitons sont dissociés et toutes les particules piégées par des centres donneurs ou accepteurs sont libérées à cause de leurs faibles énergies de liaison. Le spectre de photoluminescence présente alors un seul pic large centré autour de l'énergie du gap (1,35eV à 300K) et correspondant à la longueur d'onde d'émission de l'InP à la température ambiante ($\lambda=0,93\mu\text{m}$). Cette raie correspond aux transitions radiatives bande à bande. La figure 6, présente un spectre typique de l'InP non volontairement dopé ($N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$) obtenu dans notre laboratoire sur un substrat MCP.

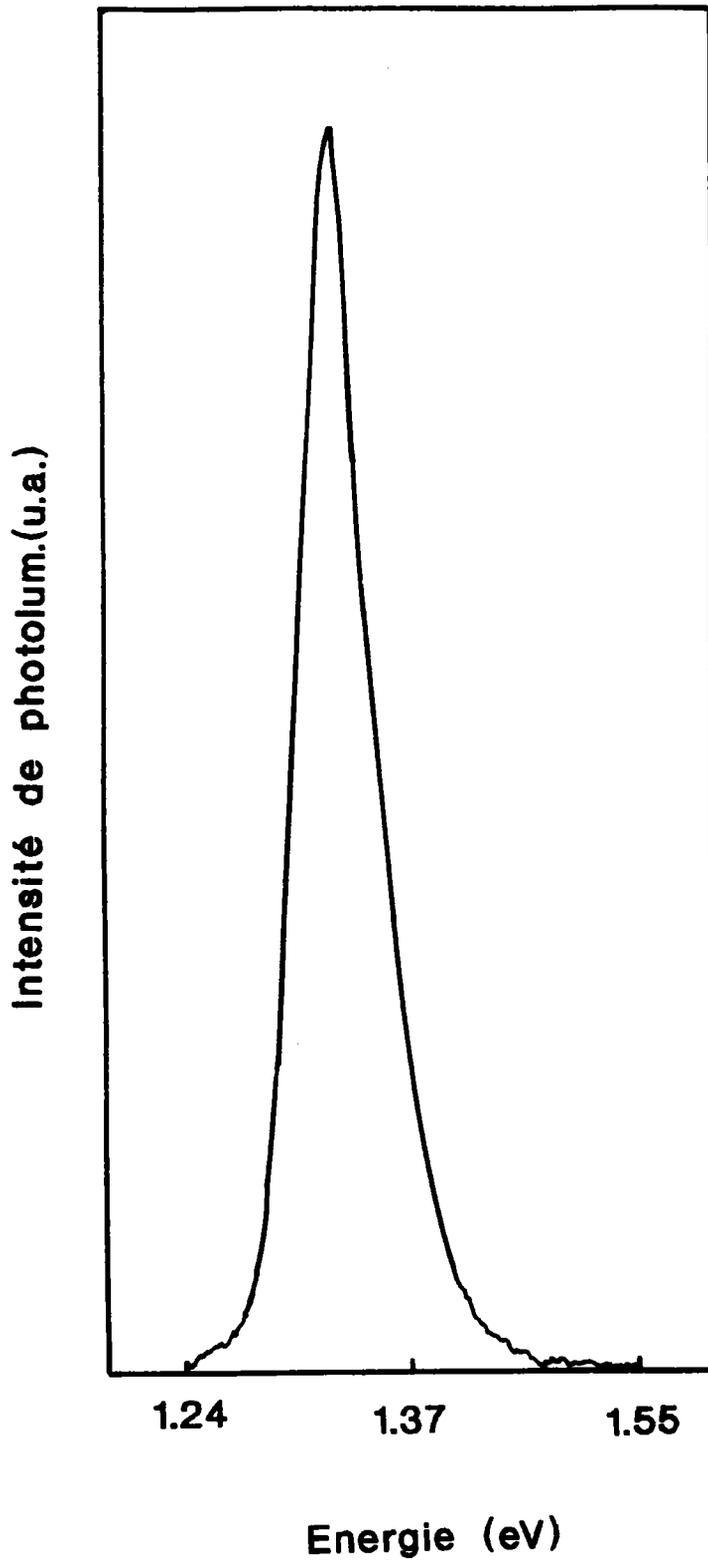


Figure 6: Spectre de photoluminescence de l'InP de type (n) à T=300K mesuré dans notre laboratoire.

Par la suite, nous allons nous intéresser aux variations du maximum d'intensité en fonction du champ électrique, à la température ambiante.

4- INTENSITE DE PHOTOLUMINESCENCE :

4.1- Evaluation de l'intensité de photoluminescence:

Considérons un échantillon semiconducteur de dimensions finies. L'une de ses faces est excitée optiquement sous incidence normale. Sous l'effet de l'excitation, il y a création de paires électron-trou qui mettent le semiconducteur hors de son état d'équilibre. Le retour à l'état initial se fait par les processus de diffusion et de recombinaison. Lorsqu'ils se recombinent, les porteurs libres émettent des photons, ces derniers, peuvent être réabsorbés par l'échantillon lui même, donnant naissance à de nouvelles paires de porteurs. Pour minimiser l'effet de l'autoabsorption [8], on s'intéresse à la luminescence émise par la face excitée de l'échantillon.

Pour établir une relation entre les recombinaisons radiatives et la luminescence, on utilise l'équation de continuité des porteurs minoritaires [8], qui tient compte des phénomènes de génération, de diffusion et de recombinaison.

Cette équation s'écrit pour un semiconducteur de type n:

$$\frac{d(\delta p)}{dt} = D_p \frac{d^2(\delta p)}{dx^2} + \frac{G_p(0) \exp(-\alpha x)}{\alpha} - \frac{\delta p}{\tau_p} \quad (L1)$$

où:

- δp est la concentration des porteurs excédentaires qui dépend de la position x dans l'échantillon.

- D_p est la constante de diffusion des trous.

- le terme $D_p \frac{d^2(\delta P)}{dx^2}$ représente la variation de la concentration des porteurs due au courant de diffusion [$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$].

$-\alpha G_x(0) \exp(-\alpha x)$ est le terme qui représente la génération des porteurs: c'est le nombre de paires créées par unité de temps et de volume ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$) avec $G_x(0) = (1 - R)\phi(0)$ où $\phi(0)$ est le flux de lumière arrivant à la surface en $x=0$. R est le coefficient de réflexion de la surface de l'échantillon, et α est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde excitatrice ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ pour le laser HeNe).

$-\delta P/\tau_p$: représente le nombre de porteurs qui se recombinent par unité de temps et de volume ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$). τ_p est la durée de vie des trous.

En régime permanent ($d(\delta P)/dt = 0$), l'équation (I.1) s'écrit alors:

$$\frac{d^2(\delta P)}{dx^2} - \frac{\delta P}{\tau_p D_p} = -\frac{\alpha}{D_p} G_x(0) \exp(-\alpha x) \quad (\text{I.2})$$

la solution de cette équation est la somme d'une solution particulière de la forme $C \exp(-\alpha x)$ et de la solution générale de l'équation (I.2) sans second membre, donnée par:

$$\delta P = A \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) \quad (\text{I.3})$$

avec $L_p^2 = D_p \tau_p$, L_p étant la longueur de diffusion des trous. La solution générale de l'équation (I.2) est alors:

$$\delta P(x) = C \exp(-\alpha x) + A \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) \quad (\text{I.4})$$

Les constantes A et B seront déterminées à partir des conditions aux limites imposées, alors que la constante C est obtenue directement à partir de l'équation (I.2).

On obtient:

$$C = G_x(0) \frac{\alpha L_p^2}{D_p (1 - (\alpha L_p)^2)} \quad (\text{I.5})$$

conditions aux limites

a : Les échantillons utilisés ont une épaisseur d généralement comprise entre 300 et $500 \mu\text{m}$. La longueur de diffusion des trous L_p dans l'InP est comprise entre 1 et $2 \mu\text{m}$ [28], la profondeur de pénétration de la lumière $d_{\text{eff}} = 1/\alpha = 0.15 \mu\text{m}$ [10] à la longueur d'onde $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$. En comparant entre eux d , L_p et d_{eff} nous pouvons considérer que l'échantillon est semi-infini et par conséquent, la concentration des porteurs excédentaires loin dans le volume est nulle. Soit:

$$\delta P(x = \infty) = 0 \quad (\text{I.6})$$

L'équation (I.6) est la première condition aux limites. Elle impose que la constante B dans l'équation (I.4) soit nulle (B=0).

b : La deuxième condition utilise un paramètre caractérisant les recombinaisons à la surface du semiconducteur: c'est la vitesse de recombinaison en surface, notée S, que nous étudierons en détail dans le paragraphe suivant. Les porteurs se dirigeant vers la surface du semiconducteur se recombinent non radiativement par l'intermédiaire de défauts ou de centres d'impureté jouant le rôle de centre de recombinaison en surface et ayant un niveau d'énergie dans la bande interdite. Ce courant de diffusion $J_p = qD_p d(\delta P)/dx$ se dirigeant vers la surface est supposé être proportionnel à la concentration des porteurs excédentaires et à leur vitesse, soit: $J_p = q\delta P(x)S$.

En égalant les deux expressions à la surface ($x=0$), on obtient:

$$S\delta P(x=0) = D_p \left[\frac{d(\delta P(x))}{dx} \right]_{x=0} \quad (I.7)$$

L'équation (I.7) permet d'obtenir la constante A dans l'équation (I.4). Ainsi la concentration des porteurs excédentaires s'écrit :

$$\delta P(x) = \frac{\alpha L_p^2 G_x(0)}{D_p [1 - (\alpha L_p)^2]} \left\{ \exp(-\alpha x) \frac{\alpha L_p + S \frac{L_p}{D_p}}{1 + S \frac{L_p}{D_p}} \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \right\} \quad (I.8)$$

L'équation (I.8) correspond au profil des porteurs excédentaires dans un semiconducteur de type n.

La figure 7 [8], montre l'influence du paramètre S sur la concentration des porteurs excédentaires à la surface du semiconducteur.

Ce sont les minoritaires qui déterminent l'intensité de photoluminescence. En effet, si on considère une tranche d'épaisseur dx de l'échantillon, le taux de recombinaisons radiatives qui y ont lieu est $dR=(\delta P(x)/\tau_{rp})dx$ où τ_{rp} est la durée de vie radiative des trous. La luminescence par unité de surface qui en provient est:

$$dI_p = K(dR) \exp(-\beta x) = K \frac{\delta P(x)}{\tau_{rp}} \exp(-\beta x) dx \quad (I.9)$$

où K est un coefficient de proportionnalité rendant compte de la géométrie de l'échantillon et β est le coefficient d'auto-absorption à la longueur d'onde d'émission de l'InP. L'intensité de photoluminescence totale est la somme des contributions de toutes les tranches dx , et est donnée par:

$$I_p = K \int_0^{\infty} \frac{\delta p(x)}{\tau_{rp}} \exp(-\beta x) dx \quad (I.10)$$

En remplaçant $\delta P(x)$ par son expression (I.8), on obtient:

$$I_p = \frac{K}{\tau_{rp}} G_x(0) \frac{\alpha L_p^2}{D_p} \times \frac{(\alpha + \beta)L_p + 1 + S \frac{L_p}{D_p}}{(1 + \beta L_p)(1 + \alpha L_p)(\alpha + \beta) \left(1 + S \frac{L_p}{D_p}\right)} \quad (I.11)$$

L'intensité de photoluminescence I_p dépend de la durée de vie radiative τ_{rp} , de la longueur de diffusion L_p qui elle, dépend de la durée de vie totale, et de la vitesse de

recombinaison en surface S . Ce dernier paramètre varie d'un dispositif à l'autre, ses valeurs vont selon les auteurs de 10^{+3} à 10^{+7} cms^{-1} .

Lorsque S est de l'ordre de 10^3 cms^{-1} , les effets de la recombinaison en surface deviennent négligeables par rapport aux recombinaisons en volume alors qu'elles deviennent prépondérantes lorsque S atteint 10^{+7} cms^{-1} [11].

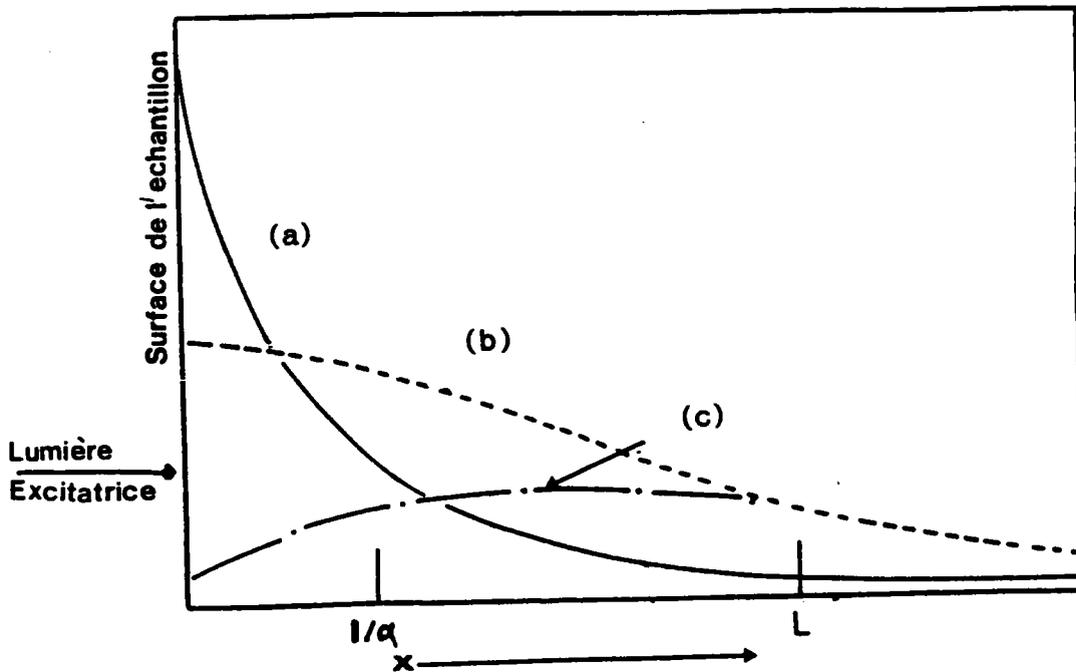


Figure7 :Influence de la vitesse de recombinaison en surface sur la distribution des porteurs excédentaires $\delta p(x)$ d'après [8].

- (a): Décroissance de l'excitation dans l'échantillon
- (b): $\delta p(x)$ pour S faible
- (c): $\delta p(x)$ pour S grand.

4.2- Effet de l'application d'un champ électrique

4.2.1- Structure MIS en polarisation inverse

Lorsqu'on soumet une structure métal-isolant-semiconducteur de type n à une polarisation inverse, il y a accumulation de charges négatives (électrons) à l'interface métal-isolant. Cette charge est électriquement neutralisée par une charge positive à l'interface isolant semiconducteur, constituée essentiellement des atomes donneurs ionisés et des trous minoritaires. Cette charge est répartie sur une zone d'épaisseur W (voir figure 8) telle que:

$$Q_m = -Q_{sc} = -(qN_D W + Q_{inv}) \quad (I.12)$$

où Q_{inv} est la charge par unité de surface due à l'accumulation des minoritaires. En déplétion, cette charge Q_{inv} est négligeable par rapport à celle des atomes donneurs ionisés. A l'intérieur de cette zone règne un champ électrique dirigé du semiconducteur vers le métal, sous l'effet duquel les porteurs mobiles se dirigent dans deux sens opposés. Cette zone est appelée zone de déplétion.

4.2.2- Modèle de la couche morte

Considérons une structure polarisée en inverse soumise à un rayonnement monochromatique d'énergie E . Le flux de photons décroît exponentiellement à l'intérieur du semiconducteur (voir fig. 7). Dans tout le volume du semiconducteur il y a création de porteurs libres qui, en se recombinant donnent lieu à la luminescence.

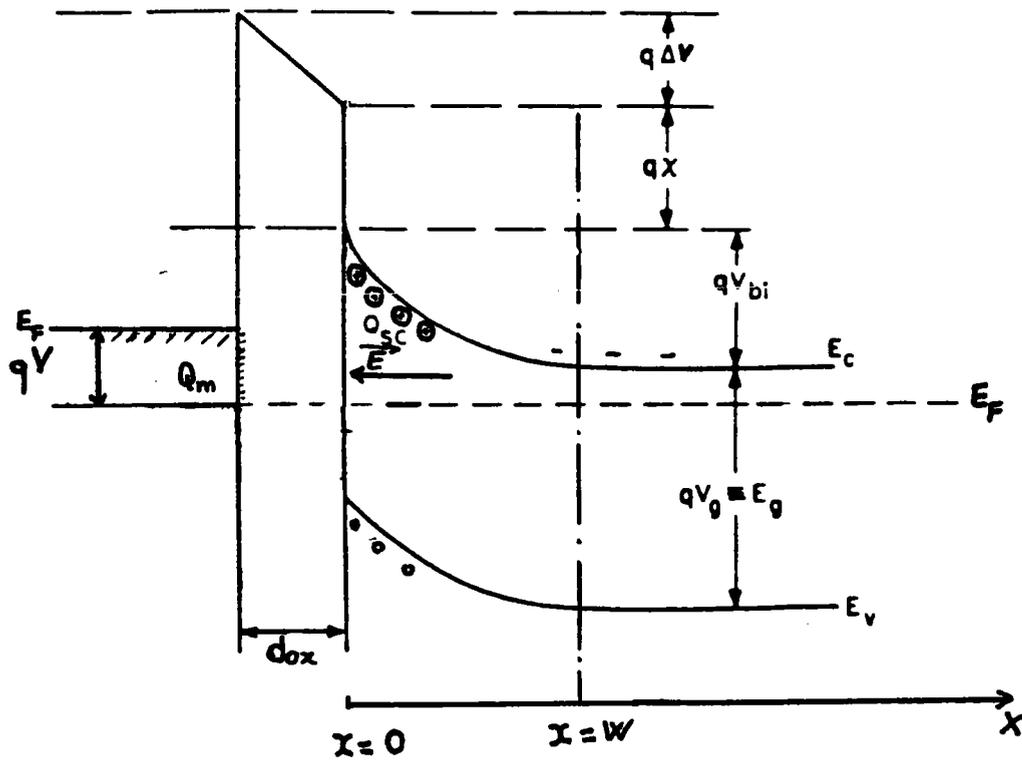


Figure 8: Diagramme énergétique d'une structure MIS polarisée en inverse. W est l'épaisseur de la zone de déplétion.

Ceux qui sont créés dans la zone de charge d'espace ($0 < x < W$) sont soumis au champ qui y règne et sont donc séparés; les électrons se dirigent vers le volume, et les trous vers la surface du semiconducteur où ils se recombinent généralement non radiativement [17]. Par conséquent, il y a une diminution des concentrations de porteurs dans cette région; il en résulte une forte diminution de la probabilité des recombinaisons radiatives dans cette zone. On considère donc que cette couche ne participe pas à la photoluminescence. Cette approximation conduit au modèle dit de la couche morte [21].

Pour calculer l'intensité de photoluminescence émise, on tient compte des recombinaisons radiatives qui ont lieu à partir du point $x = W$ et on néglige celles qui ont lieu dans la zone de charge d'espace $x < W$.

4.2.3- Calcul de l'Intensité de photoluminescence en régime de déplétion:

On tient compte de l'existence de cette couche morte dans le calcul de l'intensité de photoluminescence en supposant qu'à la limite entre le volume du semiconducteur ($x > W$) et la zone de charge d'espace ($x < W$), le courant de diffusion des porteurs excédentaires se dirigeant vers la surface devient un courant de dérive dû au champ. Cette supposition se traduit par un changement de la condition aux limites (I.7), qui devient:

$$S_v \delta P(x = W) = D_p \left[\frac{d(\delta P)}{dx} \right]_{x=W} \quad (I.7')$$

Où S_v est une vitesse de recombinaison de surface virtuelle. On peut l'interpréter comme la vitesse à laquelle les porteurs libres se dirigent vers la surface où ils subissent les vraies recombinaisons de surface [22].

Cette vitesse de recombinaison virtuelle, S_v , reste proche de la vraie vitesse de recombinaison en surface, S , tant que la largeur de la zone de charge d'espace W reste très inférieure à la longueur de diffusion des trous L_p ($L_p \gg W$) [22]. Pour l'InP par exemple W peut atteindre $0,2\mu\text{m}$ alors que L_p est de 1 à $2\mu\text{m}$ [28]. Nous supposons pour la suite $S_v = S$

La résolution de l'équation de continuité (I.2) avec les conditions aux limites (I.6) et (I.7) permet d'obtenir la nouvelle distribution des porteurs excédentaires, soit:

$$\delta p(x) = \frac{G_x(0)}{D_p} \frac{\alpha L_p^2}{(1 - (\alpha L_p)^2)} \times \quad (L13)$$

$$\left[\exp(-\alpha x) \frac{SL_p/D_p + \alpha L_p}{SL_p/D_p + 1} \exp -(\alpha W - W/L_p + x/L_p) \right] \quad (L13)$$

et en suite l'intensité de photoluminescence dans le modèle de la couche morte :

$$I_p = K \frac{1}{\tau_{np}} \frac{G_x(0)}{D_p} \frac{\alpha L_p^2}{(1 - (\alpha L_p)^2)} \times \quad (L14)$$

$$\left[\frac{1}{\alpha + \beta} \frac{\alpha L_p + SL_p/D_p}{(1 + SL_p/D_p)(\beta + 1/L_p)} \right] \exp -(W(\alpha + \beta))$$

Cette équation peut s'écrire:

$$I_p = K'F(S)G(W) \quad (\text{L15})$$

Avec :

$$F(S) = \left[\frac{1}{\alpha + \beta} \frac{\alpha L_p + S L_p / D_p}{(1 + S L_p / D_p)(\beta + 1/L_p)} \right] \quad (\text{L16})$$

$$G(W) = \exp -(W(\alpha + \beta)) \quad (\text{L17})$$

où S et W dépendent du potentiel de surface et donc du champ électrique appliqué.

Ce modèle a été utilisé par Ando et al [23-25] pour expliquer l'évolution de l'intensité de photoluminescence des structures MIS et MS InP, polarisées en inverse, en fonction de la tension de grille V_g appliquée. Ces auteurs ont estimé que l'effet de la variation de la vitesse de recombinaison en surface sur l'intensité de photoluminescence est faible (~10%) et ils l'ont négligé. L'intensité de photoluminescence est alors:

$$I = I_0 \exp \left(-\frac{W}{d_{eff}} \right) \quad (\text{L18})$$

Lorsqu'on augmente la tension de polarisation, la zone de déplétion se rétrécit (W diminue) et l'intensité augmente. Dès qu'on atteint le régime de bandes plates, W devient nulle et l'intensité de photoluminescence atteint la valeur I_0 .

Pour les contacts Schottky, lorsqu'on augmente encore V_g , l'intensité de photoluminescence reste constante montrant qu'on reste pratiquement en régime de bandes plates. Ceci peut s'expliquer en supposant que les électrons passent du semiconducteur dans le métal.

Pour les structures MIS InP en polarisation directe, au-delà de la tension de bande plate, l'intensité de photoluminescence continue à augmenter vu le phénomène d'accumulation des électrons à l'interface isolant semiconducteur.

Hollingsworth [26] a utilisé le même modèle pour expliquer l'évolution de l'intensité de photoluminescence d'une diode Schottky sur InP de type p. A partir des mesures $I_p(V_g)$ à différentes longueurs d'ondes d'excitation, donc différentes profondeurs de pénétration, il a déterminé l'épaisseur de la couche morte, D , à partir de la relation $I_p = I_{\max} \exp(-\alpha D)$. Cette épaisseur est ensuite comparée à la largeur de la zone de charge d'espace déduite des mesures $C(V_g)$ et celle obtenue à partir de l'approximation de la zone de déplétion

$$W = [2\epsilon(V_d - V)/qN_d]^{1/2} \quad (\text{L18'})$$

La figure 9 [26] présente les variations de D et W en fonction du potentiel de polarisation. On peut remarquer que la couche morte est moins large que la zone de charge d'espace mais que les lois de variation de ces grandeurs en fonction de la tension sont semblables.

4.3- Vitesse de recombinaison en surface

Les recombinaisons indirectes en surface comme celles en volume sont dues à la présence de niveaux localisés dans le gap du semiconducteur. Les recombinaisons en volume sont décrites par le modèle de Shockley-Read-Hall(SRH)[22]. Dans le cas d'un semiconducteur hors équilibre, les concentrations de porteurs dans le volume sont données par:

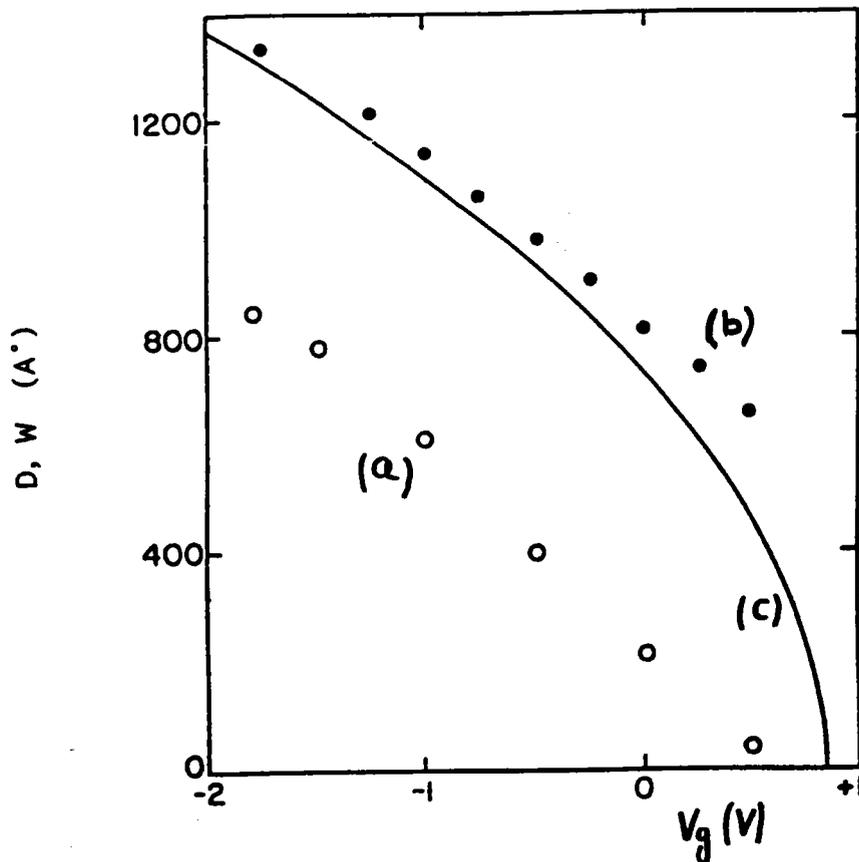


Figure 9: Variation de W et de D en fonction de la tension de polarisation V_g [10]

(a) : D, Epaisseur de la couche morte, D, déduite de la courbe $\ln(I_p/I_{pmax})$.

(b) : W déduite des mesures de capacité.

(c) : Calcul théorique de l'épaisseur de déplétion W .

$$n_b^* = N_c \exp\left(\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right) = n_b \exp\left(\frac{E_f - E_{fn}}{kT}\right) \quad (\text{L19})$$

$$p_b^* = N_v \exp\left(\frac{E_{fp} - E_v}{kT}\right) = p_b \exp\left(\frac{E_{fp} - E_f}{kT}\right) \quad (\text{L20})$$

où N_c et N_v sont les densités d'états équivalentes des bandes de conduction et de valence, E_{fn} et E_{fp} sont les quasi-niveaux de Fermi pour les électrons et les trous et E_f est le niveau de Fermi. n_b et p_b sont les concentrations des électrons et de trous à l'équilibre dans le volume du semiconducteur.

Soit N_t la densité d'états de pièges dans la bande interdite du semiconducteur, états supposés localisés à un niveau d'énergie discret E_t . Les taux de recombinaison des électrons et des trous sont donnés par la différence entre leurs taux de capture et d'émission dans les pièges, soit:

$$U_n = C_n [n_b^* (N_t - n_t^*) - n_1 n_t^*] \quad (\text{L21})$$

$$U_p = C_p [p_b^* n_t - p_1 (N_t - n_t^*)] \quad (\text{L22})$$

C_n , C_p sont les coefficients de capture respectifs des électrons et des trous, n_t^* est la densité de pièges occupés par un électron et n_1 et p_1 sont les densités de porteurs lorsque le niveau de Fermi coïncide avec le niveau E_t et sont données par:

$$n_1 = N_c \exp\left(\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \text{ et } p_1 = N_v \exp\left(\frac{E_t - E_v}{kT}\right) \quad (\text{L23})$$

Leur produit $n_1 p_1$ est égal au produit $n_b p_b = n_i^2$ dans le volume du semiconducteur. En régime permanent, les taux de recombinaison U_n et U_p sont égaux, soit:

$$U_n = U_p = U = C_n C_p N_t \frac{p_b n_b - n_i^2}{C_n (n_b + n_1) + C_p (p_b + p_1)} \quad (\text{I.24})$$

En se basant sur ce modèle et les travaux de Brattain et Bardeen, Stevenson et Keyes [9] ont établi une expression de la vitesse de recombinaison en surface.

Pour cela, il suffit de remplacer dans l'expression (I.24), les concentrations des porteurs hors d'équilibre en volume n_b^* et p_b^* par les concentrations en surface, n_s^* et p_s^* et remplacer la densité de niveau piège N_t par celles des pièges à la surface N_{ts} . La vitesse de recombinaison en surface est donnée par $S = U / \delta p_b$ [9] soit:

$$S = \frac{U}{\delta p_b} = \frac{C_n C_p N_{ts}}{\delta p_b} \frac{p_s n_s - n_i^2}{C_n (n_s + n_1) + C_p (p_s + p_1)} \quad (\text{I.25})$$

Ce qui donne, en suivant la même méthode de calcul que dans la référence [9],

$$S = \frac{\frac{n_b + p_b}{2n_i} v_{th} \sigma N_{ts}}{\text{ch}\left(\frac{E_t - E_{is}}{kT} - U_0\right) + \exp\left(\frac{E_{fn} - E_{fp}}{kT}\right) \text{ch}\left(\frac{F - E_{is}}{kT} - U_0\right)} \quad (\text{I.26})$$

où E_{is} est la position énergétique du niveau de Fermi intrinsèque à la surface, $F = (E_{fn} - E_{fp})/2$ est le quasi niveau de Fermi moyen, $\sigma = (\sigma_n \sigma_p)^{1/2}$ est la section efficace

de capture moyenne et U_0 est définie par $U_0 = \text{Ln}((C_p/C_n)^{1/2})$. Physiquement, S est le rapport de la densité des trous qui se recombinent par unité de surface à leur nombre juste en deçà de la surface. La vitesse de recombinaison en surface S dépend de la densité de pièges à la surface N_{ts} , de leur section de capture, de la position du niveau de Fermi à la surface et du niveau d'injection des porteurs excédentaires qui détermine les termes $(E_{fn} - E_{fp})$ et F . Le nombre élevé de ces paramètres rend délicate la détermination de S . La même expression de S reste valable pour la caractérisation de l'interface diélectrique semiconducteur.

Dans un premier travail, Casey et Buehler [11] ont mesuré dans les mêmes conditions les intensités de photoluminescence de deux échantillons d'InP et GaAs de type n, ayant le même dopage. Ils ont observé que l'intensité de photoluminescence de l'InP est environ cent fois plus grande que celle de GaAs, et ont établi que la vitesse de recombinaison de surface était de l'ordre de 10^{+3} cm/s pour l'InP alors que pour GaAs, elle atteint 10^{+7} cm/s. Selon eux, cette faible valeur de S pour l'InP comparée à celle de GaAs explique en grande partie la différence de luminescence entre ces deux matériaux. D'autres paramètres tels que la longueur de diffusion des trous L_p et leur durée de vie radiative τ_{rp} , différents d'un semiconducteur à l'autre, peuvent être inclus pour fournir un complément d'explication de cette différence.

Après avoir calculé l'intensité de photoluminescence en l'absence et en présence d'un champ électrique, nous allons maintenant nous intéresser à la photoluminescence comme outil de caractérisation de surfaces et d'interfaces diélectrique InP.

5- CARACTERISATION PAR PHOTOLUMINESCENCE DES SURFACES ET DES INTERFACES D'InP

La réalisation de structures MIS et MS sur l'InP passe par différentes étapes de traitements. La hauteur de la barrière Schottky (structure MS) sur InP étant faible,

l'orientation vers les structures métal-isolant semiconducteur s'est montrée intéressante en vue de la réalisation d'un transistor à effet de champ (T.E.C.) à grille isolée. Néanmoins, le problème à résoudre est un dépôt de diélectrique capable de sauvegarder les propriétés électroniques du matériau. Cette filière de composants est loin d'être au stade industriel à cause des problèmes d'instabilité de ces structures et de leur dérive. L'interprétation de ces phénomènes est difficile, liée à une connaissance très partielle des paramètres de surface qui contrôlent les performances du dispositif, et des effets qu'entraîne chaque étape du traitement au niveau de l'interface. Des techniques permettant de contrôler l'évolution de la surface et de ses paramètres dans les différentes phases de fabrication sont alors nécessaires. La photoluminescence est l'une des méthodes utilisées dans ces recherches à cause de son caractère non destructif, de sa simplicité et de sa très grande sensibilité. Cette méthode est particulièrement adaptée pour la caractérisation de la surface de l'InP puisque ce dernier a une forte luminescence.

Les variations de l'intensité de photoluminescence observées après différents traitements chimiques permettent alors de tester la qualité de la surface. Cette méthode a été utilisée par Krawczyk et al [12] pour montrer que les traitements de surface avant le dépôt du diélectrique peuvent être déterminants. Ils ont montré que le traitement en milieu acide (HF, HNO₃, H₂SO₄) d'une surface d'InP conduit à une forte luminescence, par contre un traitement en milieu basique (NH₄OH, NaOH, H₂O₂) diminue la luminescence. Par des mesures in-situ de photoluminescence, ils font subir à un échantillon une succession de traitements dans HF, NH₄OH, HF et (NH₄OH, H₂O₂) et ils ont observé qu'en milieu basique, l'intensité de photoluminescence peut atteindre 10⁻² à 10⁻³ fois la valeur mesurée en milieu acide. De plus parmi les acides utilisés, ces auteurs semblent privilégier les acides susceptibles d'oxyder la surface. Pour cela, ils ont mesuré les intensités de photoluminescence sur des structures traitées HF, HNO₃ et H₂SO₄ avant et après recuit pendant trois heures à 150°C. Juste après le traitement chimique, les intensités sont comparables mais après recuit, une forte diminution de la luminescence a été observée pour l'échantillon traité HF. Ces auteurs concluent qu'un

nettoyage à l'acide fluorhydrique laisse la surface très sensible alors que dans le cas de l'acide nitrique on peut imaginer la croissance d'une couche d'oxyde qui protège la surface.

Dans un travail ultérieur, Krawczyk et al [13] confirment cette sensibilité de la luminescence aux traitements chimiques subis par la surface. Par des mesures de photoluminescence à balayage, ils aboutissent aux mêmes conclusions sur les traitements en milieux acides ou basiques mais en plus, ils montrent que la photoluminescence est non uniforme à l'échelle microscopique. Cette non uniformité, observée sur des images de photoluminescence, est due selon les auteurs à des défauts existant à la surface avant traitement.

Dans un autre travail, Krawczyk et Schohe [14], pour caractériser la surface d'InP et l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{InP}$ ont attribué les variations de l'intensité de photoluminescence, après différents traitements chimiques, en fonction du temps, aux phénomènes de transferts de charges entre les bandes du semiconducteur et les états localisés à l'interface isolant/InP. Un modèle pouvant expliquer les variations de la photoluminescence a été proposé: sous illumination, selon que les états de surface ou d'interface sont accepteurs ou donneurs, la charge à l'interface devient plus positive ou plus négative, il en résulte une diminution ou une augmentation de la courbure de bande. La conséquence en est un raccourcissement ou un élargissement de la zone de charge d'espace et ensuite une augmentation ou une diminution de l'intensité de photoluminescence. Ainsi la chute de luminescence observée sur l'InP oxydé HNO_3 a été attribuée à l'existence d'un niveau donneur ($\sigma_n \gg \sigma_p$) situé à 0.1eV en-dessous de la bande de conduction et dont l'origine est l'oxyde natif. De même la légère augmentation observée sur les structures traitées HF et HNO_3 et conservées dans l'air humide peut être liée selon l'auteur à l'existence d'états accepteurs ($\sigma_p \gg \sigma_n$) près de la surface dont l'origine pourrait être l'interaction entre H_2O et la surface d'InP ou son oxyde natif.

Dans le même esprit, B.Sautreuil et al [15] ont fait des mesures de photoluminescence pour contrôler l'évolution de l'interface entre l'InP et les isolants Al_2O_3 ou SiO_x . Ils rapportent une large corrélation entre l'intensité de photoluminescence et la densité d'états d'interface situés dans la moitié supérieure de la bande d'énergie interdite. Ces auteurs concluent qu'une surface présentant une faible densité d'états d'interface présente une forte luminescence.

Les travaux récents, de Paul et al [30] ont conduit à une conclusion analogue. Ces auteurs montrent qu'une augmentation de l'intensité de photoluminescence après un traitement donné, correspond à une diminution de la densité d'états de surface ou d'interface. Sur des structures MIS BaF_2/InP , ils montrent que le traitement chimique de la surface permet d'améliorer la qualité de la surface et de l'interface. A partir des études de photoluminescence en fonction du temps, ils ont observé que le traitement HF ou le traitement dans une solution de sulfate de sodium ($\text{Na}_2\text{S}, 9\text{H}_2\text{O}$), améliore la luminescence. Parallèlement à cette étude, des mesures électriques leur ont permis de montrer une réduction de la densité d'états d'interface sur ces structures traitées HF et ($\text{Na}_2\text{S}, 9\text{H}_2\text{O}$).

Néanmoins, Viktorovitch [16] montre que les états de surface et d'interface responsables du blocage du niveau de Fermi à la surface ne sont pas des centres de recombinaison efficaces (leur section de capture est faible $\sigma \approx 10^{-18} \text{ cm}^2$). En effet à partir de surfaces exposées à des ions hydrogène de faible énergie (20eV), la photoluminescence croît en fonction de la dose d'hydrogène alors que les courbes $C(V_g)$ sont plates, conséquence d'une forte densité d'états et d'un blocage du niveau de Fermi à la surface. Il conclut que les liaisons pendantes du phosphore se comportent comme des centres de recombinaison non radiatifs et que les atomes d'indium en excès, ou les vacances de phosphore sont responsables du blocage du niveau de Fermi. L'augmentation de l'intensité de photoluminescence observée sous hydrogène est attribuée à la compensation des liaisons pendantes du phosphore par l'hydrogène.

Selon Lester et al [17] le niveau de Fermi n'est pas bloqué à la surface et c'est son déplacement qui est responsable de la variation de la photoluminescence en fonction des gaz environnants. Des mesures de la photoluminescence émise par des surfaces nettoyées chimiquement et exposées respectivement à des flux d'azote et d'oxygène, montrent que sous le flux d'oxygène la luminescence diminue, et augmente à nouveau sous le flux d'azote (voir figure (10)).

Pour expliquer ces observations, ils ont effectué des mesures de résistivité dans l'obscurité et ont montré que l'effet de l'oxygène est de rendre la charge de surface plus négative, donc une zone de déplétion plus profonde et par suite une faible luminescence alors que l'azote tend à ramener la structure en régime de bandes plates, d'où une augmentation de l'intensité de photoluminescence. Ces variations étant réversibles, la zone de charge d'espace s'élargit ou se rétrécit et donc le niveau de Fermi à la surface n'est pas bloqué. D'autre part, les auteurs suggèrent que la densité d'états est réversiblement modifiée par la présence de l'oxygène et conclut que les états induits par l'absorption d'oxygène sont dus à son interaction avec le semiconducteur. Ces états ne peuvent être associés aux défauts intrinsèques du semiconducteur.

Chang et al [18], dans un travail très détaillé sur la caractérisation par photoluminescence de la surface d'InP, rapportent que les variations de la luminescence sur une surface donnée, peuvent être dues aux variations de la largeur W de la zone de charge d'espace (couche morte) et/ou aux variations de la vitesse de recombinaison en surface, S , elle aussi fonction de la densité d'états d'interface. Ces deux grandeurs S et W sont fonctions du potentiel de surface et donc de la position du niveau de Fermi à la surface.

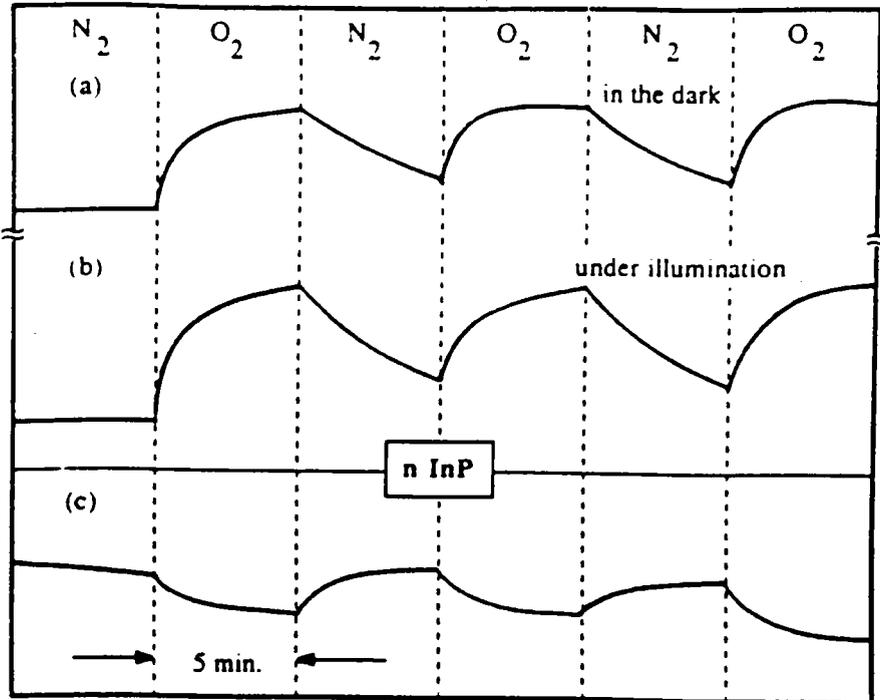


Figure 10: Effet des flux d'azote et d'oxygène sur l'intensité de photoluminescence et sur la résistivité [17]
 (a): Résistivité à l'obscurité.
 (b): Résistivité sous illumination.
 (c): Intensité de photoluminescence

Ces auteurs ont mesuré l'intensité de photoluminescence provenant de surfaces ayant subi différents traitements chimiques et en accord avec les travaux de Krawczyk et al [12-14], ils concluent qu'une forte luminescence provient de surfaces présentant une faible densité d'états et par conséquent, une faible vitesse de recombinaison en surface. Ils ont aussi mesuré l'intensité de photoluminescence en fonction de la température du recuit sur une surface traitée [1HF, 1HCl, 4H₂O₂ et H₂O₂]. Leurs résultats montrent que pour des températures allant jusqu'à 200°C, la luminescence diminue lorsque la température augmente et que son niveau initial est atteint à nouveau lorsqu'on refroidit la surface. A partir de 250°C, on assiste à une forte diminution de la luminescence et l'intensité initiale ne peut plus être retrouvée par refroidissement. Ceci est lié à une dégradation de la surface; ainsi ces auteurs montrent que le recuit des surfaces d'InP à 350°C implique une surface endommagée.

Ces auteurs [18], d'une façon semblable à celle de Ando et al [23-25] ont aussi fait des mesures de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension de polarisation sur des structures métal/Al₂O₃/InP et métal/Al₂O₃+oxyde natif/InP. Pour expliquer leurs mesures, ils ont utilisé le modèle de la couche morte; l'effet de l'illumination sur le potentiel de surface a été introduit à partir de la théorie de Poon et Card [35]. Ainsi sur les structures métal/Al₂O₃+oxyde natif/InP, un bon accord entre la théorie et l'expérience leur a permis de lier les variations de l'intensité de photoluminescence aux variations de l'épaisseur W de la zone morte. Tandis que pour la structure métal/Al₂O₃/InP, l'intensité mesurée est inférieure à celle évaluée par le calcul; les auteurs expliquent la différence par l'effet des variations de la vitesse de recombinaison en surface, S , non prises en compte dans le modèle. Ils concluent que les deux effets, variations de S et de W peuvent intervenir et que cela dépend du traitement de la surface.

Dans une étude plus fondamentale, Moison et al [19] font une corrélation entre l'intensité de photoluminescence mesurée à partir de surfaces ayant subi différents

traitements chimiques et les propriétés électroniques de la surface déterminées séparément.

Par des mesures de spectroscopie de photoémission UV (UPS), ils montrent d'une part que le niveau de Fermi à la surface est bloqué à 1eV au-dessus de la bande de valence et ceci quelque que soit le traitement de la surface, et d'autre part que la densité d'états près du maximum de la bande de valence, E_{vmax} , est importante ($N_{ss} \sim 10^{14} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$). A partir de la spectroscopie de perte d'énergie d'électrons (EELS), ils montrent aussi qu'au voisinage du minimum de la bande de conduction, la densité d'états est assez élevée. Ces états ainsi que tous ceux qui sont situés dans la bande d'énergie interdite auraient une origine commune selon ces auteurs [31]. A partir des mesures de photoluminescence [19], ils ont déterminé la vitesse de recombinaison en surface, S , et ont montré une proportionnalité entre S et la densité d'états situés près de E_{vmax} .

Dans la pratique, sous illuminations usuelles ($\sim 10^{20} \text{photons.cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) [20], l'écart entre les quasi-niveaux de Fermi E_{fn} et E_{fp} est important et alors tous les états situés dans le gap du semiconducteur participent de la même façon à la recombinaison en surface. Leurs résultats [19,20] mettent alors en évidence une forte corrélation entre l'intensité de photoluminescence et la densité d'états de surface N_{ss} , par l'intermédiaire de la vitesse de recombinaison en surface.

Récemment, la photoluminescence a vu son champ d'application s'élargir à la détermination de la densité d'états de surface ou d'interface à partir des mesures de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension de polarisation. Cette méthode a été suggérée par Iyer et al [32], en faisant une analogie avec l'analyse de Terman pour les mesures de capacité. Dans le cadre du modèle de la couche morte, ils comparent la courbe théorique de l'intensité de photoluminescence, en fonction de la tension de polarisation d'une structure MIS idéale, à la courbe expérimentale. L'écart entre ces courbes leur permet d'évaluer la densité d'états d'interface. Ainsi, sur des structures

SiO₂/InP dont la passivation est faite à l'aide de polyphosphates [33], ils ont montré que les densités d'états déterminées par cette méthode et celles obtenues à partir des mesures de capacité, sont comparables. De plus, ils signalent que cette méthode serait moins sensible aux courants de fuites dans le diélectrique que les mesures de capacité en régime quasi-statique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T. NISHINO, H. NAKAYAMA et Y. HAMAKAWA
JARECT **8**, Semiconductor Technologies, 295-310, (1983)
- [2] R.A. STREET, R.H. WILLIAMS et R.S. BAUER
J. Vac. Sci. Technol. **17**, 1001-1004, (1980)
- [3] H.MATHIEU, J.CAMASSEL et F.BENCHEKROUN
Phys. Rev. **B29**, 3438, (1984)
- [4] M.S. SKOLNICK et P.J. DEAN
J.Phys.C, Solid state phys. **15**, 5863-5874, (1982)
- [5] J.D. OBERSTAR et B.G. STREETMAN
Surf. Science **108**, L470-L476, (1981)
- [6] H.BOURDOUCEN
Thèse de doctorat, Ecole Centrale de LYON, (1987)
- [7] B. BOUCHIKHI, C. MICHEL, O. AIT SAADA, S. RAVELET et B.LEPLEY
E-MRS, Strasbourg , **XII**, Ed. Phys., Les Ulis (1986), 361
- [8] R.K. WILLARDSON et A.C.BEER
Semiconductors and semimetals **8**, (1972),p 181-227
- [9] A. MANY, Y. GOLDSTEIN et N.B. GROVER
Semiconductor Surfaces, North Holland Publishing (1965)
- [10] D.E.ASPNES et A.A STUDNA
Phys. Rev. **B27**, 985-1009 (1983)
- [11] H.C. CASEY et E.BUEHLER
Appl. Phys. Lett **30**, 247-249, (1977)
- [12] S.K.KRAWCZYK et G.HOLLINGER
Appl. Phys. Lett. **45**, 870-872,(1984)

- [13] S.K. KRAWCZYK, M.GARRIGUES et H. BOURDOUCEN
J. Appl. Phys. 60, 392-395, (1986)
- [14] S.K.KRAWCZYK et K.SCHOHE
Appl. Surf. Science 30, 108-113, (1987)
- [15] B. SAUTREUIL, P. VIKTOROVITCH et R. BLANCHET
J. Appl. Phys. 57, 2322-2324, (1985)
- [16] P.VIKTOROVITCH
J. Electrochem. Soc 136, 1431-1439, (1989)
- [17] S.D.LESTER, T.S.KIM et B.G.STREETMAN
J. Appl. Phys. 60, 4209-4214, (1986)
- [18] R.R.CHANG, R.IYER et D.L.LILE
J. Appl. Phys. 61, 1995-2004, (1987)
- [19] J.M.MOISON, M.VAN ROMPAY et M.BENSOUSSAN
Appl. Phys. Lett 48, 1362-1364, (1986)
- [20] J.M.MOISON et M.BENSOUSSAN
Revue de Phys. Appl. 22, 293-297, (1987)
- [21] K.METTLER
Appl. Phys. 12, 75-82, (1977)
- [22] D.R.FRANKL
Electrical Properties of Semiconductor Surfaces Pergamon Press, New York,
(1967),p. 89-92
- [23] K. ANDO, A. YAMAMOTO et M. YAMAGUCHI
J. Appl. Phys. 51, 6432-6434, (1980)
- [24] K. ANDO, A. YAMAMOTO et M. YAMAGUCHI
Jpn. J. Appl. Phys. 20, 1107-1112, (1981)
- [25] K. ANDO et M. YAMAGUCHI
Jpn. J. Appl. Phys. 20, 1335-36, (1981)

[26] R.E.HOLLINGSWORTH et J.R.SITES
J. Appl. Phys. 53, 5357-5357,(1982)

[27] A.C.S. VAN HEEL

Advanced optical Techniques, North Holland Publishing CO-A, AMSTERDAM
(1967), p485

[28] S.S.LI

Appl. Phys. Lett,29, 126-127, (1976)

[29] J.I. PANKOVE

Optical Processes in Semiconductor
Dover Publication, Inc. New York (1971), p (126)

[30] T.K. PAUL et D.N.BOSE

J. Appl. Phys. 70, 7387-7391 (1991)

[31] J.M.MOISON et M.BENSOUSSAN

Surf. Sci. 168, 68-73, (1986)

[32] R.IYER et D.LILE

Appl. Phys. Lett. 60, 754-756 (1992)

[33] R.IYER et D.LILE

Appl. Phys. Lett. 59, 437-439 (1991)

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

1- INTRODUCTION

2- MESURES OPTIQUES

2.1- Mesure de $I_p(V_g)$

2.1.1- Principe du montage

2.1.2- Schéma synoptique

2.1.3- Description

2.2- Mesure de la dérivée dI_p/dV_g

3- MESURES ELECTRIQUES

3.1- Caractéristique capacité-tension: $C(V_g)$

3.2- Caractéristique courant-tension: $J(V_g)$

4- REALISATION DES CONTACTS

4.1- Contact ohmique

4.2- Electrodes de contact

4.3- Electrodes semi-transparentes

5- DENSITE DE PUISSANCE

6- CARTOGRAPHIE D'UN ECHANTILLON

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

1- INTRODUCTION

Nous étudions les variations de l'intensité de photoluminescence I_p et de sa dérivée dI_p/dV_g pour des structures MS et MIS (n)InP à température ambiante et en fonction de la tension de polarisation. Pour cela, nous avons mis au point les dispositifs expérimentaux adaptés et qui sont décrits dans ce chapitre.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les dispositifs de mesures de $I_p(V_g)$ et de dI_p/dV_g en fonction de la tension de grille V_g . Pour la caractérisation électrique des structures étudiées, nous avons aussi développé les bancs de mesure des caractéristiques capacité-tension $C(V_g)$ et courant-tension $J(V_g)$. Ces dispositifs de mesure seront décrits brièvement dans la deuxième partie de ce chapitre. Dans la dernière partie nous décrirons les méthodes de réalisation des contacts électriques.

2- MESURES OPTIQUES**2.1- Mesures de $I_p(V_g)$** **2.1.1- Principe du montage**

L'échantillon, soumis à une tension de polarisation V_g et excité par un laser, émet de la lumière. Celle-ci est recueillie à l'entrée d'un monochromateur. Le signal est détecté à l'aide d'un photomultiplicateur. Le pilotage du dispositif, l'enregistrement et le traitement du signal mesuré se font à l'aide d'un micro-ordinateur.

2.1.2- Schéma synoptique

la figure 1 présente le schéma synoptique du montage expérimental nécessaire à la mesure des variations de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension appliquée. Ce dispositif présente deux parties:

i)- Une partie optique constituée de la source excitatrice, les filtres, les lentilles, le monochromateur et le photomultiplicateur.

ii)- Une partie commande et détection comportant un générateur de tension, un amplificateur à détection synchrone, un enregistreur, un voltmètre d'acquisition et le micro-ordinateur de commande et d'acquisition.

2.1.3- Description

2.1.3.1- Source d'excitation:

Nous avons utilisé tout au long de ce travail un laser HeNe de longueur d'onde $\lambda = 0,633\mu\text{m}$ (1,96eV) de puissance nominale 10mW et de divergence faible (1mrad.) Le coefficient d'absorption de l'InP pour cette longueur d'onde est $\alpha = 6.10^4\text{cm}^{-1}$ (Aspnes et Studna)[1]. La profondeur de pénétration du faisceau laser est $d_{\text{eff}}=1/\alpha = 0,16\text{mm}$. Cette profondeur de pénétration est très faible comparée à l'épaisseur des échantillons utilisés (généralement $400\mu\text{m}$). Ceci montre qu'avec l'excitation utilisée on explore en fait les zones très proches de la surface de l'échantillon.

2.1.3.2- Filtre interférentiel:

Sur la figure 2, on présente les spectres du laser He-Ne utilisé, pour des largeurs de fentes de 1 et 0,025mm.

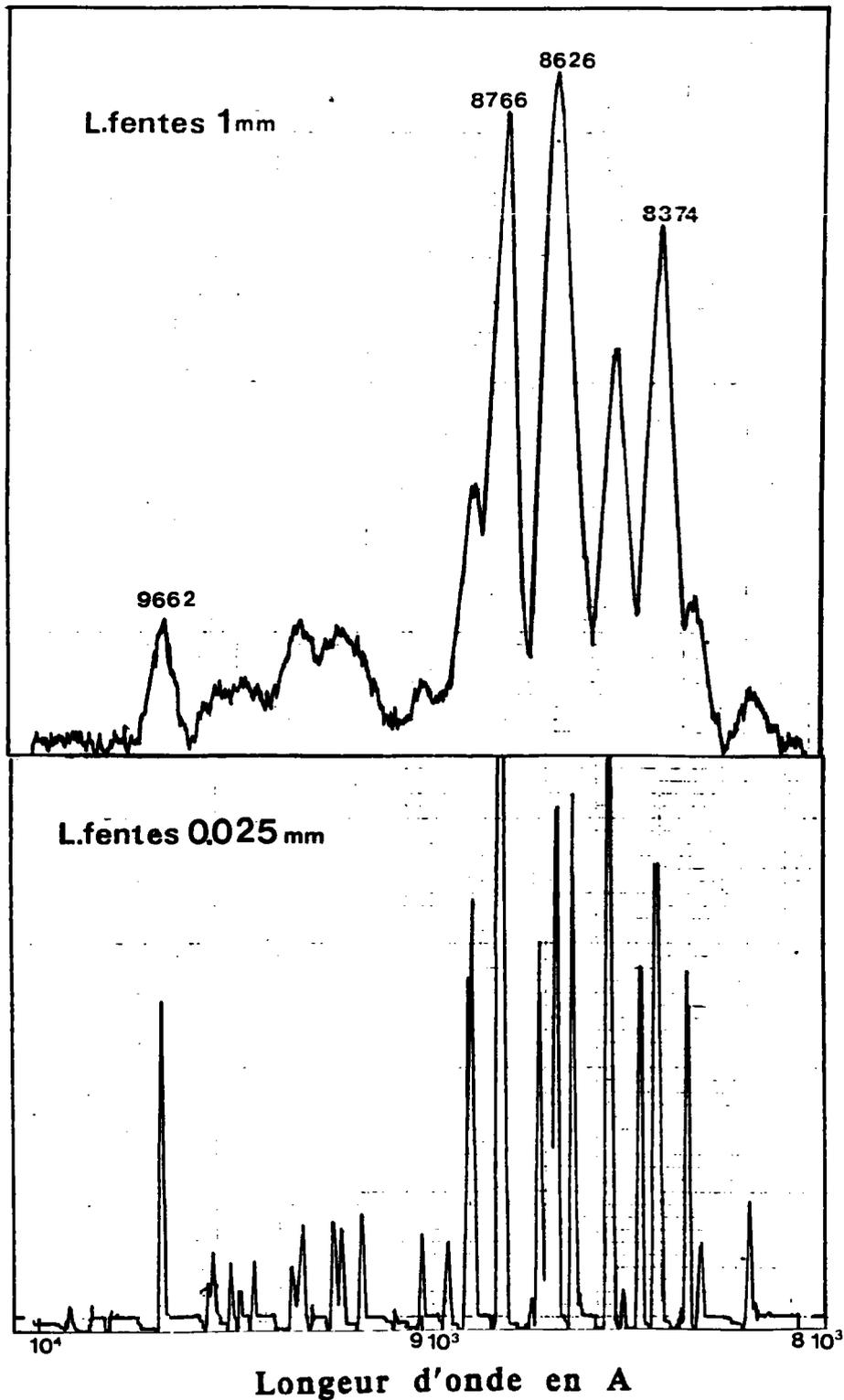
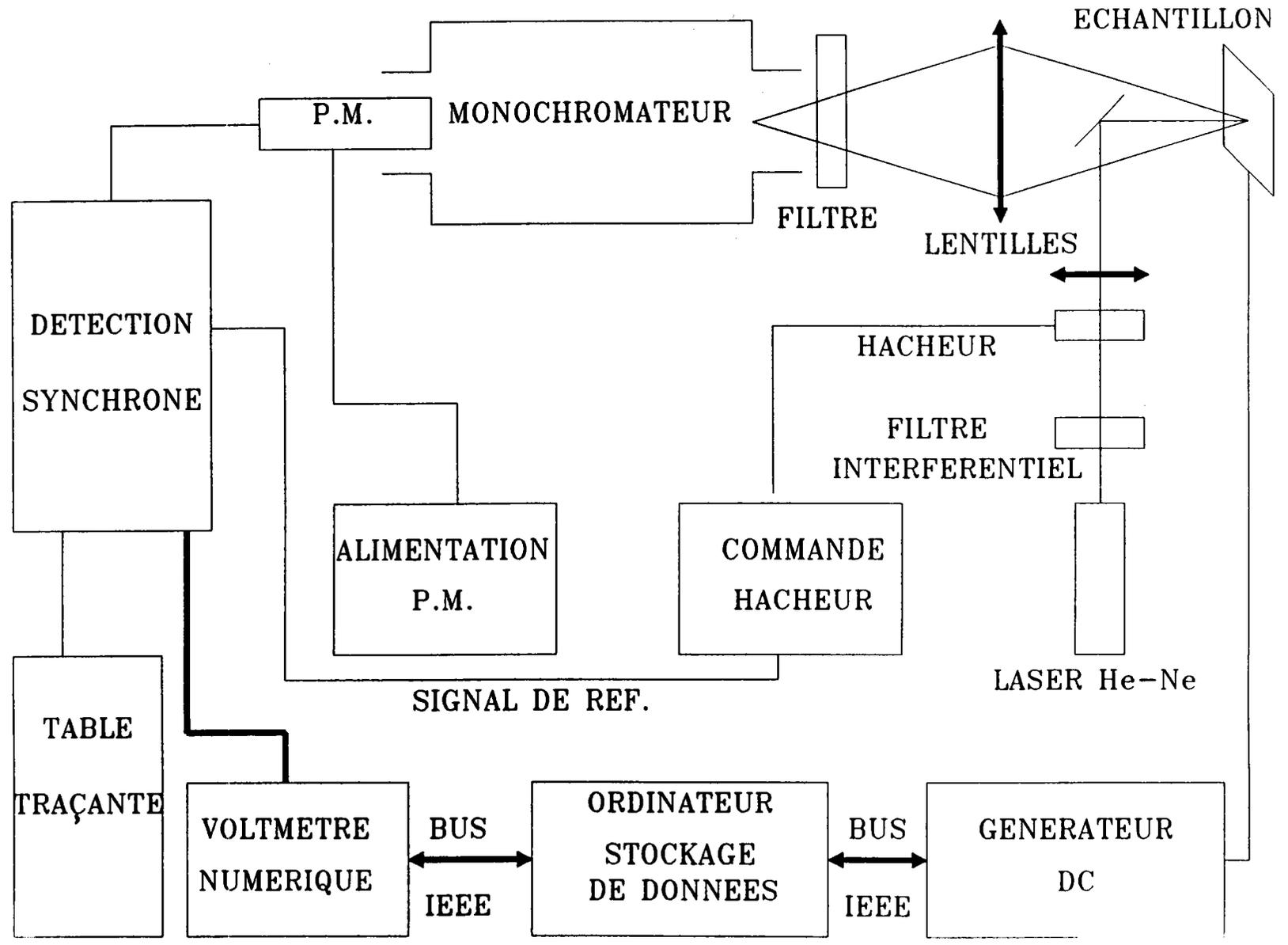


Figure 2: Spectre du Laser He-Ne

Figure 1: Schéma synoptique du dispositif de mesure des variations de l'intensité de photoluminescence I_p en fonction de la tension V_g



Dans le domaine de longueurs d'ondes situées dans l'infrarouge, il existe des raies, dues à la décharge dans le tube He-Ne, dont l'intensité est non négligeable par rapport au signal de luminescence mesuré. Pour éliminer la présence de ces raies dans nos spectres de photoluminescence, nous avons intercalé entre la source et l'échantillon un filtre interférentiel de transmission environ 50% susceptible de ne laisser passer que la raie rouge. La figure 3 présente la courbe de transmission de ce filtre.

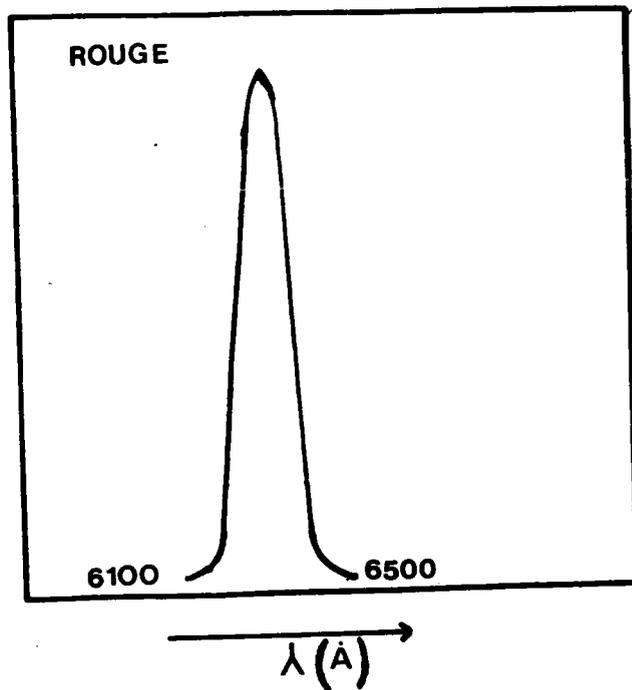


Figure 3: Courbe de transmission du filtre interférentiel

2.1.3.3- Hacheur:

A température ambiante, le signal de photoluminescence est assez faible; pour le mesurer, nous avons fait appel à la méthode de détection synchrone. Cela a conduit à l'emploi d'un hacheur mécanique qui permet:

- de hacher le faisceau de la lumière excitatrice à la fréquence voulue.

Généralement nous avons travaillé à une fréquence voisine de 1kHz.

- de fournir un signal carré de même fréquence que l'excitation modulée et qui sert de signal de référence pour la détection synchrone du signal. Nous avons représenté sur la figure 4 les courbes d'étalonnage en fréquence de ce hacheur obtenues par stroboscopie et par mesure directe de la période du signal de référence sur l'oscilloscope.

2.1.3.4- Lentilles de focalisation:

Deux lentilles ont été utilisées.

La première de focale 200mm sert à focaliser et à défocaliser la tache du laser sur l'échantillon. La divergence du faisceau laser est faible (1mrad), cependant comme on illumine la partie semi-transparente de l'électrode de contact, généralement de diamètre 1mm, nous nous sommes servis de la lentille pour que l'intégralité du faisceau laser se trouve sur l'électrode semi-transparente.

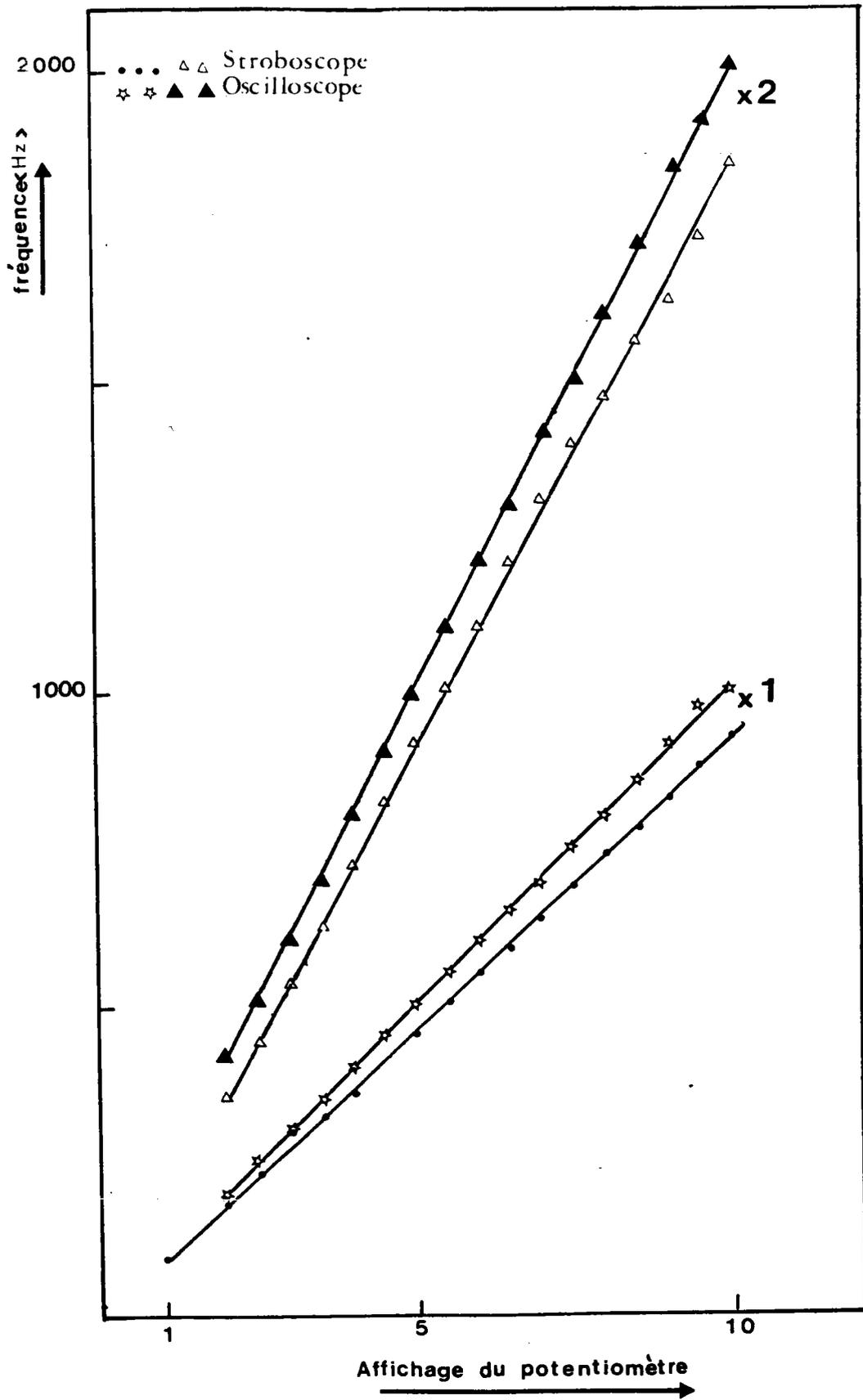


Figure 4: Courbes d'étalonnage du hacheur; x1 et x2 sont des calibres

On évite ainsi d'illuminer des zones du semiconducteur proches de la diode, ce qui aurait pour conséquence l'introduction dans le signal d'une composante indépendante de la tension appliquée.

La deuxième lentille de focale 80mm, sert à collecter la lumière émise par l'échantillon et à la focaliser à l'entrée du monochromateur.

2.1.3.5- Prisme :

Après la traversée de la première lentille, le faisceau lumineux est dévié sur l'échantillon par un prisme à réflexion totale de petite taille qui joue le rôle de miroir. Ce prisme permet aussi de renvoyer vers la source, la lumière réfléchie par l'échantillon. Les chemins des rayons incident et réfléchi sont décrits sur la figure 5 ci dessous.

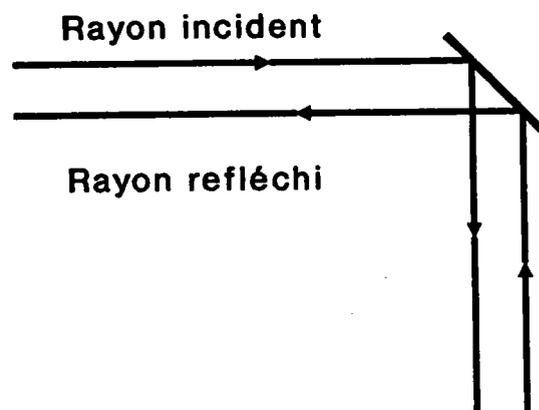


Figure 5: Chemins des rayons incident et réfléchi

2.1.3.6-Support de l' échantillon:

Le porte-échantillon, muni de deux bornes de polarisation électrique, est monté sur une petite table mobile autorisant des déplacements en translation verticale ou latérale. Le mouvement dans les deux directions est assuré par deux vis micrométriques. Ces déplacements du porte échantillon permettent d'amener vers l'impact du laser le point de la surface désiré. Ceci nous permet en particulier de faire une cartographie de la surface étudiée.

2.1.3.7- Filtre passe-haut:

La lumière émise par la structure est focalisée à l'entrée du monochromateur à l'aide de la deuxième lentille, néanmoins, des résidus de l'excitation réfléchis par l'échantillon sont susceptibles d'y arriver. C'est pourquoi nous avons placé derrière cette lentille un filtre passe-haut ne laissant passer que les longueurs d'ondes supérieures à $0,8\mu\text{m}$. A l'aide de ce filtre et du filtre interférentiel mentionné dans le paragraphe (2.1.3.2), le signal mesuré ne contient aucune composante liée au faisceau excitateur.

2.1.3.8- Le Monochromateur:

La configuration optique du monochromateur **JOBIN YVON H25**, représentée sur la figure 6, est de type **CZERNY TURNER**.

Ce monochromateur est constitué d'un réseau de diffraction plan, de deux miroirs plans M1 et M2, de deux miroirs sphériques concaves M3 et M4 et de deux fentes dont la largeur est réglable de 0 à 3mm et la hauteur ne prend que les valeurs 2, 5, 10 et 20mm.

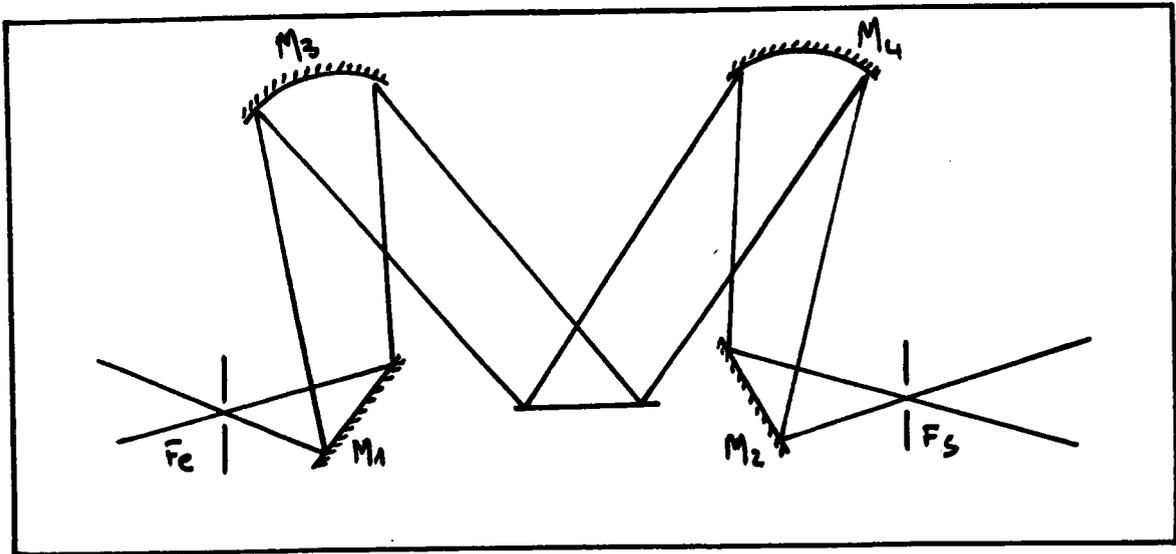


Figure 6: Montage Czerny-Turner

Le réseau que nous avons employé est un réseau 600 traits/mm de surface 58x58mm², blazé à 1μm et permet de mesurer des longueurs d'ondes allant de 0,7 à 2μm. La résolution mesurée du monochromateur H25 est de 12.5Å pour λ = 1μm.

La rotation du réseau est commandée par microprocesseur et peut atteindre une vitesse de 1800 nm/mn. Pour un réseau comportant N trait/mm, la longueur d'onde est obtenue selon la relation:

$$\lambda = \text{Affichage} \times 1200/N$$

Dans notre cas, cela revient à multiplier l'affichage par deux.

2.1.3.9- Le photomultiplicateur:

Placé à la sortie du monochromateur, il permet une amplification du signal. C'est un tube photosensible HAMAMATSU R632 destiné à la détection des signaux dans le proche infrarouge et dont la courbe de réponse est de type S1 (voir figure 7). Durant toutes les manipulations, il est alimenté à l'aide d'une source stabilisée à 1200V.

2.1.3.10- Détecteur synchrone:

Le signal délivré par le photomultiplicateur est envoyé sur l'amplificateur à détection synchrone dont le signal de référence, de même fréquence que l'excitation, est fourni par le hacheur. Nous nous sommes servis de deux détections synchrones, le modèle 5204(EG&G) et le modèle KEITHLEY 840. C'est avec ce dernier que nous avons effectué la majorité de nos mesures, sa bande passante s'étend de 0,1 à 100kHz.

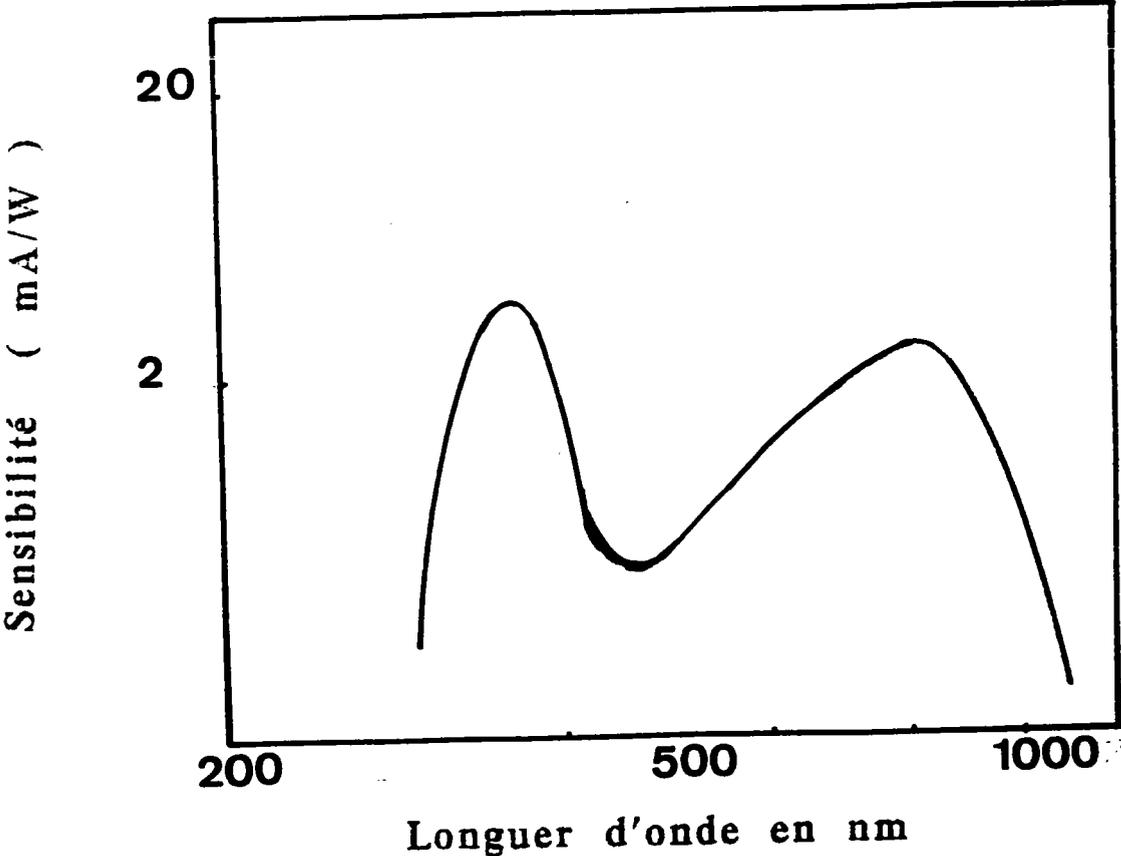


Figure 7: Courbe de réponse du photomultiplicateur R632

Le signal de sortie V_s est proportionnel à $V_e \cos\varphi$ où φ est la phase entre le signal d'entrée V_e et le signal de référence. Pour annuler le déphasage, on annule la composante du signal en quadrature de phase sur le modèle 5204 ou on ajuste la phase jusqu'à obtention du maximum du signal de sortie si on utilise le modèle 840.

Le signal à la sortie analogique de la détection synchrone est transféré à un voltmètre IEEE (KEITHLEY 175B) qui assure sa conversion analogique numérique et qui le renvoie vers le micro-ordinateur de commande par l'intermédiaire du bus IEEE.

2.1.3.11- Générateur de tension:

Pour polariser la structure étudiée, nous avons fait appel à un générateur (HEWLETT-PACKARD) HP325B capable de générer une tension continue variable de 0 à 40V en valeur absolue. La polarisation de la structure est obtenue en faisant varier la tension V_{DC} entre ses bornes. Ce générateur est piloté par un micro-ordinateur. On peut ainsi appliquer à nos échantillons des échelons de tension réguliers.

2.1.3.12- Chaîne d'acquisition:

L'acquisition se fait à l'aide d'un micro-ordinateur OLIVETTI PCS 86 muni d'une interface IEEE. Il sert aussi de commande pour la tension de polarisation de la structure.

Le programme de commande et d'acquisition développé dans notre laboratoire, permet de visualiser sur l'écran et point par point les mesures faites en temps réel.

2.2- Mesures de la dérivée dI_p/dV_g :

La figure 8 présente le schéma synoptique du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la dérivée dI_p/dV_g . On peut remarquer l'absence du hacheur, et que le signal de référence pour la détection synchrone provient du générateur HP325B. En effet l'échantillon est soumis à une tension de la forme:

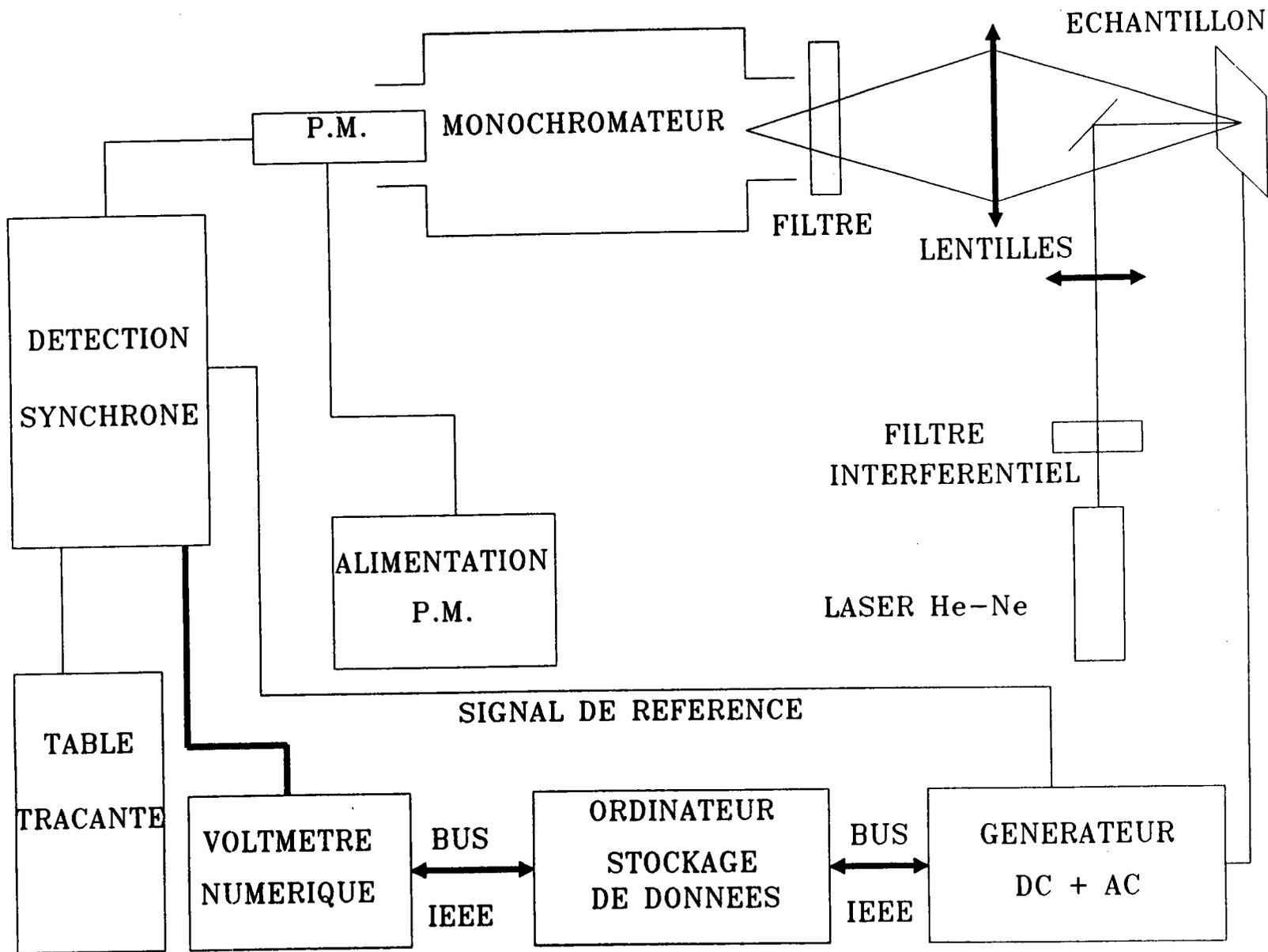
$$V_g = V_{DC} + V_m \sin(\omega t)$$

La composante alternative de faible amplitude ($V_m = 0.2$ à $0.3V$) et de fréquence généralement voisine de $1kHz$, reste inchangée durant toute la manipulation.

En faisant varier la composante continue V_{DC} , on fait varier V_g et donc la polarisation de la structure.

Le signal de référence nécessaire à la détection est de même fréquence que la composante alternative. Il est recueilli à la sortie synchrone du même générateur.

Figure 8: Dispositif de mesure de la dérivée dI_p/dV_g



3-MESURES ELECTRIQUES

3.1-Mesures de la capacité en fonction de la tension de polarisation V_g :

Le schéma synoptique du montage de mesure $C(V_g)$ est représenté sur la figure 9.

A l'aide de la même chaîne d'acquisition et en ajoutant un capacimètre (**BOONTON ELECTRONICS 72B**), on peut mesurer les caractéristiques capacité tension $C(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination.

3.2- Caractéristique courant-tension $J(V_g)$:

Pour les mesures de la caractéristique courant-tension, nous avons utilisé une source de courant **ADRET ELECTRONIQUE**, un voltmètre numérique et la chaîne d'acquisition. Le schéma du montage entièrement automatisé est représenté sur la figure 10.

4- REALISATION DES CONTACTS:

Sur la figure 11 sont représentées une vue en coupe et une vue de dessus des structures MIS généralement étudiées. La réalisation des différents contacts est décrite dans les paragraphes suivants.

Figure 9: Dispositif de mesure de la capacité en fonction de la tension

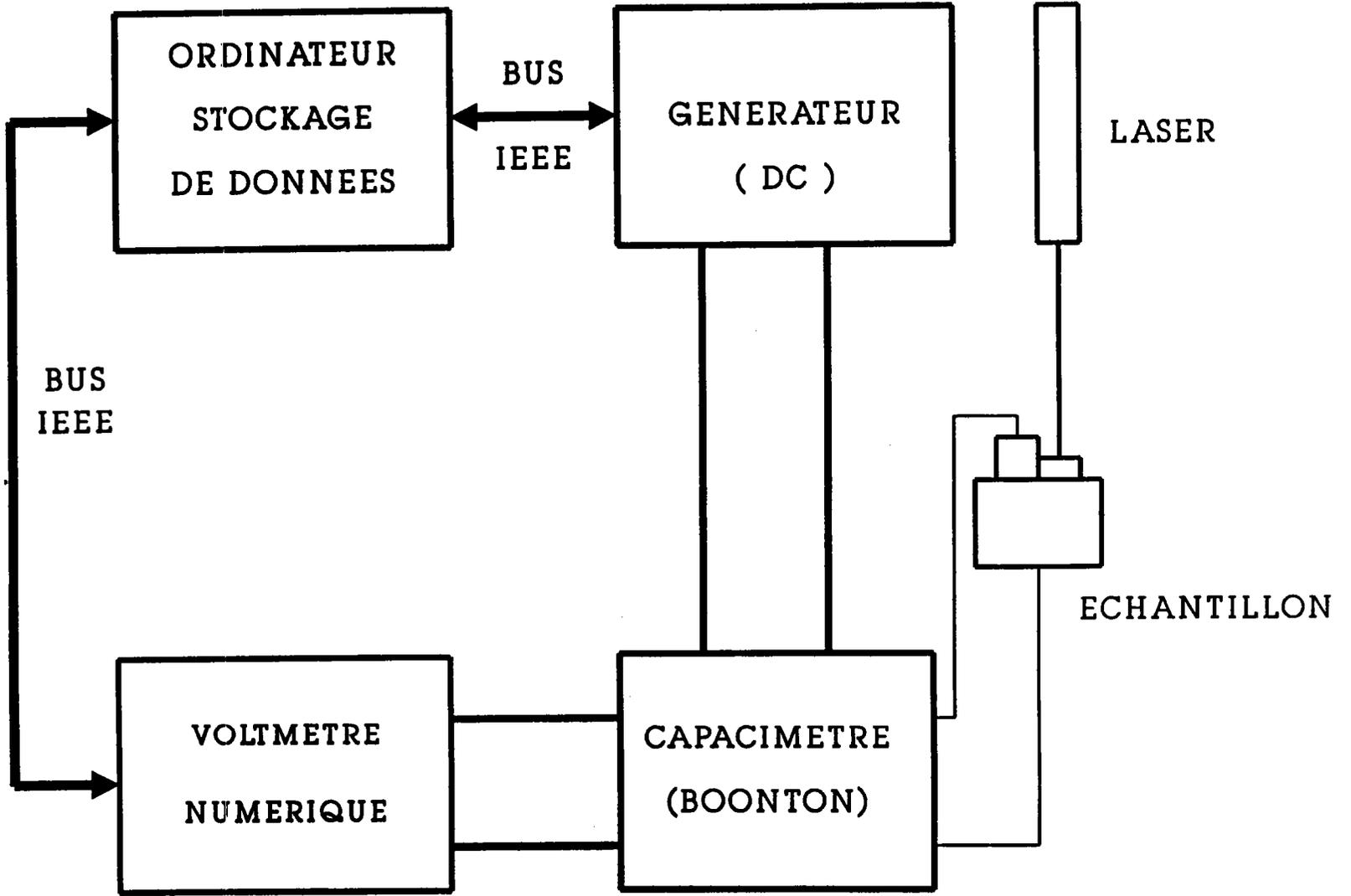
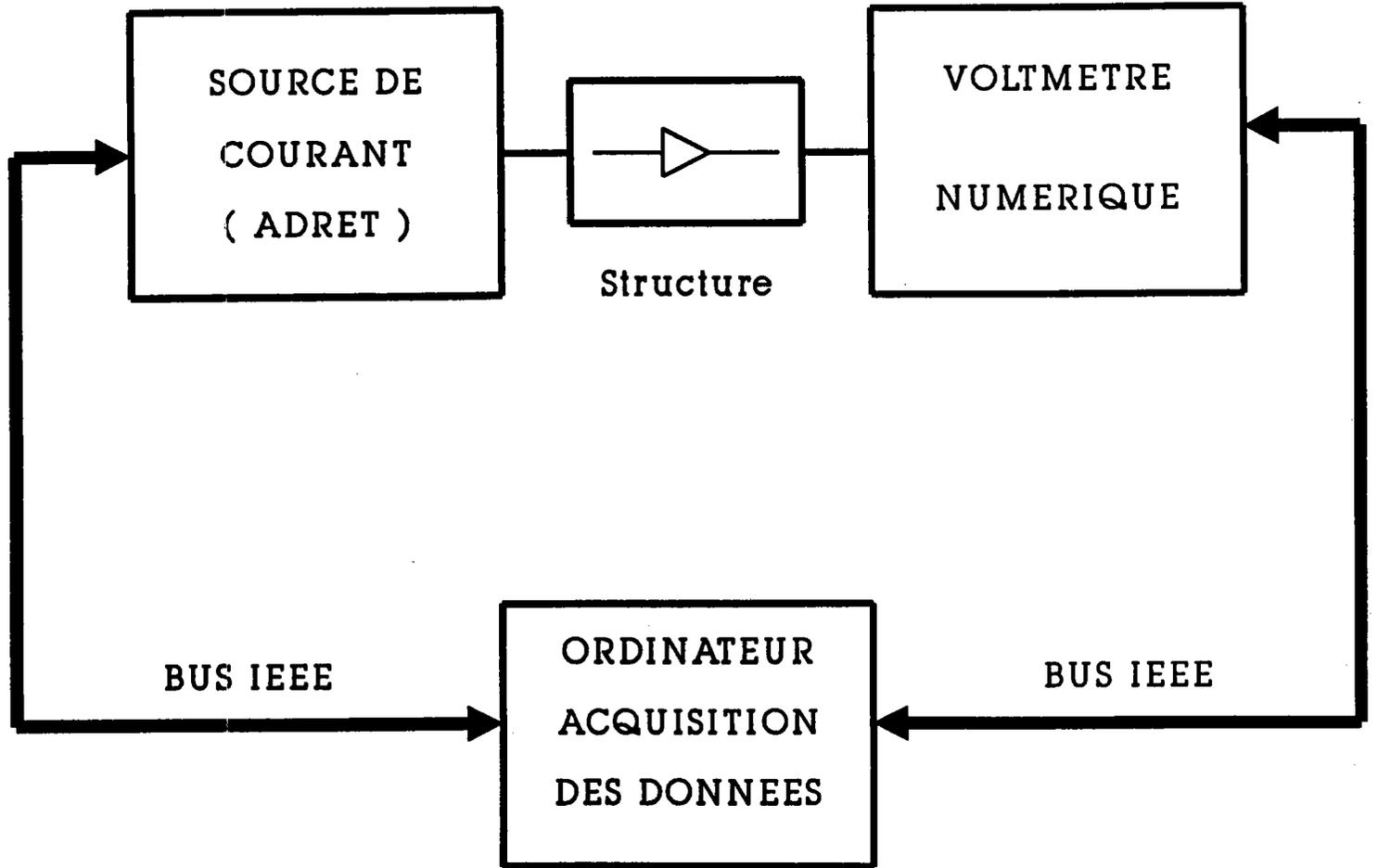


Figure 10: Dispositif de mesure du courant en fonction de la tension



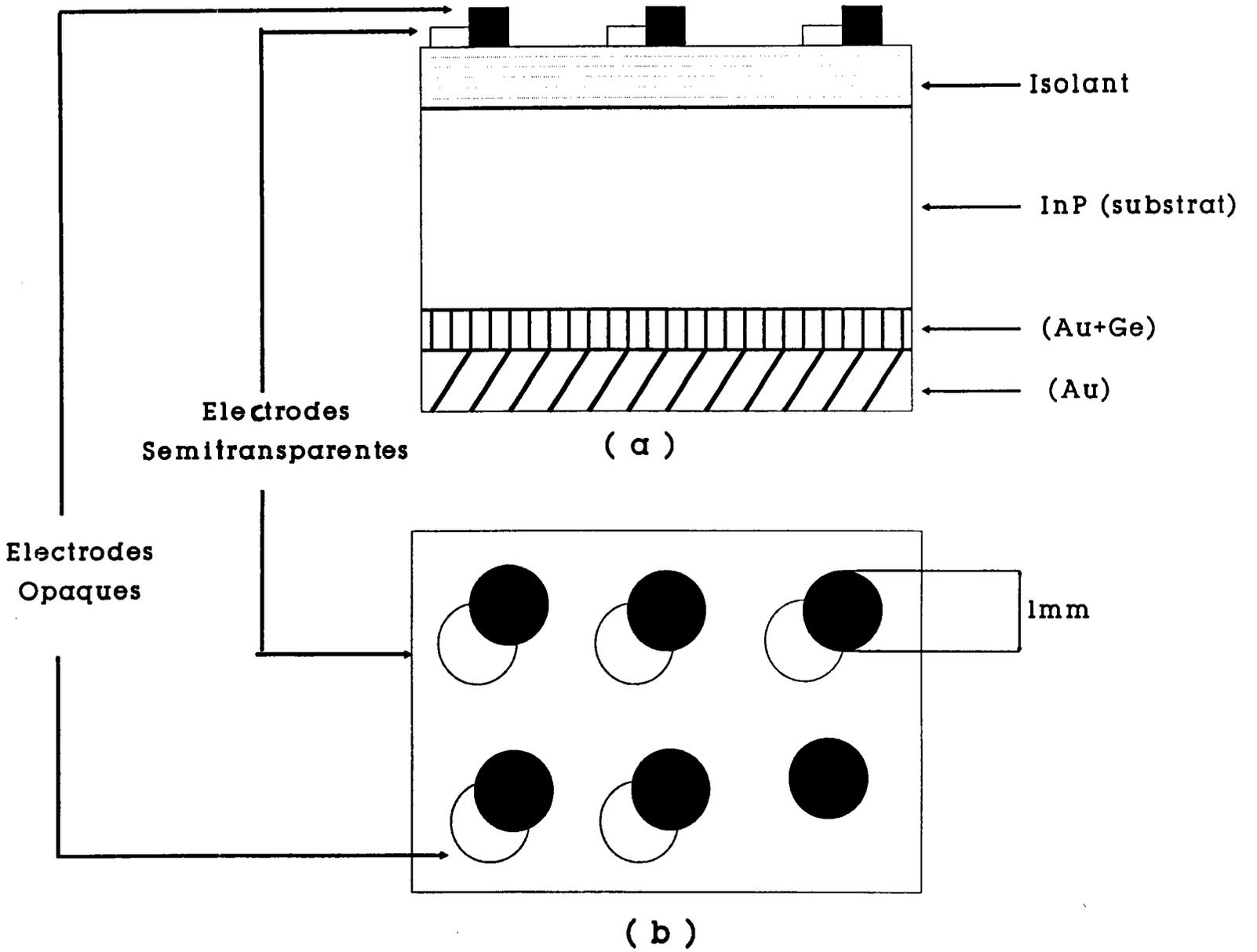


Figure 11: Structure MIS sur substrat InP
(a): Vue en coupe
(b): Vue de dessus

4.1- Contact ohmique:

Il est obtenu, avant tout traitement de la structure, en deux étapes. La première est l'évaporation sous vide (2×10^{-6} mbar) de l'eutectique or-germanium (0,06g de Ge pour 0,4g d'Au). La couche formée est ensuite protégée par une autre couche d'or d'épaisseur comprise entre 400 et 500nm et évaporée dans les mêmes conditions de vide. Cette dernière couche sert à protéger la couche d'or-germanium des traitements chimiques ultérieurs.

4.2- Electrodes de contact:

Les électrodes de contact sont des plots d'or de forme circulaire, de diamètre 1mm, obtenus par évaporation d'or sous vide et à travers un masque disposé sur l'échantillon. Leur épaisseur est généralement de l'ordre de 500nm, et par conséquent ils sont opaques à la lumière.

4.3- Electrodes semi-transparentes:

Les électrodes semi-transparentes sont des électrodes juxtaposées aux électrodes opaques, de même diamètre mais d'une épaisseur très inférieure. Celle-ci est de l'ordre de 10 à 15nm.

Pour évaluer cette épaisseur, nous avons déposé la même quantité d'or sur une lame de verre et nous avons mesuré l'intensité réfléchie et transmise par la couche formée. A partir de ces mesures et des courbes de réflexion et de transmission des films d'or [2], représentées sur la figure 12, nous avons estimé les épaisseurs des couches formées.

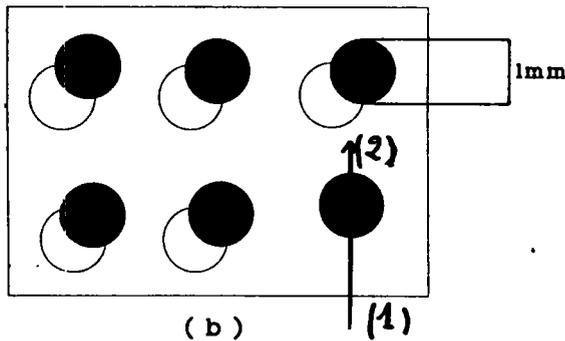
5- DENSITE DE PUISSANCE

A l'aide d'un radiomètre, nous avons mesuré la puissance dirigée vers l'échantillon. Juste après le filtre interférentiel, la puissance mesurée est de 4,5mW correspondant à 10^{16} photons/s.

Pour déterminer la densité de puissance, il faut connaître le diamètre de la tache lumineuse qui arrive sur l'échantillon.

Mesure du diamètre du faisceau:

Les structures étudiées se présentent sous la forme suivante:



En déplaçant le faisceau de (1) vers (2) par exemple, et en enregistrant l'intensité de photoluminescence en fonction de la position du spot, on peut évaluer le diamètre du faisceau. En effet quand le faisceau excitateur commence à atteindre un plot d'or, l'intensité de photoluminescence commence à diminuer jusqu'à devenir nulle lorsque le spot est totalement sur l'électrode d'or.

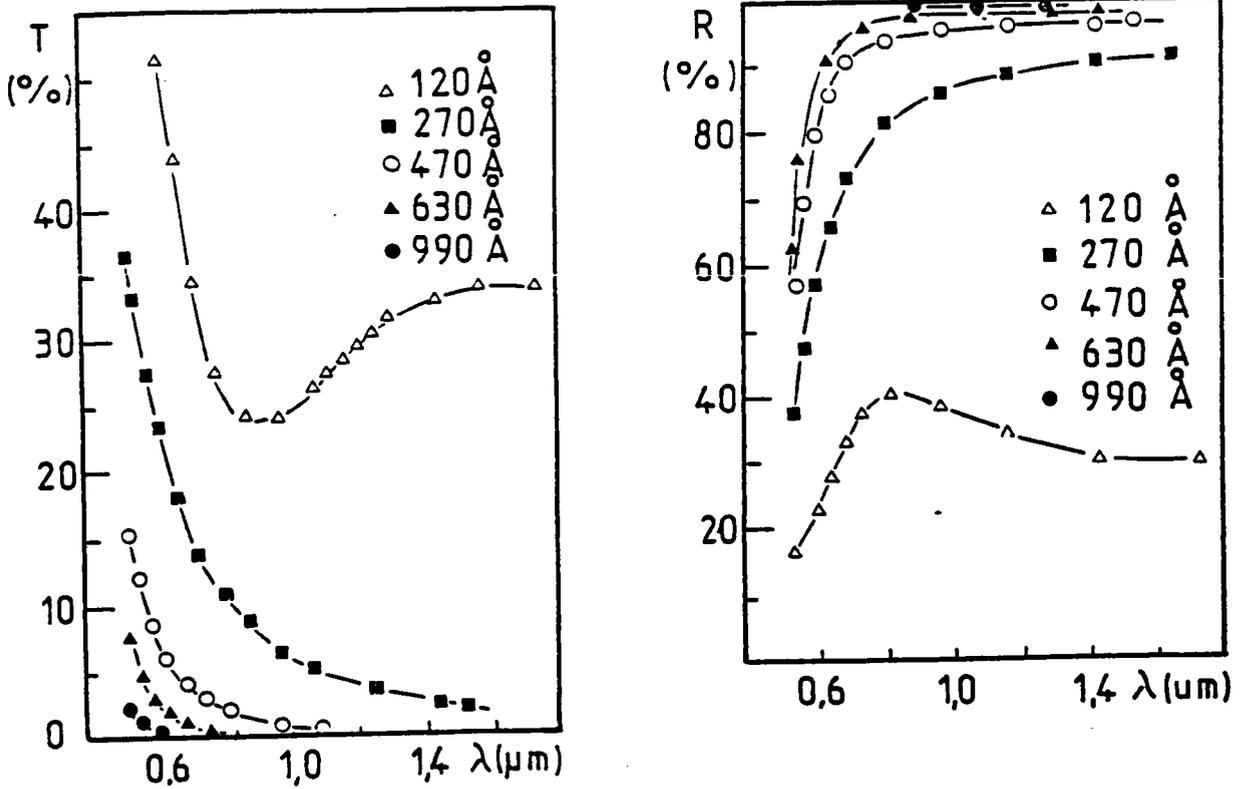


Figure 12: Courbe de transmission et de réflexion des films d'or d'après [2]

Dès que le faisceau arrive à nouveau sur le substrat, l'intensité croît pour atteindre son niveau initial (voir figure 13). A partir de ces mesures nous avons déterminé le diamètre D du faisceau et ensuite la densité de puissance. Numériquement on a obtenu:

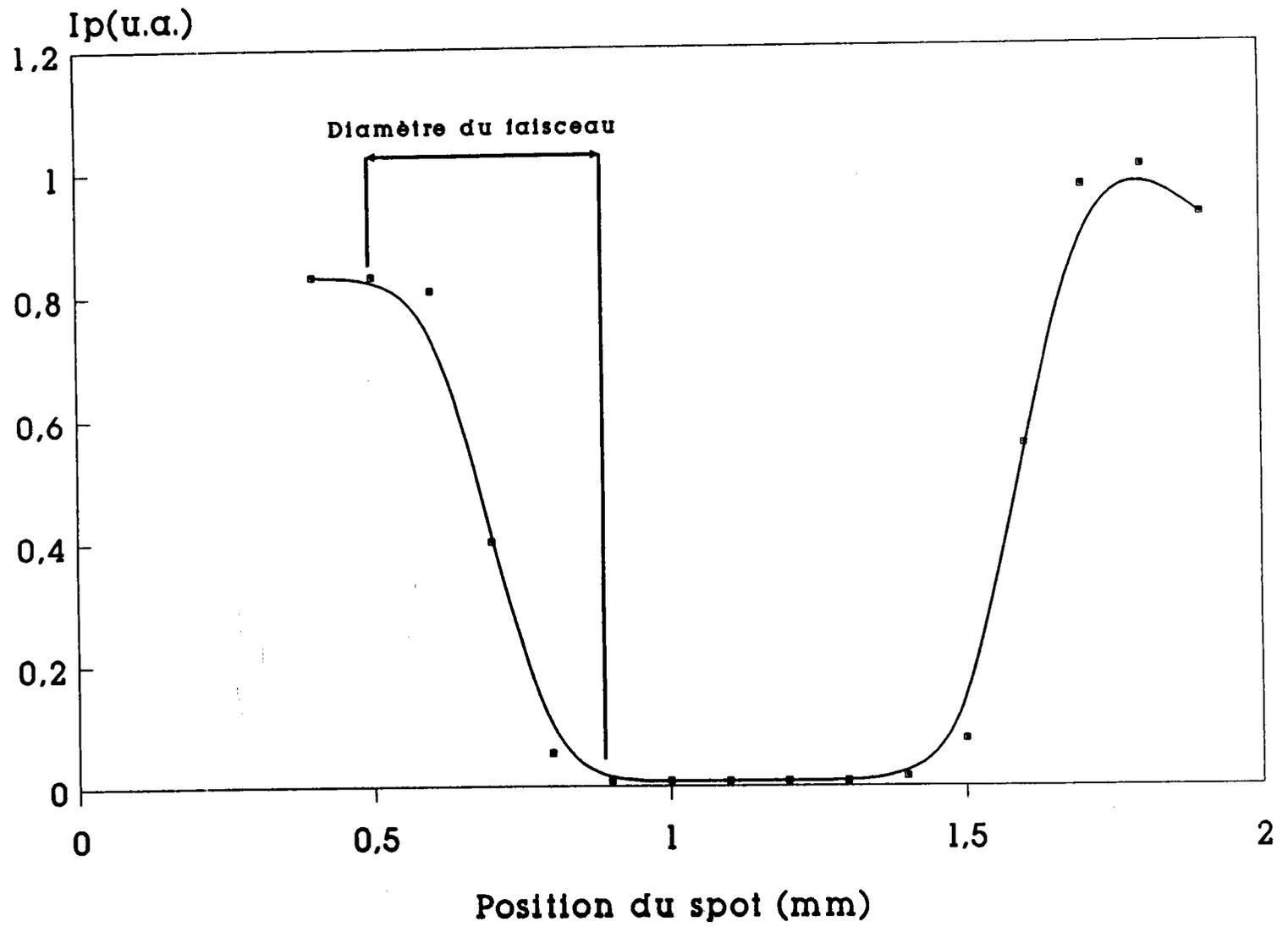
$$D=400 \mu\text{m} \text{ soit une densité de puissance de } 3,6\text{W/cm}^2.$$

Cette densité de puissance correspond à un flux incident de 10^{19} photons. $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Avant d'arriver dans le semiconducteur, ce flux est encore diminué par les pertes dues à l'absorption dans la couche d'or et à la réflexion à la surface de l'échantillon. Finalement, à ce nombre de photons incidents correspond un niveau d'injection de l'ordre de 10^{14}cm^{-3} au voisinage de la surface.

6- Cartographie d'un échantillon

A l'aide du dispositif expérimental décrit dans le paragraphe (2.1) nous pouvons déplacer verticalement et horizontalement l'échantillon de façon à ce que toute sa surface soit balayée par le spot du faisceau excitateur. Cette procédure de mesure permet de déterminer l'intensité de photoluminescence en différents points de la surface de l'échantillon. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure 14 les résultats obtenus lors du balayage de la face d'un échantillon oxydé par plasma multipolaire (Rapport contrat CNET [3]). Nous remarquons sur ces courbes que l'intensité est maximale dans les coins où le masque lors de l'oxydation, recouvrait le substrat, et qu'elle est divisée par un facteur 5 dans la zone centrale de l'échantillon laissée en contact avec le plasma, zone susceptible d'être oxydée.

Figure 13: Détermination du diamètre du faisceau



Les creux observés sur les courbes A et C correspondent au passage d'une partie du spot lumineux du laser sur les électrodes de contact. L'intérêt de ces mesures est de déterminer l'effet des différents traitements sur la surface du substrat et de pouvoir choisir, sur un échantillon donné la zone à étudier.

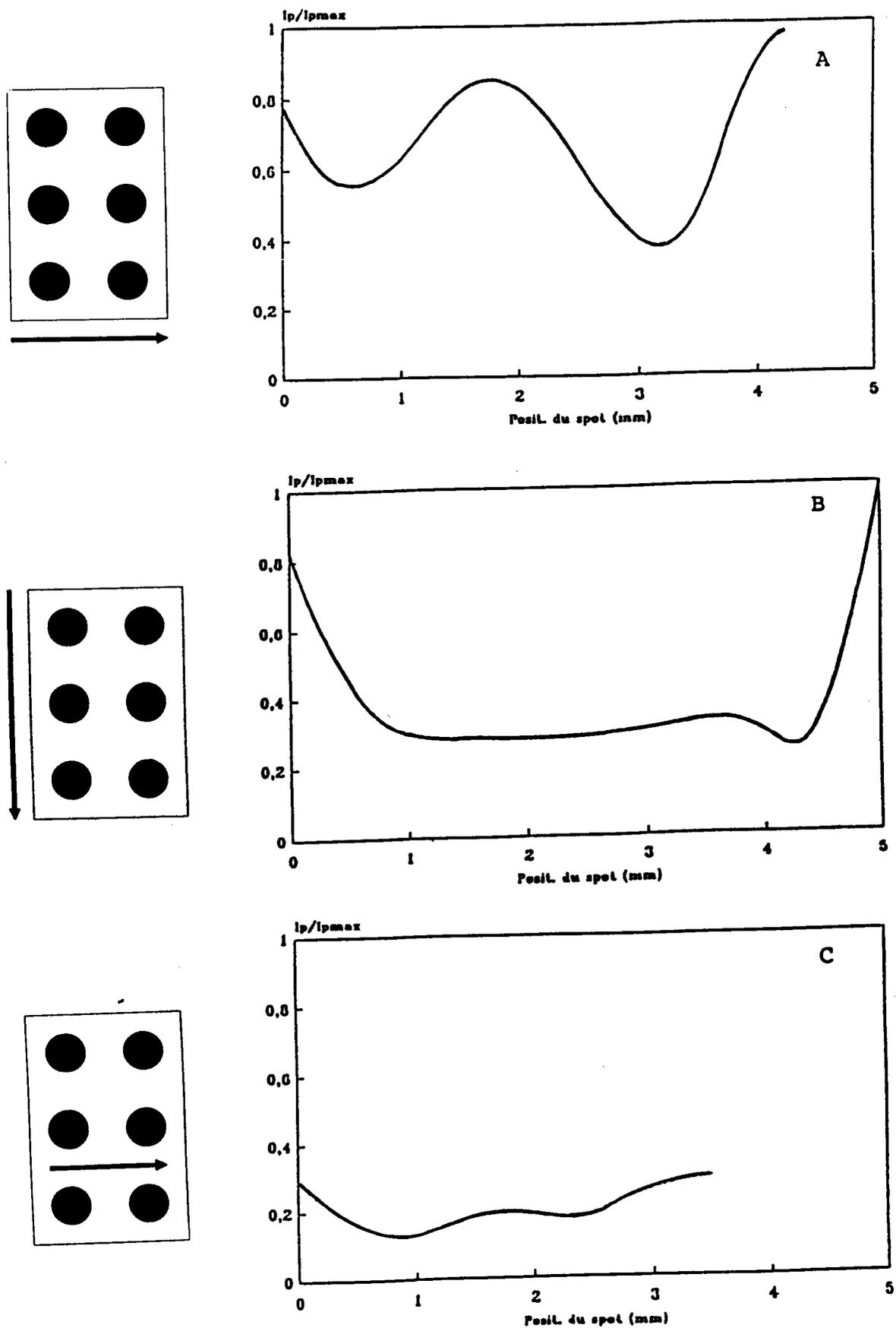


Figure 14: Variations de l'intensité de photoluminescence, normalisée, en différents endroits d'une plaquette d'InP oxydée par plasma multipolaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D.E.ASPNES et A.A.STUDNA
Phys. Rev. **B27**, 987-1009 (1983)
- [2] C.R.CROWELL, W.G.SPITZER, L.E.HOWARTH et E.E.LABATE
Phys. Rev. **127**, 2006 (1962)
- [3] Oxydes tunnels sur InP par plasma multipolaire
Rapport final du contrat CNET N° **908B007007909245LAB**
Juillet 1991 (Non publié)

CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR DIODES SHOTTKY
--

1- INTRODUCTION

2- HAUTEUR DE LA BARRIERE SCHOTTKY SUR INP

3- AMELIORATION DE LA HAUTEUR DE LA BARRIERE SCHOTTKY

4- DIODES SCHOTTKY

4.1- Fabrication des structures

4.1.1- Substrat Crystacomm

4.1.2- Substrat ICI

4.2- Caractérisation électrique

4.2.1- Caractéristique courant-tension $J(V_g)$

4.2.2- Caractéristique capacité-tension $C(V_g)$

4.3- Caractérisation optique: Photoluminescence

4.3.1- Mesure de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension appliquée

4.3.2- Mesure de la dérivée de l'intensité de photoluminescence

4.4- Discussion

5- DIODES SCHOTTKY OXYDEES

5.1- Oxydation par l'acide nitrique en phase liquide (HNO_3)

5.1.1- Substrat et nomenclature des échantillons

5.1.2- Préparation des structures

5.1.3- Caractérisation électrique

5.1.4- Caractérisation par photoluminescence

5.1.4.a- Substrat ICI

5.1.4.b- Substrat SUMITOMO

5.1.5- Discussion

5.2- Oxydation par plasma multipolaire

5.2.1- Préparation de la structure

5.2.2- Mesures électriques

5.2.3- Mesures optiques

6- CONCLUSION

CARACTERISATION DES STRUCTURES MS-(n)InP ET DES STRUCTURES SCHOTTKY OXYDEES.

1- INTRODUCTION

Une des actualités de la recherche sur les semiconducteurs III-V est le développement de la filière MESFET-InP. Cet axe de recherche ne cesse de s'élargir malgré la faible hauteur de la barrière Schottky, ϕ_b , sur l'InP. En effet, l'introduction volontaire d'une couche d'oxyde fine entre le métal et le semiconducteur s'est montrée prometteuse dans le double espoir d'augmenter ϕ_b et d'améliorer la qualité de l'interface.

Dans ce chapitre, nous allons rappeler dans un premier temps l'essentiel des travaux publiés relatifs à ce type de passivation, et ensuite exposer et analyser nos résultats concernant les contacts métal-semiconducteur et métal-oxyde-semiconducteur à base d'InP.

2- HAUTEUR DE LA BARRIERE SCHOTTKY

L'arséniure de gallium GaAs et le phosphure d'Indium InP sont deux semiconducteurs III-V à gap direct et dont les largeurs de la bande d'énergie interdite sont voisines ($E_{gGaAs} - E_{gInP} \sim 0.1eV$)[2]. Mais la réalisation d'un contact Schottky à base d'InP n'a pas connu le même succès que sur GaAs. L'origine en est la faible hauteur de barrière pour l'InP et par conséquent les courants de fuite sont trop importants. Le tableau n°1 résume les valeurs de ϕ_b (hauteur de barrière) obtenues avec les mêmes métaux sur ces deux semiconducteurs [3-4].

ϕ_b à partir de la caractéristique $J(V_g)$			
Semiconducteur	InP (110), $N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$ [3]		GaAs(110), $N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$ [4]
traitement de surface	Clivée sous vide	Clivée dans l'air	Clivée sous vide
Ag	0,54	0,45	0,89
Al	0,325	0,34	0,8-0,85
Au	0,42	0,45	0,92
Cr	0,45	0,45	0,67
Cu	0,42	0,39	0,87
Mn	0,35	0,28	0,72
Ni	0,32	0,32	0,77
Pd	0,41	0,415	0,85

Tableau n°1: Hauteur de barrière Schottky pour différents métaux sur InP et GaAs [3-4]

Spicer et al [5] expliquent cette faible valeur de ϕ_b , pour l'InP, par un blocage du niveau de Fermi à la surface dû aux états natifs, induits par les vacances d'indium (états donneurs) ou les vacances de phosphore (états accepteurs), situés dans le gap du semiconducteur. Selon ces auteurs, ce blocage du niveau de Fermi est indépendant de la nature du métal choisi. Dans un travail ultérieur, Allen et al [6], montrent que les états responsables du blocage du niveau de Fermi sont de type antisite (anion dans un site de cation et inversement). Un autre modèle a été proposé par Tersoff [7,8], qui fait intervenir la notion d'états induits par le métal dans le gap du semiconducteur. Selon Allen et al, ce modèle ne permet pas d'expliquer facilement l'ancrage du niveau de Fermi à la surface.

Si les nombreux résultats de la littérature laissent inexplicite cette faible valeur de ϕ_b sur l'InP, il est généralement admis que la hauteur de barrière est liée à l'état de l'interface métal semiconducteur et aux réactions chimiques qui peuvent y avoir lieu.

3- AMELIORATION DE LA HAUTEUR DE LA BARRIERE SCHOTTKY

L'introduction d'une couche interfaciale d'oxyde entre le métal et le semi-conducteur permet d'augmenter la hauteur de barrière Schottky. Cette méthode a été proposée par Wada et Majerfeld [9]. Ils ont oxydé la surface de l'InP dans l'acide nitrique 14N (HNO_3 70%) à 70°C et sous illumination par une lampe de tungstène. L'épaisseur de l'oxyde formé dépend de la durée d'oxydation. La hauteur de barrière augmente de 0.49eV pour un contact intime Au-InP à des valeurs comprises entre 0.7 et 0.94eV en fonction de la durée d'oxydation. Cette augmentation de ϕ_b s'accompagne d'une augmentation du facteur d'idéalité qui passe de 1.05 à 1.55 montrant ainsi que l'on s'éloigne du contact idéal par l'introduction de la couche d'oxyde.

Une méthode semblable a été adoptée par C.Michel et al [10]. A température ambiante, la structure est oxydée dans HNO_3 liquide 14N (70%) pendant 20s, et ensuite décapée dans HCl 20%. Ce cycle est répété cinq fois pour avoir une bonne homogénéité de la surface, et à la fin, l'échantillon est oxydé dans HNO_3 . Suivant la durée d'oxydation, ces auteurs ont montré que la hauteur de barrière passe de 0.41 à 0.56eV pour une durée de 10s, et à 0.67eV pour une durée de 20s. Les valeurs de ϕ_b obtenues à partir de la caractéristique $1/[C(V_g)]^2$, où $C(V_g)$ est la capacité de la structure à un potentiel de polarisation de la grille V_g , semblent en désaccord avec celles qui sont issues de la caractéristique courant-tension $J(V_g)$. Selon ces auteurs la différence est liée à la présence de charges fixes à l'interface ou dans l'oxyde. Ces charges pourront modifier la courbure de bande interne et par suite le potentiel de diffusion.

Kamimura [11] a proposé une méthode d'oxydation dans l'eau de brome. En plongeant l'échantillon dans une solution d'eau de brome à la température ordinaire, 300K, une couche d'oxyde se forme à la surface. L'épaisseur de cette couche augmente si la concentration en brome augmente et si la durée d'oxydation augmente. Sur des structures dont l'épaisseur d'isolant est comprise entre 2 et 6nm, l'auteur a réalisé des

contacts Schottky et a mesuré une hauteur de barrière ϕ_b de 0,83eV et un facteur d'idéalité de 1,1. Ce résultat a été obtenu pour une oxydation dans une solution d'eau de brome diluée dans une proportion de 25 à 35%. Néanmoins ces structures montrent une certaine instabilité.

Une autre méthode d'oxydation a été proposée par Loualiche et al [1]. Dans une première étape, l'échantillon est traité dans de l'eau désionisée à 100°C sous un flux d'oxygène pendant une heure pour obtenir un oxyde natif. Dans une deuxième étape, on ajoute à la même solution, 5cm³ de NH₄OH et 1cm³ de H₂O₂. L'échantillon reste 20mn de plus dans le nouveau mélange. Une hauteur de barrière de 0,76eV et un facteur d'idéalité de 1,48 ont été mesurés sur une diode réalisée sur un substrat d'InP ($N_D \sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$) et dont l'épaisseur d'oxyde est de 20Å. La même méthode a été suivie par Lee et al [12] pour réaliser des diodes Schottky oxydées sur l'InP et en utilisant différents métaux. La hauteur de barrière, le facteur d'idéalité et le courant de saturation dépendent du métal choisi. Le tableau n°2 regroupe les résultats obtenus par ces auteurs. Cette même équipe a montré que l'oxyde chimique formé est composé de In₂O₃, InPO₃ et InPO₄.

Métal	Courant de saturation $J_s(A/cm^2)$	Hauteur de barrière $\phi_b(eV)$	Facteur d'idéalité n
Ag	$2,0 \times 10^{-5}$	0,63	1,27
	$2,0 \times 10^{-7}$	0,75	1,42
Au	$5,0 \times 10^{-5}$	0,61	1,18
	$2,0 \times 10^{-5}$	0,63	1,53
	$9,0 \times 10^{-5}$	0,65	1,51
Ni	$1,2 \times 10^{-4}$	0,59	1,07
	$1,0 \times 10^{-5}$	0,65	1,44
	$8,0 \times 10^{-7}$	0,72	1,55
	$6,3 \times 10^{-7}$	0,72	1,63
Pd	$1,2 \times 10^{-6}$	0,71	1,31
	$1,0 \times 10^{-7}$	0,77	1,48
	$2,8 \times 10^{-8}$	0,8	1,88

Tableau n°2: Courant de saturation, hauteur de barrière et facteur d'idéalité pour des structures Schottky oxydées et pour différents métaux [12]

Ces différentes méthodes d'oxydation chimique ont été utilisées pour éviter les réactions chimiques qui peuvent avoir lieu entre l'InP et le métal et qui donnent lieu à des états de surface responsables en général du blocage du niveau de Fermi à la surface du semiconducteur. Dans le même esprit, et pour remédier à ce problème Yamada et al [27] ont proposé une méthode permettant d'améliorer la hauteur de la barrière Schottky. Sur une surface d'InP (110) dopé Sn ($N_D = 9.3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$), ils ont déposé une monocouche atomique d'antimoine Sb. La structure est ensuite recuite à une température entre 200 et 350°C pendant 10 minutes. Des diodes Schottky Au/Sb/n-InP ont donné une hauteur de barrière de 0,82eV. Ces auteurs concluent que la passivation de la surface d'InP par cette méthode évite le blocage du niveau de Fermi, blocage dû à la formation des alliages entre les atomes de l'or et ceux de l'indium ou du phosphore.

Récemment Shi et al [28] ont montré que des contacts réalisés à basses températures (77K) donnent des valeurs de ϕ_b comprises entre 0,85 et 0,96eV et des courants de saturation inverses très faibles (10^{-10}A/cm^2). En effet, à basse température,

le départ des atomes de phosphore et d'indium de la surface est considérablement réduit. En conséquence, les réactions de ces atomes avec le métal sont diminuées. Ces auteurs concluent que le niveau de Fermi n'est pas bloqué à basse température car les hauteurs de barrière mesurées sont largement dépendantes des travaux de sortie des métaux.

Le tableau n°3 résume les différents résultats des travaux sur le phosphore d'indium que nous avons cités.

Référence	Structure réalisée	$J_s(A/cm^2)$	$\phi_b(eV)$	n
[3,4]	Au/n-InP		0,42 à 0,45	
[1]	Oxydation dans H_2O , NH_4OH , H_2O_2	$7,1 \times 10^{-8}$	0,76	1,48
[9]	Oxydation dans HNO_3 liquide ($70^\circ C$)	$1,0 \times 10^{-7}$	0,7 à 0,94	1,16-1,55
[10]	Oxydation dans HNO_3 liquide ($25^\circ C$)		0,56 à 0,67	1,26-1,3
[11]	Oxydation dans l'eau de brome		0,83	1,1
[12]	Oxydation dans l'eau de brome	$5,0 \times 10^{-5}$ 9×10^{-6}	0,61 à 0,65	1,18 1,61
[27]	Monocouche Sb		0,82	
[28]	Dépôt du métal à 77K	$1,0 \times 10^{-10}$	0,85	1,03-1,06

Tableau n°3: Résultats des différents travaux concernant l'amélioration de la hauteur de barrière sur l'InP

Nous remarquons à partir de ces résultats que l'introduction d'une couche interfaciale d'oxyde permet d'augmenter la hauteur de barrière et réduit la densité de courant de saturation inverse. Le facteur d'idéalité s'éloigne de l'unité puisque le contact MS n'est plus idéal. Cette augmentation est liée à l'introduction de la couche interfaciale. Il est à noter qu'il existe d'autres méthodes d'obtention d'oxyde sur l'InP telles que l'oxydation anodique, l'oxydation par pulvérisation cathodique, l'oxydation thermique et l'oxydation assistée par plasma [15], que nous ne décrivons pas dans ce chapitre.

Plus loin nous présenterons une étude comparative sur des diodes Schottky et des diodes Schottky-MIS pour voir l'effet de l'introduction de la couche d'oxyde sur la photoluminescence. Dans un premier temps nous allons nous intéresser au contact direct métal-semiconducteur.

4- DIODES SCHOTTKY

Les mesures ont été effectuées sur deux substrats différents.

4.1- Fabrication des structures

4.1.1- Substrat Crystacomm: (échantillon AC1SD)

Cette structure a été réalisée au LEPI^(*); avant tout traitement du substrat, le contact ohmique est réalisé selon la description donnée dans le paragraphe 4.1 du II^e chapitre. Le substrat est ensuite soumis à une attaque chimique dans HCl 30% (3N) pendant 2 minutes suivi d'un rinçage par jets d'eau désionisée et il est enfin conservé dans l'alcool absolu (éthanol) jusqu'à la mise sous vide.

Le contact Schottky est formé par évaporation thermique d'or mélangé à une faible quantité de titane (10^{-4} g de Ti pour 0.62g d'Au). On forme alors des plots circulaires d'épaisseur de l'ordre de 500nm. Pour les mesures de photoluminescence, des électrodes semi-transparentes de même diamètre sont juxtaposées aux plots opaques.

4.1.2- Substrat ICI:(échantillon IR2A36)

C'est une diode Schottky réalisée dans notre laboratoire sur un substrat d'InP (ICI) orienté (100), non volontairement dopé ($N_D \sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$). Avant de réaliser le contact M-S, le substrat subit un nettoyage à l'acide chlorhydrique (HCl) 3N pour

(*) : Laboratoire d'Electronique et de Physique des Interfaces
ESSTIN-NANCY

éliminer les traces d'oxyde natif. Cette étape est suivie d'un rinçage à l'eau désionisée et l'échantillon est ensuite conservé dans l'éthanol. A la différence de l'échantillon précédent, cette structure a été rincée à l'eau désionisée après conservation dans l'alcool. Dans ce cas aussi les deux types d'électrodes ont été déposés pour les caractérisations électrique et optique.

4.2- Caractérisation des structures

La première étape de caractérisation des structures fabriquées est la détermination des caractéristiques usuelles courant-tension et capacité-tension. Ces résultats nous donnent une indication sur le contact réalisé, sur la hauteur de barrière de la diode et permettent de déterminer le dopage du substrat généralement connu avec peu de précision.

4.2.1- Caractéristique courant-tension $J(V_g)$

Dans le cas d'une jonction métal-semiconducteur, la courbe $J(V_g)$ est souvent décrite par le modèle d'émission thermo-électronique [2,13,15]. La densité de courant en fonction de la tension s'écrit pour une diode idéale:

$$J(V_g) = J_s \left[\exp\left(\frac{qV_g}{kT}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.1})$$

avec:

$$J_s = A^{-1} T^2 \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right) \quad (\text{III.2})$$

où J_s est le courant de saturation, V_g est la tension appliquée, ϕ_b est la hauteur de barrière dans la jonction et A^{**} est la constante de Richardson effective. $A^{**} = 9,24 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ pour l'InP de type n.

Dans le cas d'une diode réelle, on introduit un facteur n , appelé facteur d'idéalité et la loi de variation $J(V_g)$ devient [2]:

$$J(V_g) = J_s \exp\left(\frac{qV_g}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_g}{kT}\right) \right] \quad (\text{III.3})$$

Ce facteur n dépend de la température, il est pratiquement indépendant de la tension appliquée et il est supérieur à l'unité pour une diode réelle. Ce facteur a été introduit pour rendre compte de la dépendance de la barrière en fonction du champ électrique dans le semiconducteur. A partir de l'équation (III.3), on a:

$$\text{Ln}(J) = \text{Ln}(J_s) + \frac{qV_g}{nkT} + \text{Ln}\left[1 - \exp\left(-\frac{qV_g}{kT}\right) \right] \quad (\text{III.4})$$

On remarque que dès que V_g devient supérieur à $3kT/q$, le dernier terme de l'équation (III.4) devient négligeable et la caractéristique $\text{Ln}J$ est une droite en fonction de V_g dont l'intersection avec l'axe des courants nous fournit la valeur du courant de saturation J_s , et par conséquent on peut déterminer ϕ_b en utilisant la formule (III.2). La pente de la droite définie par l'équation (III.4) nous permet d'obtenir le facteur n .

$$n = \frac{q}{kT} \times \frac{\delta V_g}{\delta \text{Ln}(J)} \quad (\text{III.5})$$

Les figures 1 et 2 présentent les caractéristiques $J(V_g)$ pour les deux échantillons présentés précédemment. Concernant la structure Crystacomm, les mesures

de courant, présentées ici, ont été faites sur un autre échantillon réalisé sur le même substrat et dans les mêmes conditions décrites au paragraphe 4.1.1, mais destiné uniquement aux mesures électriques. A partir de ces courbes et à l'aide des équations (III.4) et (III.5) nous avons obtenu les valeurs de J_s , de ϕ_b et de n résumées dans le tableau n°4:

Echantillon	AC1SD (Crystacomm)		IR2A36 (ICI)	
	D1	D2	D1	D4
J_s (A/cm ²)	$4,7 \times 10^{-2}$	$8,8 \times 10^{-2}$	$2,4 \times 10^{-6}$	$8,0 \times 10^{-6}$
ϕ_b (eV)	0,44	0,42	0,68	0,65
n	1,36	1,16	2,03	1,09

Tableau n°4: Résultats obtenus à partir des mesures $J(V_g)$

Pour l'échantillon AC1SD la hauteur de barrière est comparable à celles trouvées dans la littérature [3-4] pour un contact Au-InP, la valeur de n reste proche de l'unité et la valeur de J_s est assez élevée; par contre pour l'échantillon IR2A36, les valeurs de ϕ_b et n sont supérieures à celles généralement connues pour un contact intime métal-semiconducteur et la valeur de J_s est assez faible. Ces écarts peuvent s'expliquer en supposant qu'il existe une couche interfaciale d'oxyde natif pouvant croître entre la fin du traitement de l'échantillon et l'instant de la mise sous vide. L'effet de cette couche serait d'augmenter ϕ_b et n [2,9-12,27]. En effet en comparant les méthodes de fabrication des deux structures, en plus de la différence des deux substrats, l'échantillon AC1SD a été conservé dans l'alcool jusqu'à la mise sous vide alors que le deuxième a été rincé à l'eau désionisée après le séjour dans l'alcool.

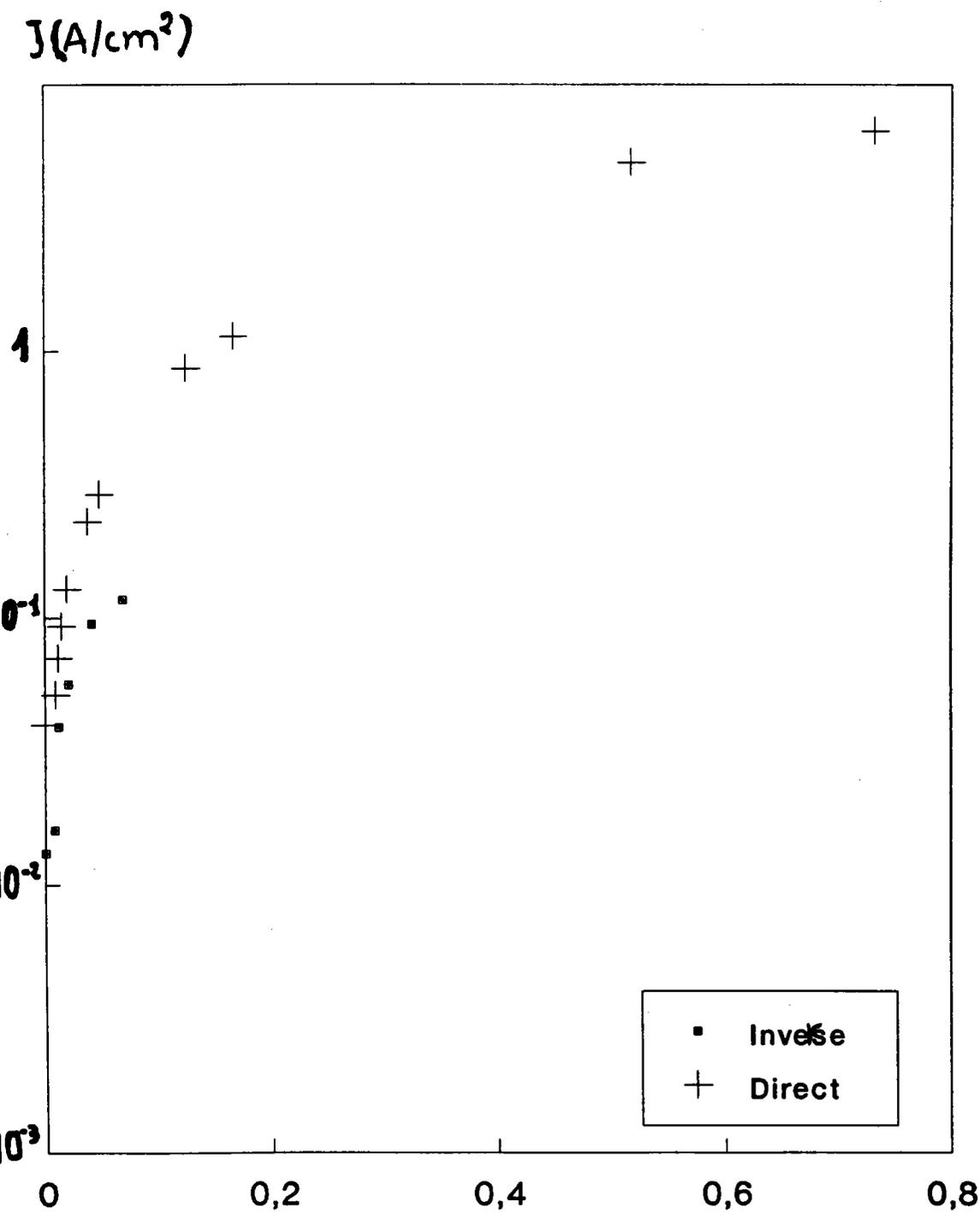


Figure 1: Caractéristique courant-tension pour l'échantillon AC1SD

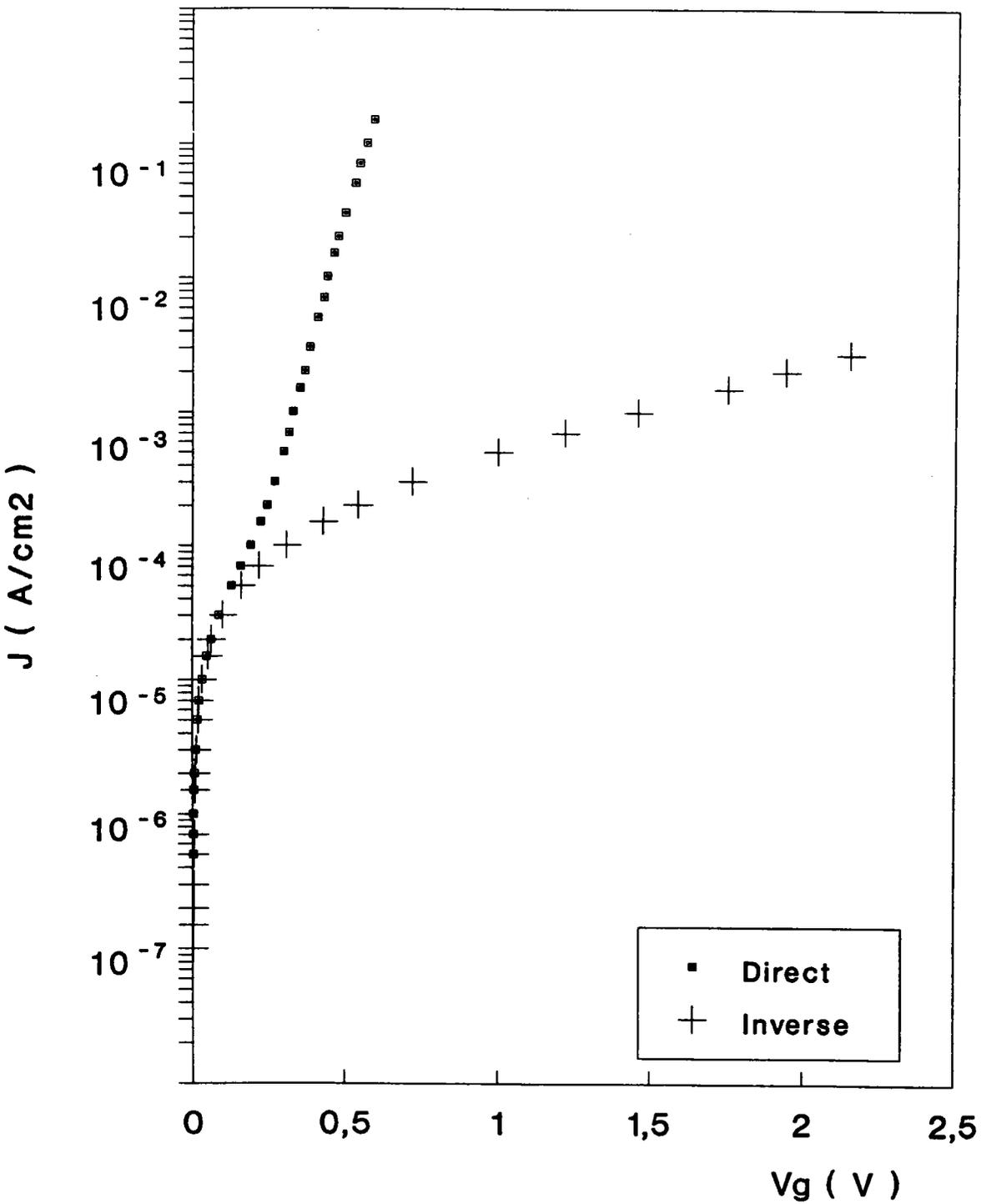


Figure 2: Caractéristique courant-tension pour la structure IR2A36

On peut supposer que ce rinçage à l'eau a favorisé le développement d'une couche d'oxyde.

4.2.2- Caractéristique capacité-tension $C(V_g)$:

La capacité d'une structure métal-semiconducteur est décrite dans l'approximation de la zone de déplétion [2,13] par:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}{W} \quad (\text{III.6})$$

Où ϵ_{sc} est la constante diélectrique relative du semiconducteur, ϵ_0 est la permittivité du vide et W est l'épaisseur de la zone de déplétion donnée par:

$$W = \sqrt{\left[\frac{2\epsilon_0 \epsilon_{sc}}{qN_D} (V_d - V_g) \right]} \quad (\text{III.7})$$

V_d est le potentiel de diffusion de la diode, V_g est la tension de polarisation et N_D est la densité de dopage du semiconducteur. A partir de cette caractéristique, nous pouvons calculer $(1/C)^2$ et en déduire la hauteur de barrière et la densité du dopant N_D par les relations:

$$\phi_b = V_d + E_c - E_{fc} + \frac{kT}{q} \quad (\text{III.8})$$

et

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_0 \epsilon_{sc}} \times \sqrt{\frac{d(1/C^2)}{dV_g}} \quad (\text{III.9})$$

valables pour un semiconducteur de type n [2] et où E_{fsc} est le niveau de Fermi dans le semiconducteur.

Les figures 3 et 4 présentent les courbes $C(V_g)$ à l'obscurité et à 1Mhz pour les deux échantillons AC1SD et IR2A36. Nous avons reporté sur les mêmes figures les courbes $1/C^2=f(V_g)$. Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau n°5.

Echantillon	AC1SD	IR2A36	
Diodes	D1	D1	D4
ϕ_b (eV)	0,61	0,86	0,78
N_D (cm ⁻³)	$2,0 \times 10^{16}$	$6,9 \times 10^{15}$	$5,3 \times 10^{15}$

Tableau n°5: Résultats déterminés à partir des mesures $C(V_g)$

Les hauteurs de barrière mesurées par cette méthode sont plus grandes que celles obtenues par les mesures de $J(V_g)$. Cette différence est en général interprétée comme étant due à la présence d'une couche interfaciale et à des états d'interface localisés[10]. Dans leur modèle, Michel et al [10] font apparaître une capacité d'excès C_0 dont la valeur est proportionnelle à la densité d'états d'interface. Ils ont transformé la relation $[C(V_g)]^{-2}$ en une relation $[(C-C_0)(V_g)]^2$ pour obtenir des valeurs correctes de ϕ_b et de N_D . De plus, la hauteur de barrière à partir des mesures $C(V_g)$ est déterminée pour une tension correspondant au régime de bandes plates alors que pour les mesures $J(V_g)$, elle est déterminée à tension nulle.

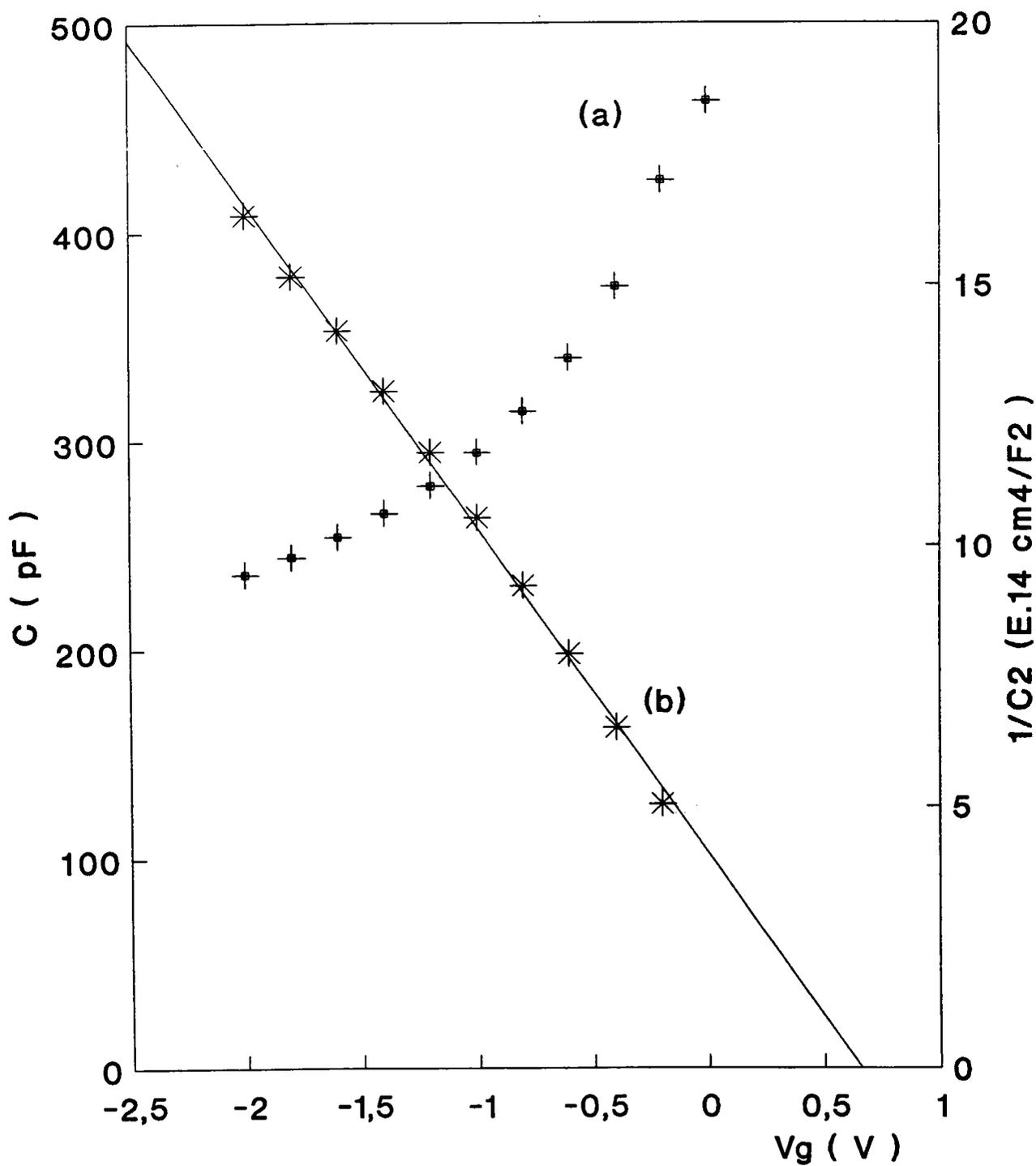


Figure 3: (a) Caractéristique $C(V_g)$ à 1MHz et à l'obscurité de la structure AC1SD
 (b) Courbe $C^{-2}(V_g)$ pour la même structure

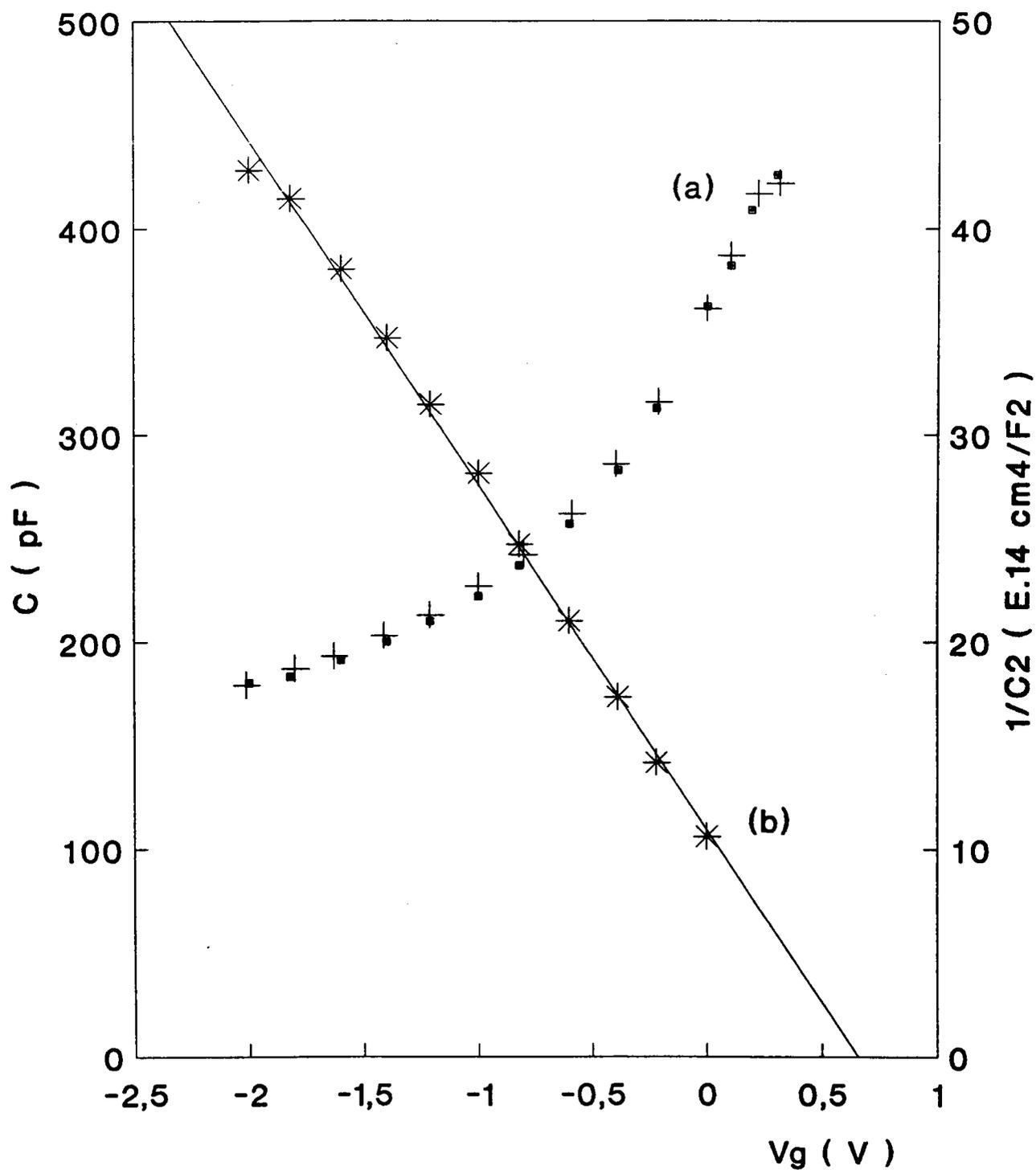


Figure 4: (a) Caractéristique $C(V_g)$ à 1MHz et à l'obscurité de la structure

IR2A36

(b) Courbe $C^{-2}(V_g)$ pour la même structure

4.3- Caractérisation optique: Photoluminescence

4.3.1- Mesure de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension appliquée

Les figures 5 et 6 montrent les variations de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension appliquée. Sur la figure 6 correspondant à la structure IR2A36 on voit apparaître une hystérésis dans le sens des aiguilles d'une montre. Notons qu'aucune hystérésis n'a été observée sur les mesures de $C(V_g)$ à l'obscurité pour les deux échantillons.

Sur les deux courbes, l'intensité de photoluminescence croît avec la tension et devient pratiquement constante à partir d'une certaine tension dite tension de bande plate [24,25]. Nous nous sommes arrêtés à une tension directe de 0.5 ou 0.6V pour limiter les courants directs dans nos structures.

4.3.2- Mesure de la dérivée de l'intensité de photoluminescence

Les figures 7 et 8 présentent les variations de la dérivée dI_p/dV_g en fonction de la tension V_g ; sur la figure 8, correspondant à la structure IR2A36, on note à nouveau la présence d'une hystérésis.

Le signal mesuré évolue de la même façon pour les deux courbes en fonction de V_g . Dans le cas où on observe une hystérésis, la position du maximum change selon que l'on considère la montée ou la descente de la courbe.

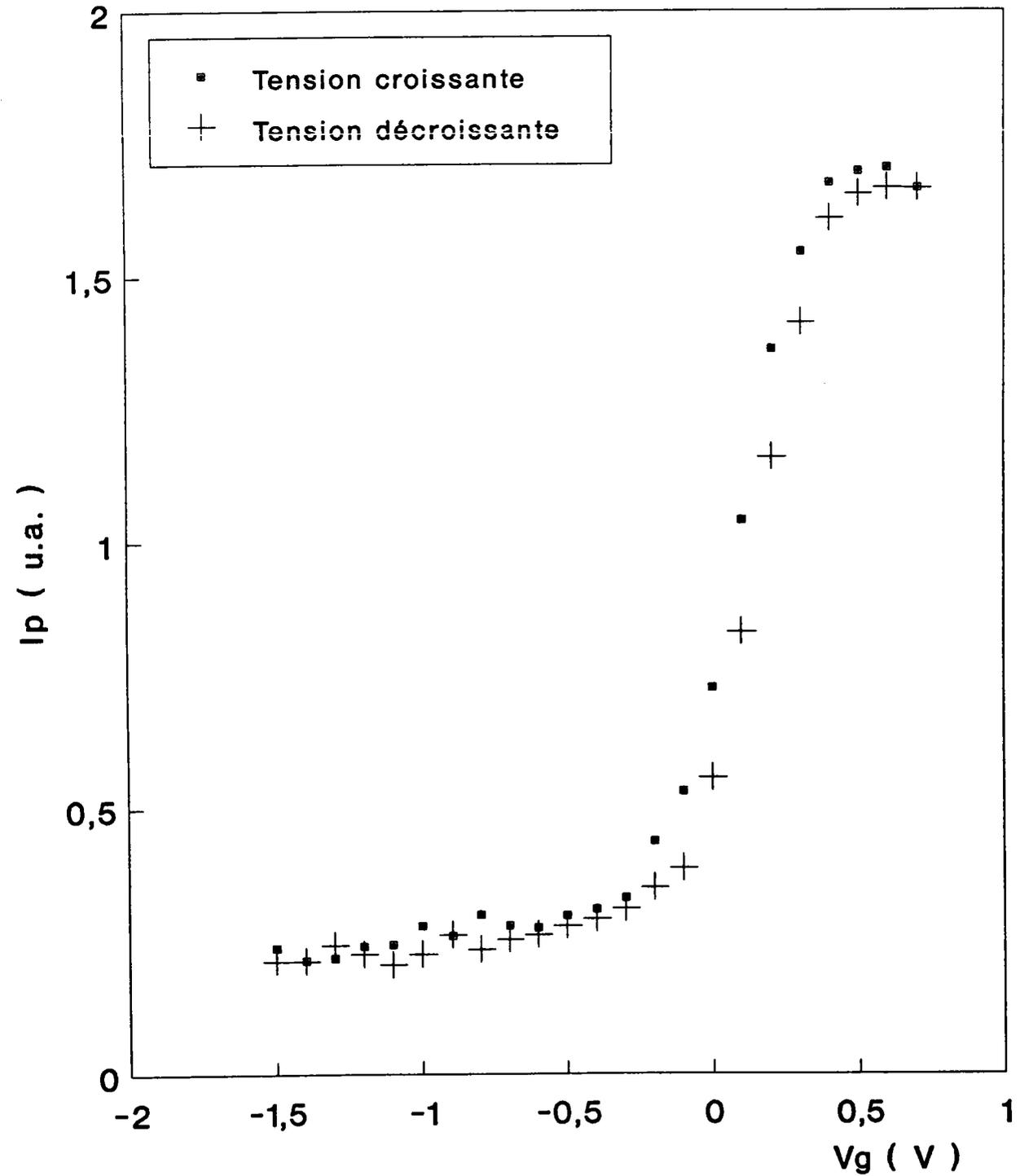


Figure 5: Variations de l'intensité de photoluminescence I_p en fonction de la tension V_g pour la structure AC1SD

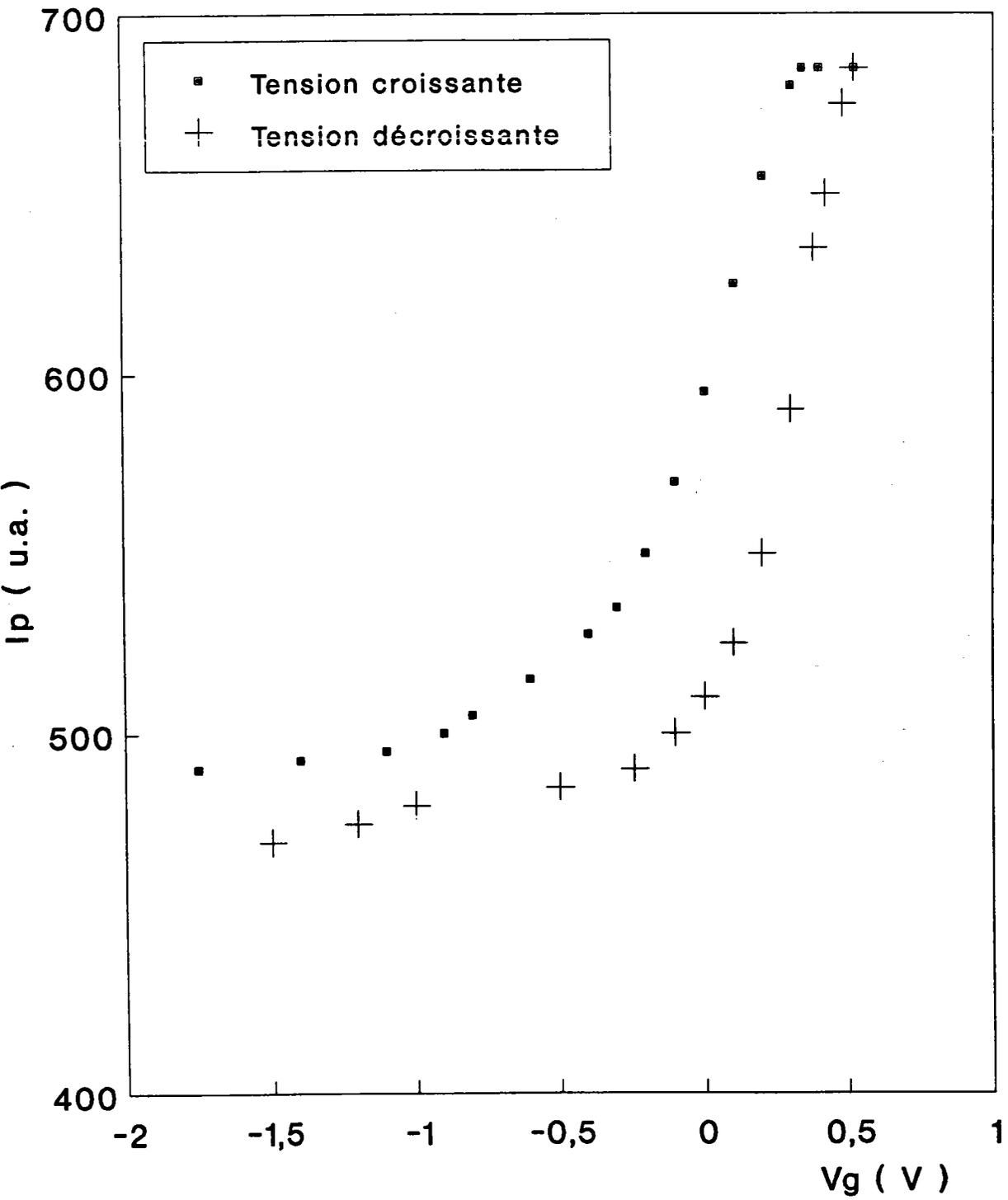


Figure 6: Mesures de $I_p(V_g)$ sur la structure IR2A36

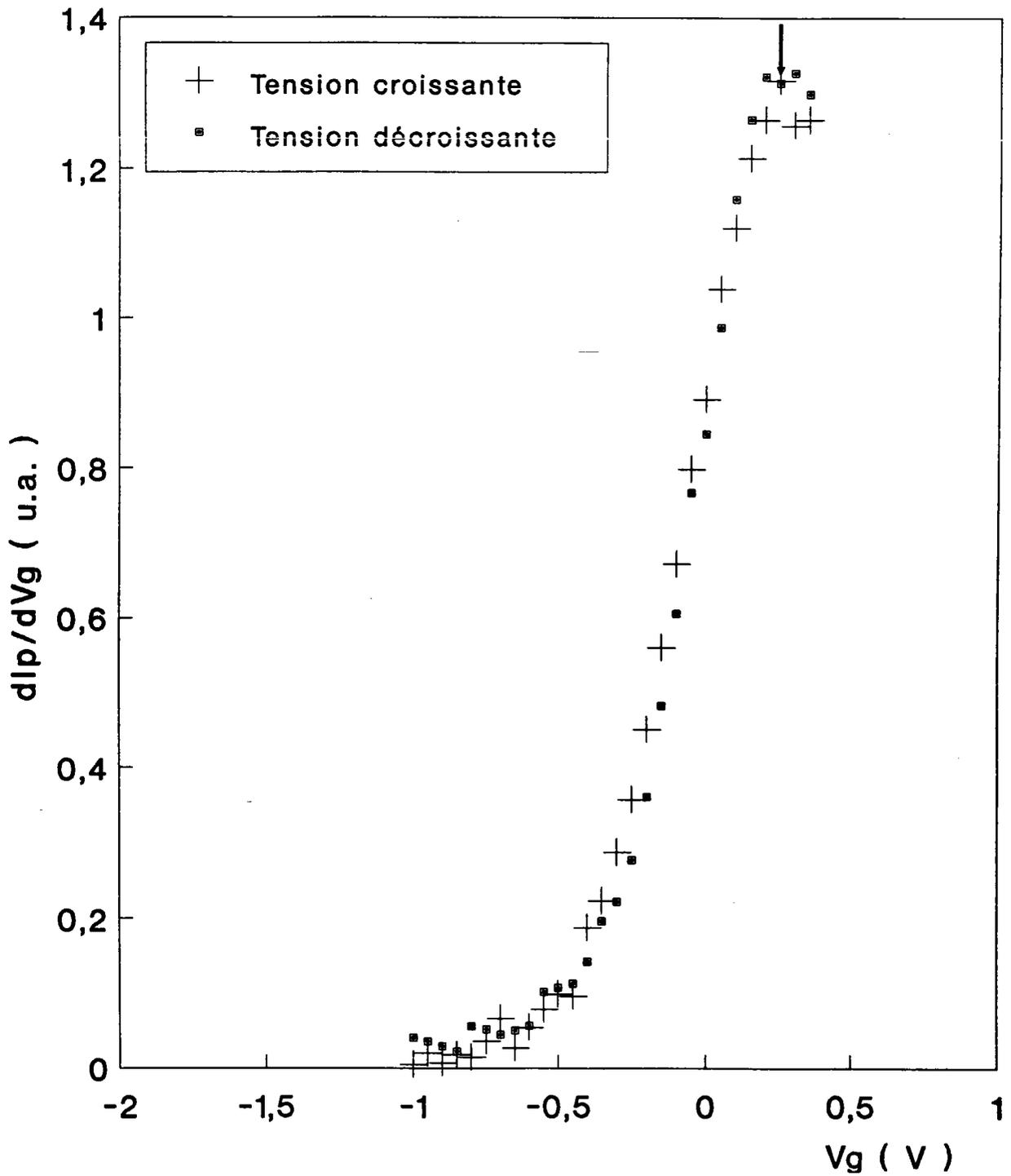


Figure 7: Variations de la dérivée dI_p/dV_g en fonction de la tension V_g pour la structure AC1SD

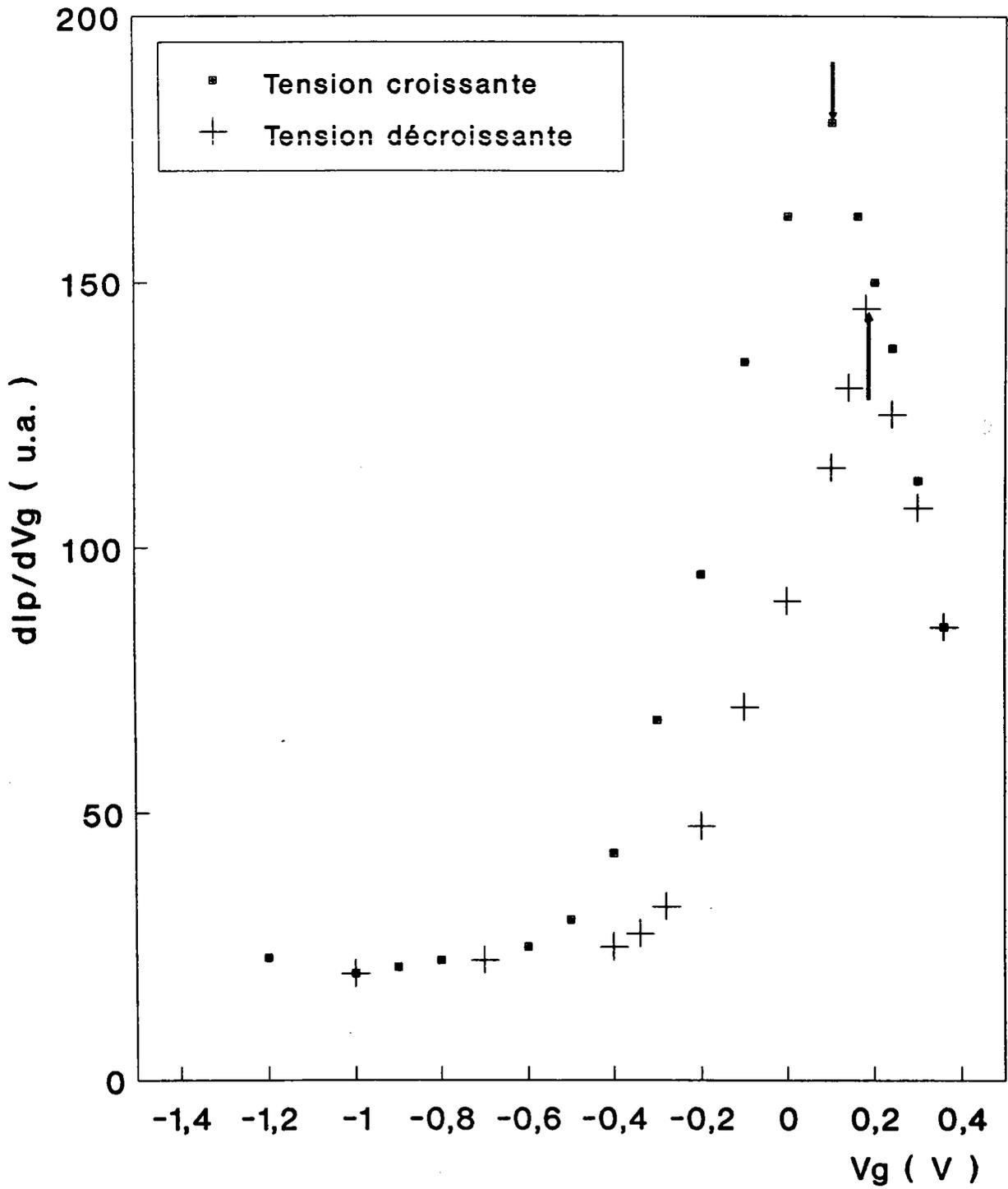


Figure 8: Mesures de la dérivée dI_p/dV_g pour l'échantillon IR2A36

4.4- Discussion

Les variations $I_p(V_g)$ sont décrites dans le modèle de la couche morte par la relation [16-17]:

$$I_p(V_g) = I_{fb} \exp(-(\alpha + \beta)W) \quad (\text{III.10})$$

α et β sont respectivement les coefficients d'absorption et d'auto-absorption (voir Chapitre I), W est la largeur de la zone de charge d'espace dépendant de V_g selon la relation (III.7) et I_{fb} est l'intensité de photoluminescence émise lorsque la structure est en régime de bandes plates.

Lorsque V_g augmente, W diminue et l'intensité de photoluminescence augmente. Si $V_g = V_{fb} = V_d$, l'intensité est maximale et est égale à I_{fb} .

Sur la figure 9 nous reportons une comparaison entre la courbe expérimentale et la courbe théorique, normalisées toutes les deux par rapport au maximum d'intensité. Pour une tension V_g supérieure à V_{fb} , l'intensité de photoluminescence reste constante, ce qui permet de supposer que la structure reste en régime de bandes plates. Pour ce calcul nous n'avons tenu compte que des variations de W en fonction de V_g et nous avons admis que la vitesse de recombinaison en surface est constante et que ses variations en fonction de la tension ont un effet négligeable en déplétion [16], [18].

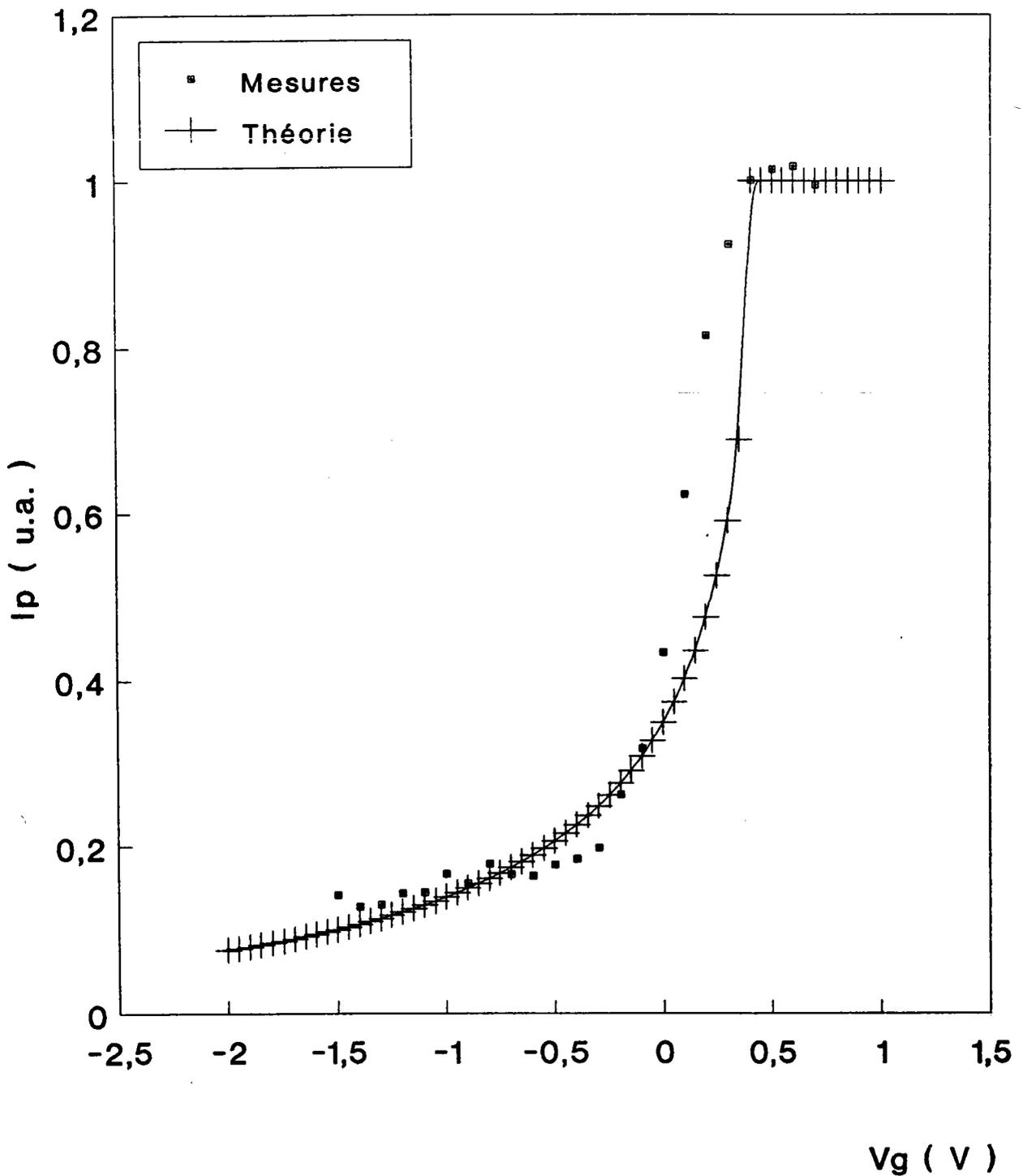


Figure 9: Courbes théorique et expérimentale de $I_p(V_g)$ pour une diode Schottky normalisées par rapport au maximum d'intensité

A partir des mesures $I_p(V_g)$ sur les diodes Schottky, nous déduisons la tension de bandes plates et finalement la hauteur de barrière de potentiel. Une autre façon de déterminer V_{fb} est la mesure de l'intensité différentielle dI_p/dV_g qui atteint son maximum à la tension de bande plate [25]. Le tableau n°6 résume les valeurs de V_{fb} , obtenues par les deux mesures et les valeurs de ϕ_b correspondantes.

		$V_{fb}(V)$		$\phi_b(eV)$	
		Montée	Descente	Montée	Descente
AC1SD	$I_p(V_g)$	0,31		0,42	
	dI_p/dV_g	0,25		0,36	
IR2A36	$I_p(V_g)$	0,35	0,52	0,48	0,56
	dI_p/dV_g	0,12	0,18	0,25	0,30

Tableau n°6: V_{fb} et ϕ_b obtenues à partir des mesures de l'intensité I_p et de sa dérivée dI_p/dV_g

Pour la structure AC1SD les valeurs de ϕ_b obtenues confirment celles mesurées à partir des mesures courant-tension, alors que pour IR2A36, les valeurs de ϕ_b et V_{fb} déterminées optiquement sont plus faibles que celles mesurées électriquement. Cette différence est liée à l'effet de l'illumination et à son intensité. En effet, l'excitation permet la création de paires électron-trou, il s'en suit une redistribution des porteurs en surface qui entraîne un aplatissement des bandes et réduit la largeur de la zone de charges d'espace. Une augmentation de l'intensité excitatrice rapproche la structure du régime de bandes plates [29]. Lorsque l'excitation est très faible, ces effets ne sont pas observables. C'est le cas des résultats de Ando et al [16,24,25] qui ont montré que pour une puissance d'excitation comprise entre 90 et 310 μW , les tensions de bandes plates mesurées électriquement et optiquement sont identiques.

Par les méthodes de caractérisation électriques et optiques utilisées, nous remarquons que malgré les écarts observés entre les différents résultats, la hauteur de barrière d'un contact Schottky est faible. Pour y remédier, les chercheurs ont tenté

d'améliorer la qualité de l'interface par l'introduction volontaire d'une couche interfaciale entre le métal et le semiconducteur, comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 3. Dans le paragraphe suivant, seront caractérisées des diodes Schottky-MIS.

5- DIODES SCHOTTKY OXYDEES

Il s'agit de faire croître une fine couche d'oxyde entre le semiconducteur et le métal afin d'augmenter la hauteur de barrière. Dans ce paragraphe nous étudions deux types de diodes: Les diodes obtenues par la méthode de Wada et al [19] et des diodes obtenues par oxydation dans un plasma multipolaire [20].

5.1- Oxydation par l'acide nitrique en phase liquide (HNO₃)

5.1.1- Substrats et nomenclature des échantillons:

Nous avons utilisé deux substrats différents d'InP de type n non volontairement dopé. Les origines et les noms des échantillons présentés dans ce paragraphe sont résumés dans le tableau n°7.

Origine du substrat	Dopage fournisseur (cm ⁻³)	Nom de la structure
SUMITOMO (100)	1x10 ¹⁶	SNPB6
ICI (100)	5x10 ¹⁵	IR2A30

Tableau n°7

5.1.2- Préparation des structures

Après la réalisation du contact ohmique (voir paragraphe 4.1 du chapitre II), vient la phase d'oxydation durant laquelle l'échantillon est soumis au cycle de traitement suivant:

i-: Décapage à l'acide chlorhydrique (HCl) 3N pendant cinq minutes pour éliminer les traces d'oxyde natif.

ii-: Rinçage à l'eau désionisée

iii-: Trempage dans HNO_3 liquide, 14N, pendant trente secondes et sous illumination par une lampe de tungstène à 200W. Cette phase est celle de la croissance de l'oxyde .

iv-: Rinçage à l'eau désionisée.

L'ensemble du cycle désoxydation-oxydation est refait trois fois dans le but d'avoir une couche homogène d'oxyde [10].

A la fin du troisième cycle, les échantillons sont conservés dans l'alcool pur (éthanol).

Enfin les électrodes opaques et semi-transparentes sont déposées selon la méthode décrite dans le paragraphe 4.2 et 4.3 du chapitre II.

5.1.3- Caractérisation électrique:

Sur les figures 10 et 11 nous avons présenté les caractéristiques courant-tension des deux échantillons SNPB6 et IR2A30. A partir de ces courbes, en nous basant

sur les équations du modèle d'émission thermoélectronique, nous avons déterminé la densité de courant de saturation, la hauteur de barrière apparente et le facteur d'idéalité pour chaque structure. Les résultats sont résumés dans le tableau n°8. Dans ce tableau nous avons ajouté la valeur de ϕ_b obtenue à partir des mesures $C(V_g)$ pour l'échantillon SNPB6.

Structure	J_s (A/cm ²)	ϕ_b [J(V _g)](eV)	n	ϕ_b [C(V _g)](eV)
SNPB6	$1,5 \times 10^{-8}$	0,84	2,1	0,75
IR2A30	$1,5 \times 10^{-8}$	0,83	n>2	---

Tableau n°8 : Résultats des mesures de courant et de capacité en fonction de la tension.

On peut déjà noter que la hauteur de barrière ϕ_b est passée à 0.8eV dépassant largement les valeurs de 0.4 et 0.5eV généralement obtenues pour le contact intime Au-InP. Les valeurs obtenues sont comparables à celles de la littérature [1,9-12] mais elles doivent être considérées avec précaution, en effet, cette amélioration de la valeur de ϕ_b s'accompagne d'une forte augmentation du facteur d'idéalité n.

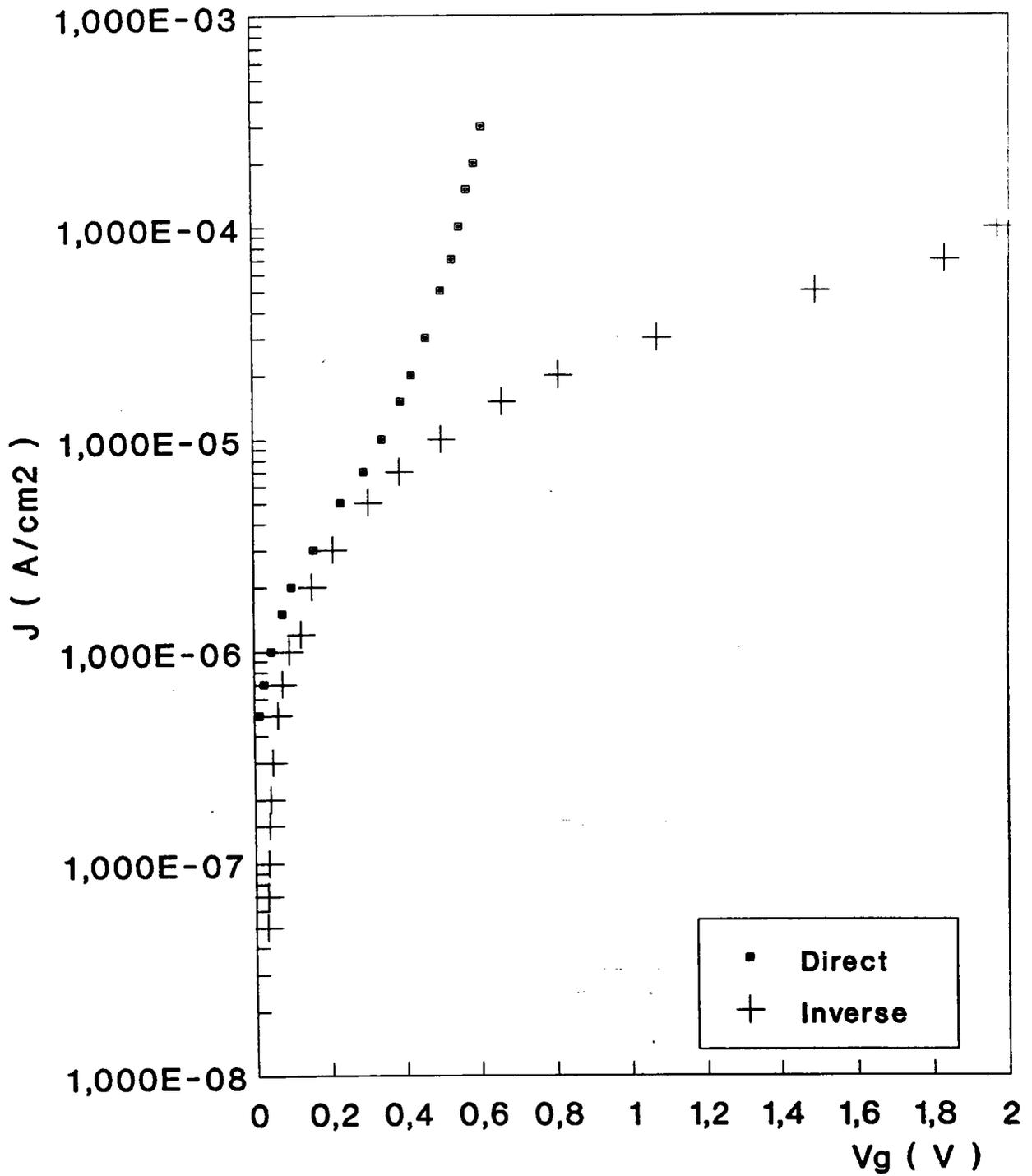


Figure 10: Caractéristique $J(V_g)$ de la structure SNPB6

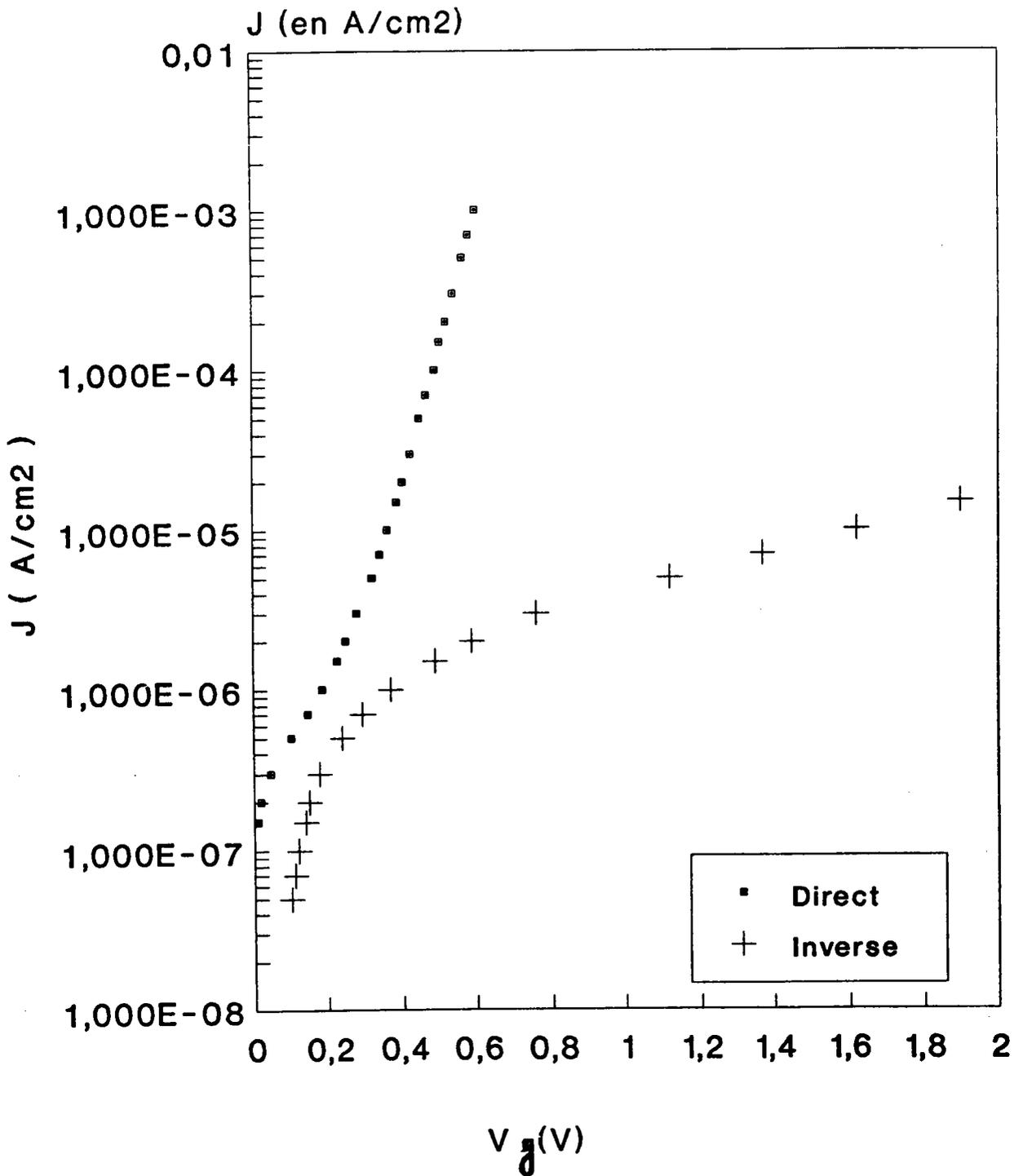


Figure 11: Caractéristique $J(V_g)$ de la structure IR2A30

Ces grandes valeurs de n ($n > 2$) montrent que la théorie de l'émission thermoélectronique n'est plus applicable et qu'il faut tenir compte d'autres phénomènes de transport pour pouvoir remonter à la vraie hauteur de la barrière de potentiel [33]. Ces valeurs de n peuvent être expliquées par l'existence de la couche interfaciale d'oxyde ou par d'autres phénomènes physiques liés aux états d'interface [2,21]. En effet, pour une Schottky-MIS, dont l'épaisseur de l'isolant dépasse 3nm, Rhoderick [2] donne pour n la valeur suivante:

$$n = 1 + \frac{d_i}{\epsilon_0 \epsilon_i} \times \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}{W} + qD_{sb} \right] \quad (III.11)$$

d_i est l'épaisseur de l'isolant, ϵ_i est la constante diélectrique relative de l'isolant et D_{sb} est la densité d'états d'interface en équilibre avec le semiconducteur.

Notons enfin que l'introduction volontaire de cette couche interfaciale permet de réduire le courant inverse de saturation.

5.1.4- Caractérisation par photoluminescence

5.1.4.a- Substrat ICI (échantillon IR2A30)

La figure 12 présente les variations de l'intensité de photoluminescence émise en fonction de la tension de polarisation appliquée; on remarque qu'il y a présence d'un cycle de sens inverse du sens trigonométrique dû probablement à la présence d'états à l'interface semiconducteur-oxyde ou dans l'oxyde. Dans les mêmes conditions expérimentales, ce cycle est reproductible.

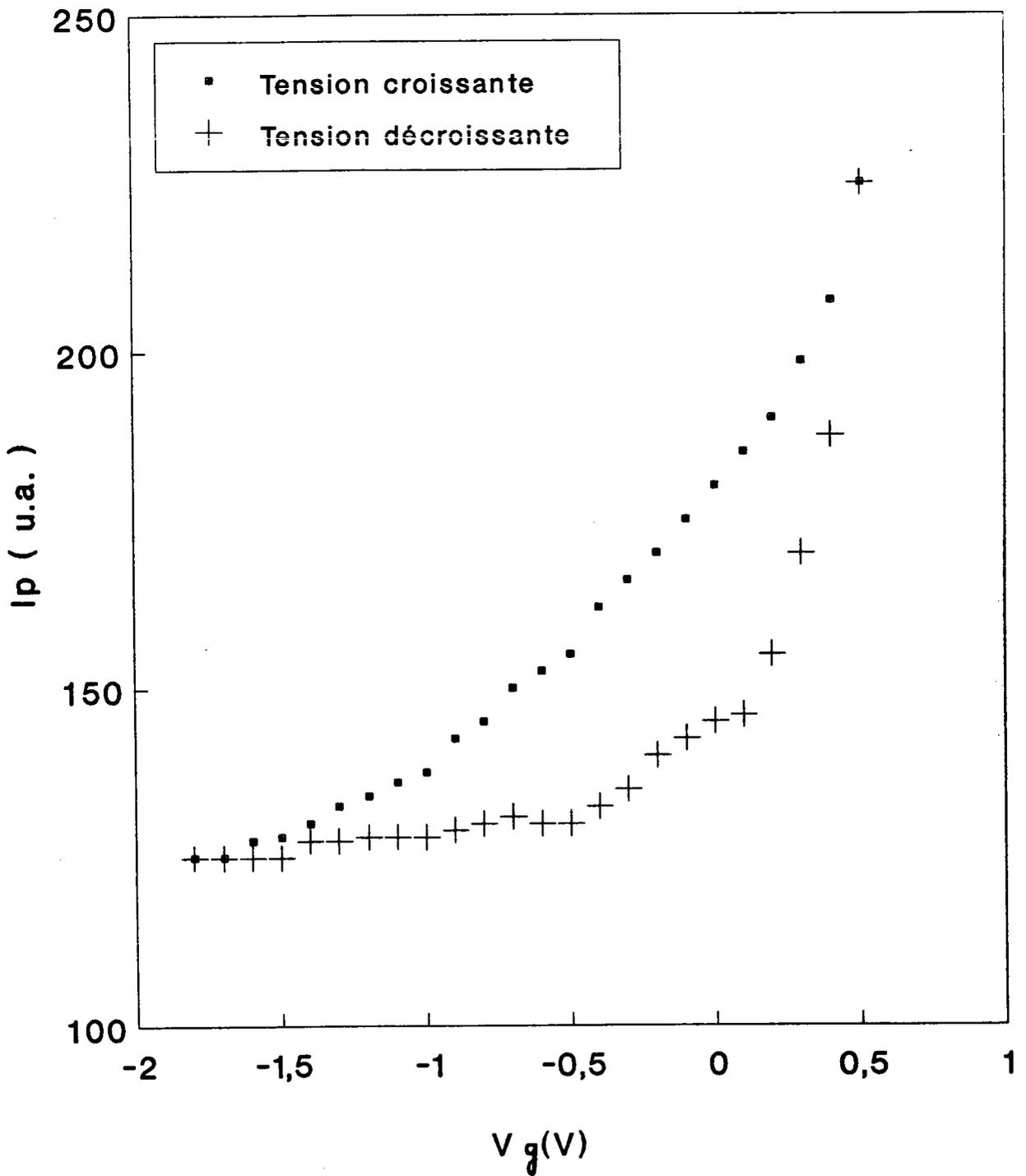


Figure 12: Variation de $I_p(V_g)$ pour la structure IR2A30

On observe que l'intensité de photoluminescence n'atteint pas de saturation et qu'en déplétion, elle semble tendre vers une valeur constante contrairement à une diode Schottky.

Sur la figure 13, nous avons présenté la mesure de la dérivée dI_p/dV_g . Nous pouvons noter la présence de deux maxima situés respectivement à 0.2 et 0.4V selon que l'on considère la partie montante ou descendante du cycle.

5.1.4.b- Substrat SUMITOMO(Echantillon SNPB6)

Sur les figures 14 et 15 nous avons reporté respectivement les courbes montrant les variations de $I_p(V_g)$ et dI_p/dV_g pour cette structure. Dans ce cas aussi on peut noter la présence d'un cycle reproductible. Pour la courbe dérivée, les maxima d'intensité sont atteints à une tension voisine de 1V.

5.1.5- Interprétation:

Sur ces structures schottky oxydées, on remarque que l'intensité de photoluminescence en déplétion semble rester constante. Dans un but de comparaison, nous avons aussi mesuré la capacité en fonction de la tension, de l'échantillon SNPB6, à l'obscurité (figure 16(a)) et sous une illumination de 10^{18} à 10^{19} photons/cm²/s (figure 16(b)) dans les mêmes conditions que les mesures de photoluminescence.

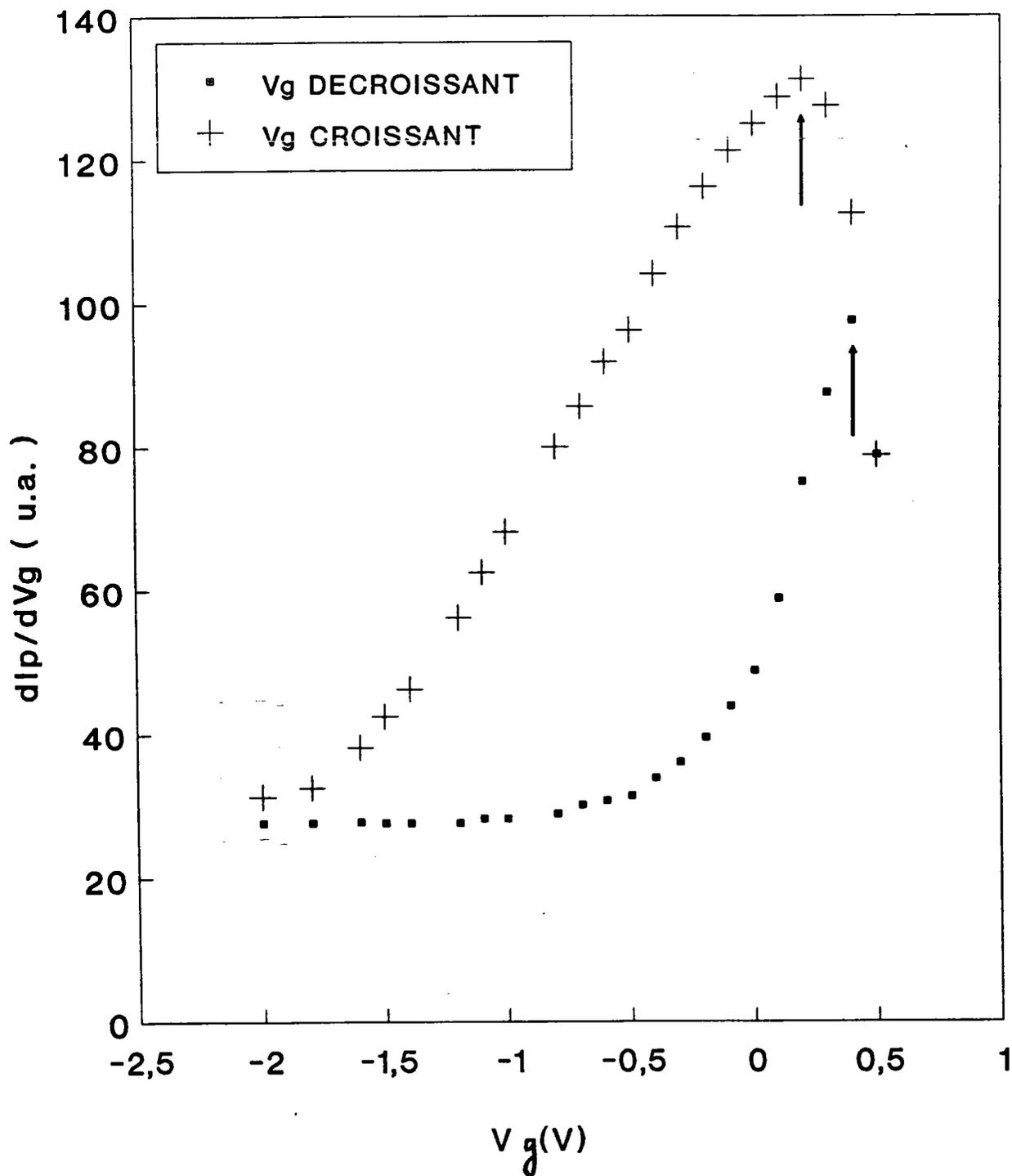


Figure 13: Mesures de dI_p/dV_g pour la structure IR2A30

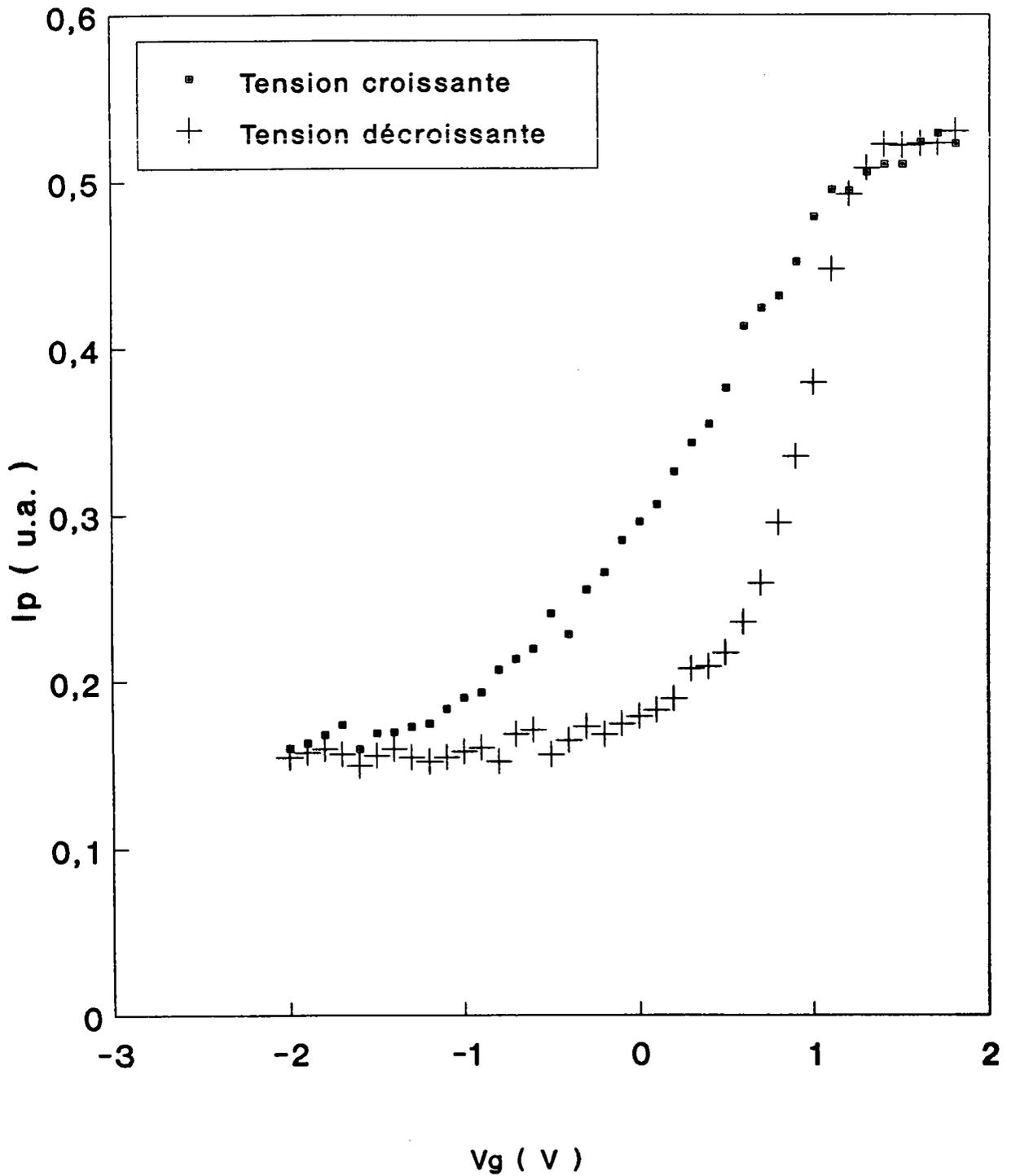


Figure14: Courbe $I_p(V_g)$ pour la structure SNPB6

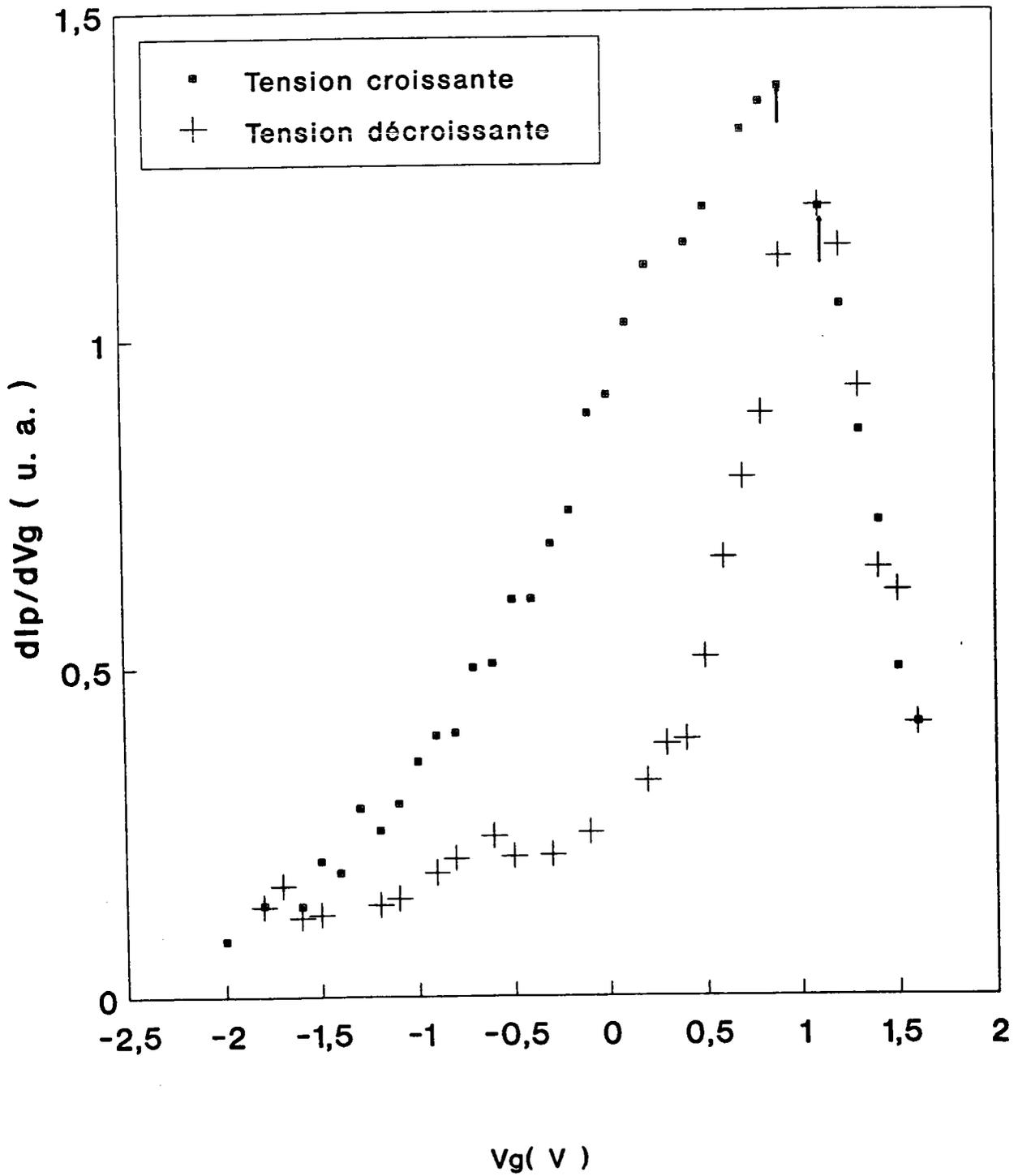


Figure 15: Mesures de la dérivée dI_p/dV_g pour la structure SNPB6

Sur la figure 16(a), correspondant aux mesures de capacité à l'obscurité, on peut noter l'absence d'hystérésis. Par contre sous l'effet de l'excitation optique, on remarque (figure 16(b)) que la capacité de la structure augmente et qu'il y a apparition d'une hystérésis de même sens que celle observée lors des mesures de l'intensité de photoluminescence (figure 14).

Nous avons calculé la capacité théorique $C(V_g)$ à l'obscurité pour cette structure en supposant que l'épaisseur de l'oxyde est 5 nm. A partir de ces résultats et des courbes $C(V_g)$ (figures 16(a) et (b)) à l'aide de la méthode de Terman [22], nous avons déterminé les caractéristiques $V_s(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination. Ces deux courbes sont représentées sur la figure 17.

Pour toutes les tensions V_g inférieures ou égales à 0,5V, nous remarquons que pour V_g fixé, le potentiel de surface V_s^* sous illumination est inférieur en valeur absolue au potentiel de surface V_s à l'obscurité. En particulier, la tension de bandes plates à l'obscurité est supérieure à celle obtenue sous illumination. Nous pouvons donc dire que l'illumination [29,30]:

a-: Entraîne un accroissement des porteurs en particulier des minoritaires.

b-: Réduit la courbure de bande, donc le potentiel de surface d'où création d'une phototension définie par $V_s - V_s^*$ [29].

c-: Réduit la largeur de la zone de charge d'espace.

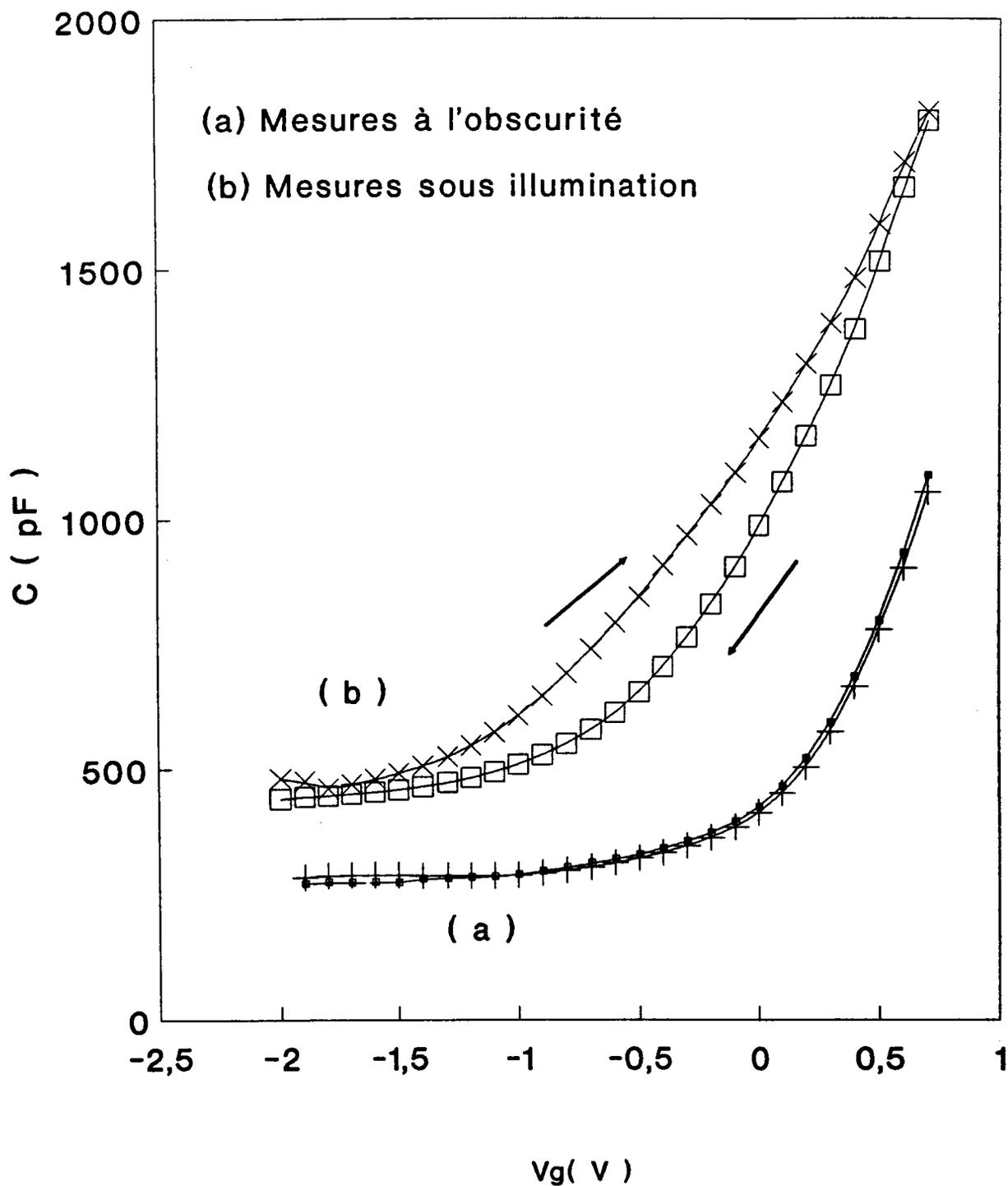


Figure 16: Caractéristiques $C(V_g)$ à 1MHz, sous illumination et à l'obscurité pour la structure SNPB6

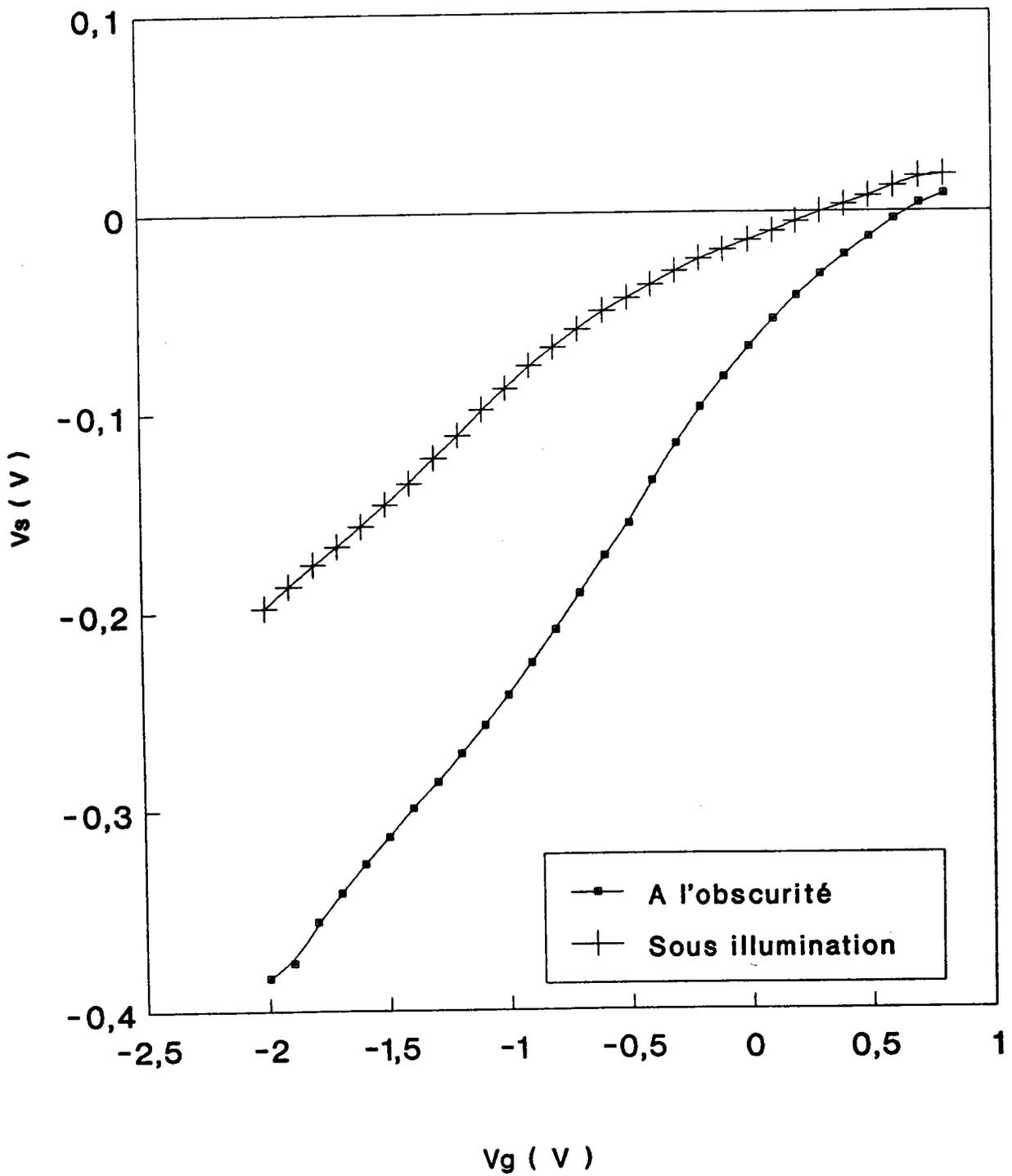


Figure 17: Caractéristiques $V_s(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination pour la structure SNPB6

Contrairement aux diodes Schottky où, en principe, toute la variation du potentiel de grille est transmise au semiconducteur, on remarque que dans le cas de ces structures traitées HNO_3 liquide, le potentiel de surface varie peu avec V_g . Ceci est lié à l'existence de la couche d'oxyde dans laquelle il y a une chute de tension et aux états de surface ou d'interface.

Pour calculer l'intensité de photoluminescence, en polarisation inverse, on considère le cas d'une structure MIS et nous appliquons la méthode qui sera développée dans le chapitre suivant et qui a été décrite par ailleurs [18]. Dans ce cas l'intensité de photoluminescence I_p est donnée par le produit de deux fonctions F et G dépendantes respectivement de la vitesse de recombinaison de surface S et de la largeur de la zone de charge d'espace W . Ces deux fonctions sont données par les formules (I.16) et (I.17) du chapitre I. Dans ce calcul, on tiendra compte aussi des variations de S en fonction du potentiel de surface V_s .

Des mesures de transitoires de capacité effectuées sur les mêmes structures [21] ont montré qu'après oxydation par HNO_3 liquide, il y a apparition d'un état d'interface de densité $N_s = 4.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, de section de capture $4.5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ et situé à 0.23eV de la bande de conduction. Ces valeurs seront prises en compte dans nos calculs.

A l'aide de la caractéristique $V_s(V_g)$ sous illumination, nous avons calculé l'intensité de photoluminescence en déplétion. L'écart entre les quasi-niveaux de Fermi est de 1eV compte tenu de notre niveau d'excitation comme nous allons le montrer dans le chapitre suivant. Dans un but de comparaison, nous avons aussi calculé la même intensité à partir de la caractéristique $V_s(V_g)$ à l'obscurité.

Sur la figure 18 nous avons présenté les courbes $I_p(V_g)$ calculées et mesurées, normalisées toutes deux par rapport à l'intensité de bandes plates.

On observe un meilleur accord pour les variations de $I_p(V_g)$ lorsqu'on utilise la relation $V_s(V_g)$ sous illumination. Ceci montre la nécessité de prendre en compte les effets de l'illumination. On peut aussi constater que l'intensité de photoluminescence décroît très lentement et semble rester constante en déplétion ce qui est lié à une faible variation du potentiel de surface. En effet, une faible variation de V_s entraîne une faible variation de W d'où une faible variation de I_p .

Pour résumer, sur la figure 19 nous avons représenté les mêmes courbes que celles de la figure 18 en fonction de V_s auxquelles on a ajouté la courbe $I_p(V_g)$ pour une diode Schottky (voir figure 9). Toutes ces courbes sont normalisées par rapport à l'intensité de bandes plates. On peut remarquer, pour la structure oxydée (courbes (2) et (3)), que les variations de I_p en fonction de V_s sont moins importantes que celles de la structure Schottky (courbe(1)). Ceci est lié à une faible modulation du potentiel de surface V_s . Cette faible variation de V_s est liée à un blocage au moins partiel du niveau de Fermi par les états d'interface introduits par l'oxyde.

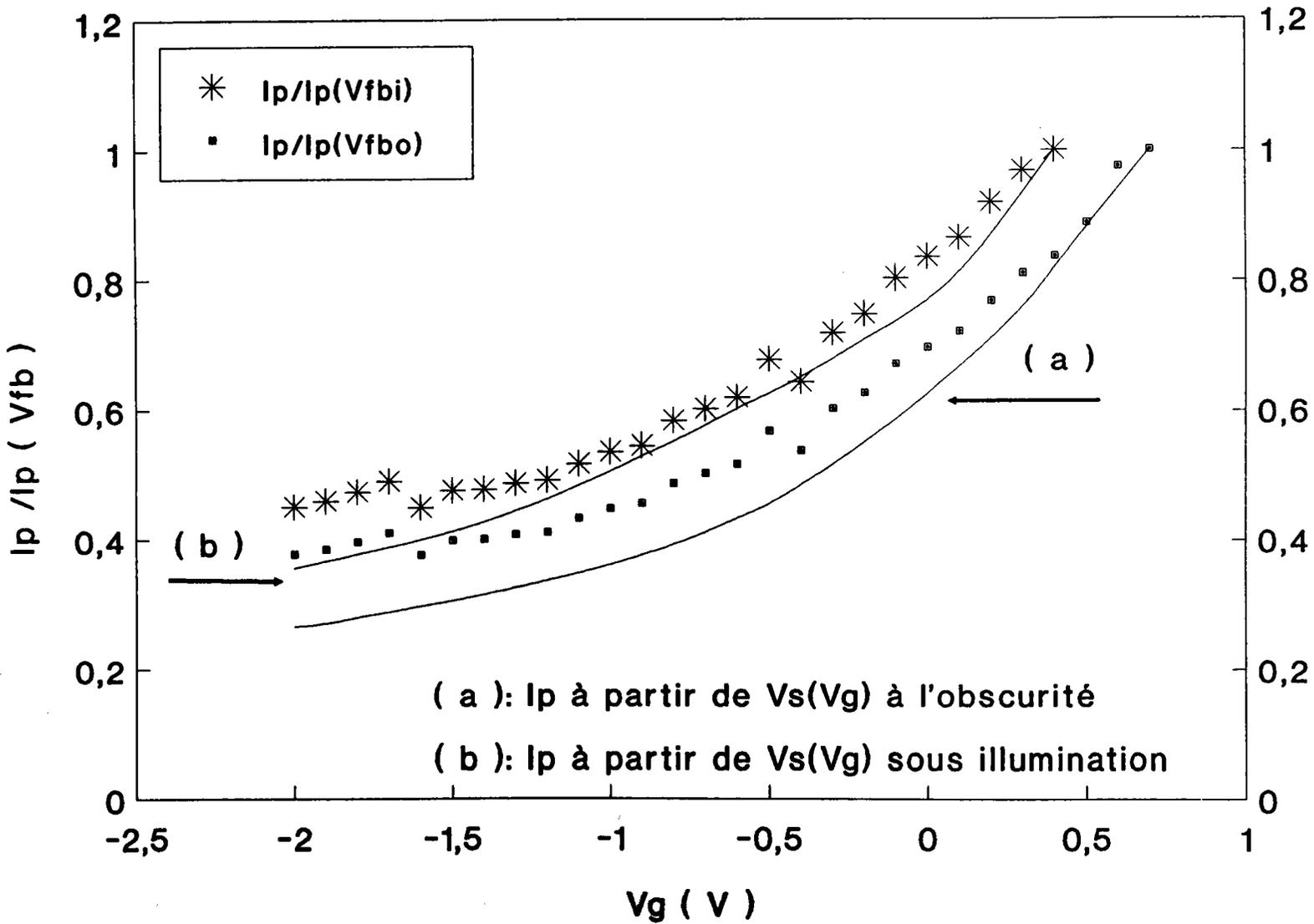


Figure 18: Comparaison de l'intensité de photoluminescence, I_p mesurée et l'intensité I_p calculée à partir de

(a): La caractéristique $V_s(V_g)$ à l'obscurité

(b): La caractéristique $V_s(V_g)$ sous illumination

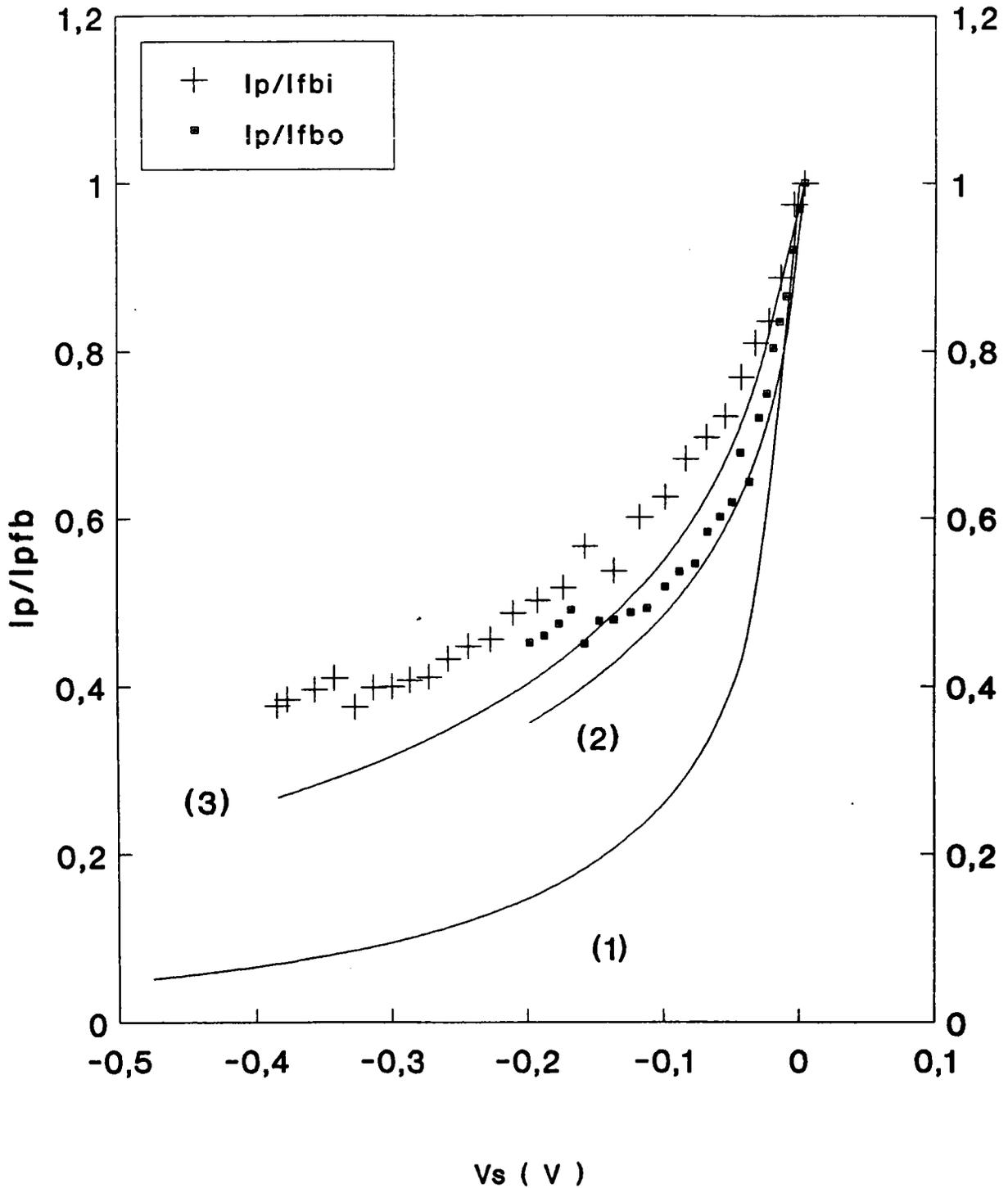


Figure 19: Comparaison entre la courbe, (1), $I_p(V_s)$ d'une diode Schottky et les courbes (2) et (3) qui représentent respectivement les intensités $I_p(V_s)$ d'une diode Schottky oxydée à partir de la relation $V_s(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination

5.2- OXYDATION PAR PLASMA MULTIPOLAIRE

5.2.1- Préparation des structures

La structure (SNPO BIS) que nous allons présenter a été fabriquée au LPMI^(*) par Belmahi [20]. Comme décrit précédemment, après l'évaporation du contact ohmique, l'échantillon subit un décapage dans HCl 3N pendant 2mn suivi d'un rinçage à l'eau désionisée et ensuite, il est conservé dans l'alcool absolu (Ethanol).

Avant l'oxydation plasma, la structure subit d'abord une désoxydation in situ, sous un vide de $4 \cdot 10^{-7}$ mbar, par un flux d'hydrogène atomique à une pression de 10^{-3} mbar pendant 10s. Cette phase de traitement permet d'éliminer l'oxyde natif résiduel [20]. La structure est ensuite oxydée dans un plasma d'oxygène ($P = 4 \cdot 10^{-4}$ mbar). La puissance du plasma est de 100W et la durée d'oxydation est de 15mn; cette durée d'oxydation correspond à une épaisseur d'oxyde de 127 \AA [20].

5.2.2- Mesures électriques

Le tableau n°9 regroupe les valeurs de ϕ_b et n déterminées à partir des mesures $J(V_g)$ et les valeurs de N_{ss} déduites respectivement des mesures $C(V_g)$ et D.L.T.S.. Précisons que les mesures de $C(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination sur cette structure sont identiques. Ceci nous permet de négliger l'effet de l'illumination par la suite.

(*): Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés
Université de NANCY I

ϕ_b (eV)	0,71
n	1,7
Nss(cm ⁻² eV ⁻¹) Terman	4,5x10 ¹²
Nss(cm ⁻² eV ⁻¹) D.L.T.S	9,0x10 ¹²

Tableau n°9 : Résultats des caractérisations $J(V_g)$, $C(V_g)$ et D.L.T.S sur la structure SNPO

Les mesures D.L.T.S ont montré l'existence sur cette structure d'un pic large situé entre 200 et 300K (voir figure 20) et de densité maximale égale à 10^{13} cm⁻²eV⁻¹. L'analyse de la position de ce pic en fonction de la hauteur de l'impulsion de remplissage a été faite dans notre laboratoire selon la méthode de YAMASAKI et al [31], ce qui a permis de l'interpréter comme étant un pic lié aux états d'interface [32].

5.2.2- Mesures optiques

Les variations de l'intensité I_p en fonction de la tension de polarisation V_g sont représentées sur la figure 21. On remarque la présence d'une hystérésis assez large. Son sens identique à celui des aiguilles d'une montre, est certainement lié au mécanisme d'injection d'électrons dans les pièges d'oxyde ou à l'interface produisant une modification de la charge d'espace, donc également de l'intensité de photoluminescence. Dans ce cas aussi l'intensité de photoluminescence tend à devenir constante en déplétion, contrairement au comportement de la diode Schottky.

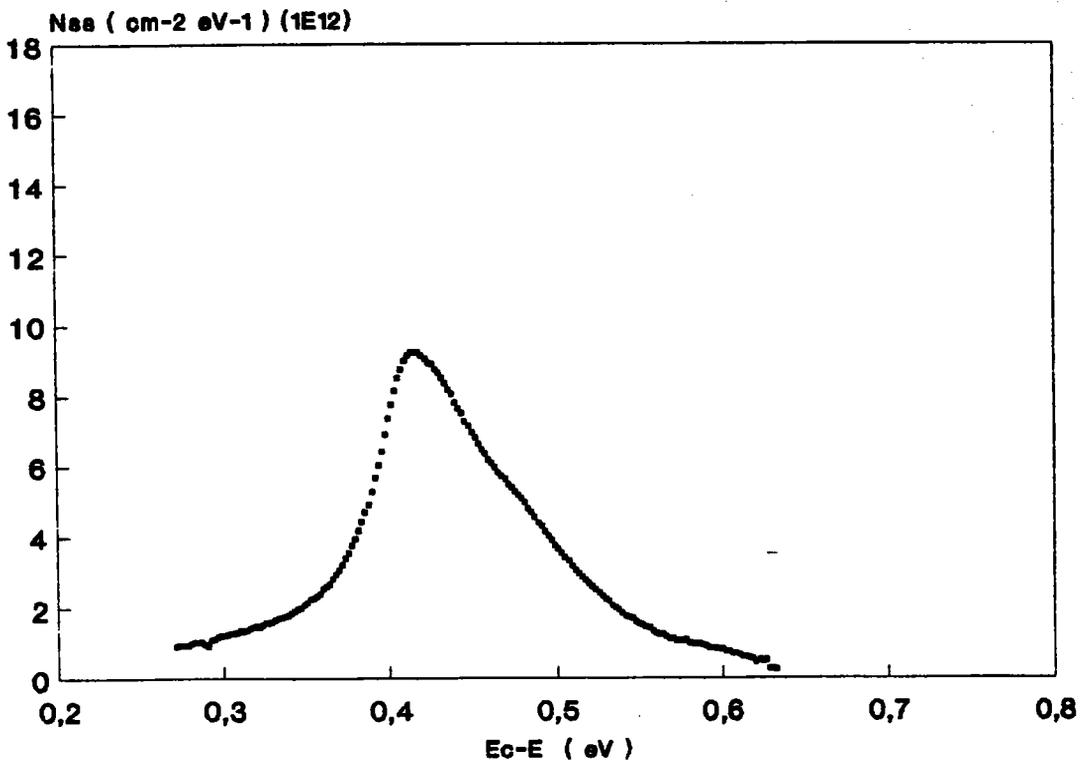
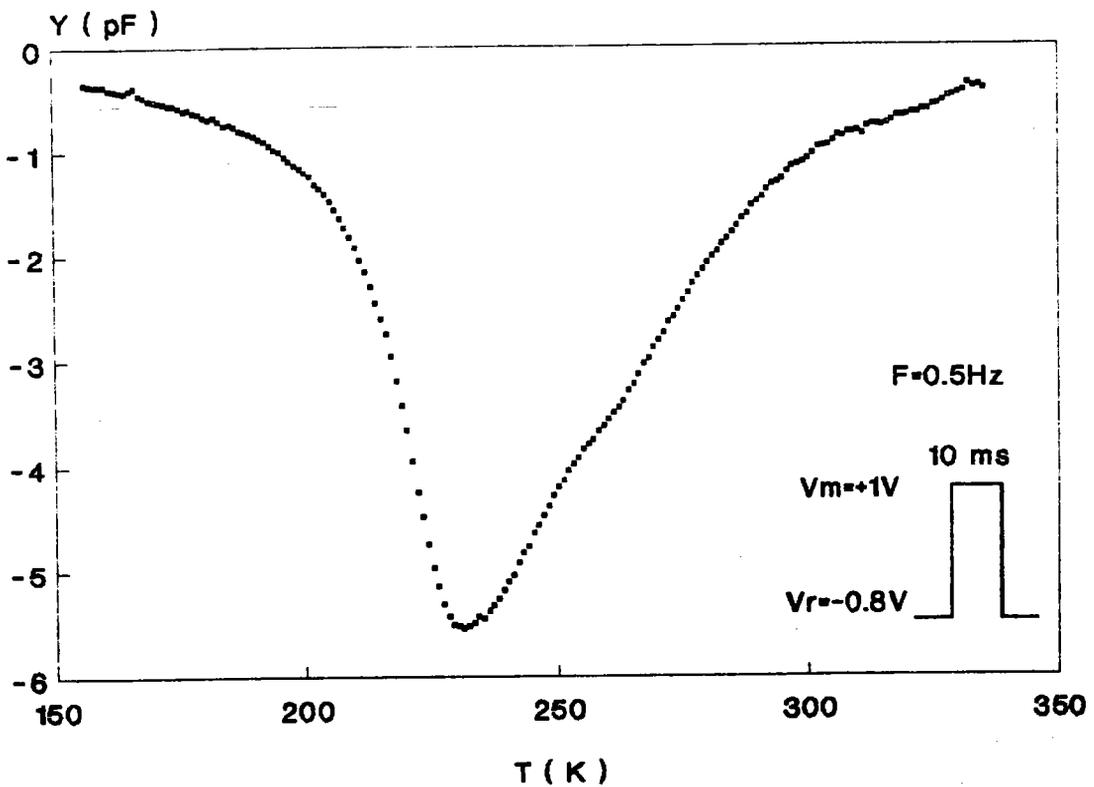


Figure 20: (a): Signal DLTS observé sur la structure SNPO

(b): Spectre d'états d'interface déterminé par DLTS pour cette même structure.

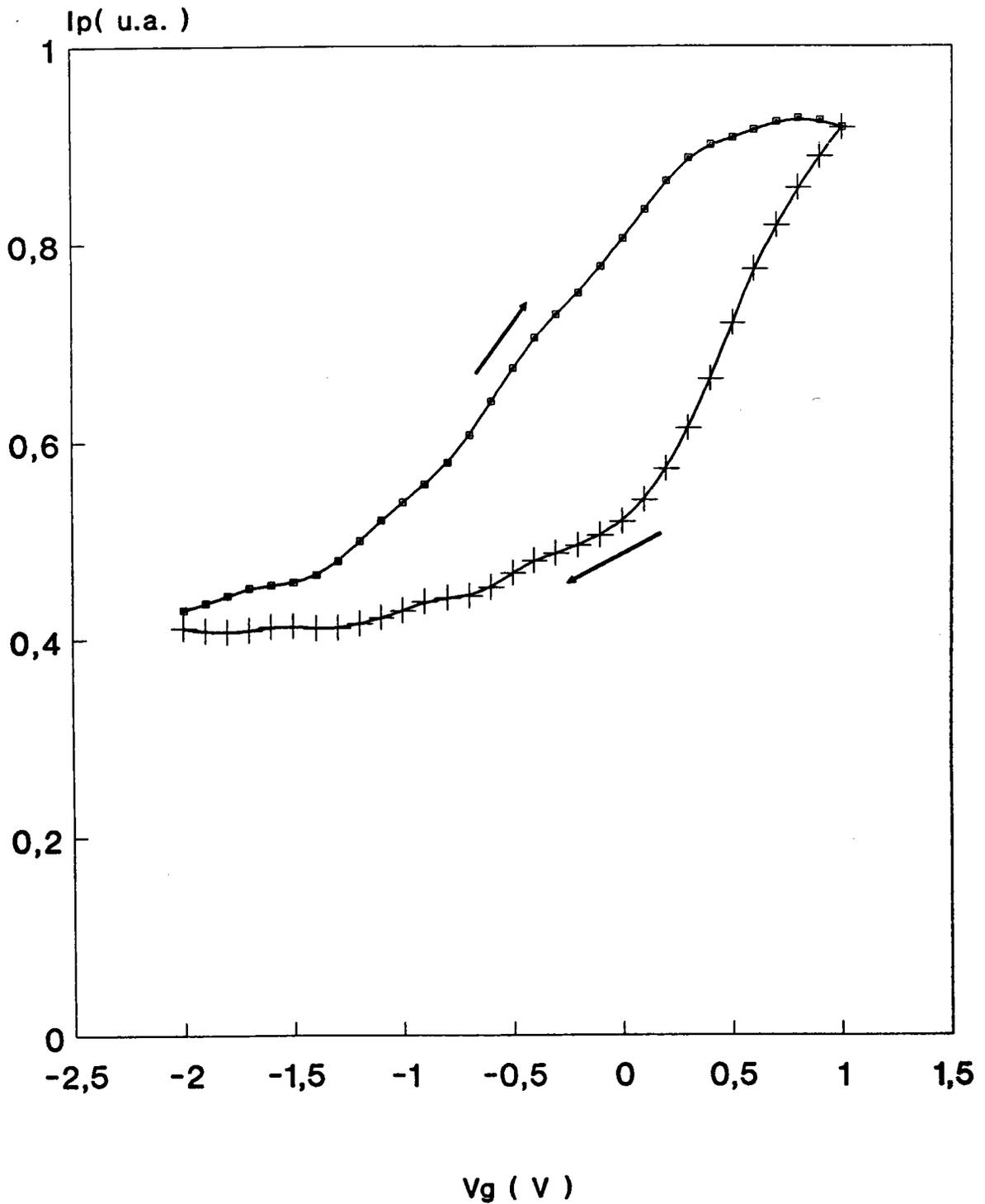


Figure21: Variations de l'intensité de photoluminescence I_p en fonction de la tension de polarisation V_g pour la structure SNPO

Les mesures de dI_p/dV_g en fonction de V_g sont représentées sur la figure 22. La caractéristique obtenue permet de déterminer la tension de bande plate au maximum de la courbe soit 0,4 à 0,5 suivant le choix de la partie montante ou descendante de la courbe.

L'intensité de photoluminescence $I_p(V_g)$, en ne considérant que la partie montante de la courbe, a été comparée aux valeurs théoriques obtenues par la même méthode que dans le paragraphe précédent. La caractéristique $V_s(V_g)$ a été déterminée par la méthode de Terman. Pour les calculs nous avons utilisé une densité d'états de $9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ localisés à 0.4eV en-dessous de la bande de conduction et ayant une section de capture moyenne de 10^{-16} cm^{-2} [32]. L'écart entre les quasi-niveaux de Fermi, de l'ordre de 1eV est inchangé puisque le niveau d'excitation est le même.

Les résultats sont donnés sur la figure 23. On remarque qu'en déplétion, l'intensité mesurée est plus importante que celle prédite par le modèle. On peut supposer un blocage du niveau de Fermi dû à la présence d'états d'interfaces.

Au voisinage de la tension de bandes plates et vers l'accumulation, nous remarquons que le comportement est de type diode Schottky, l'intensité restant pratiquement constante.

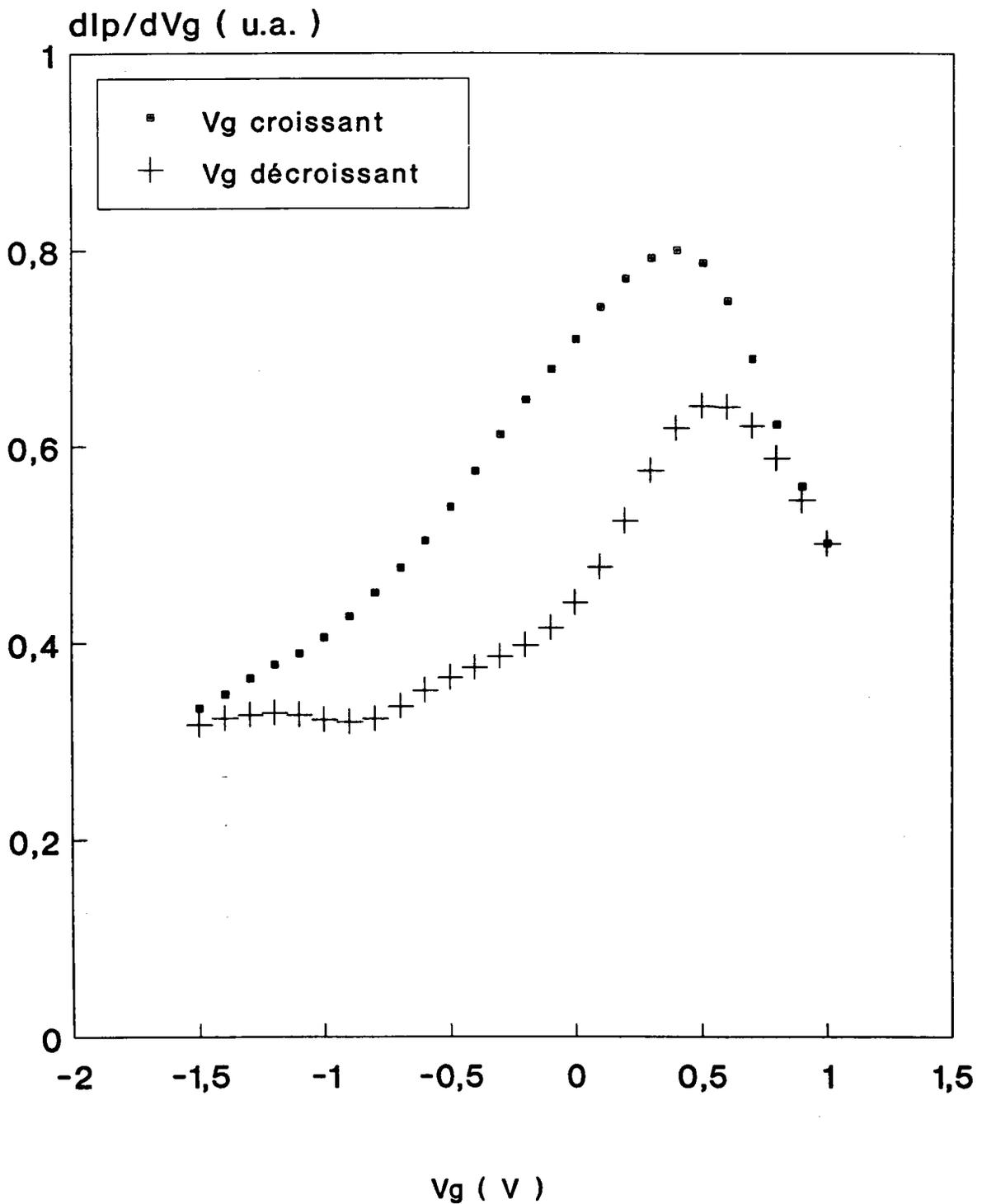


Figure 22: Mesures de la dérivée dI_p/dV_g sur la structure SNPO

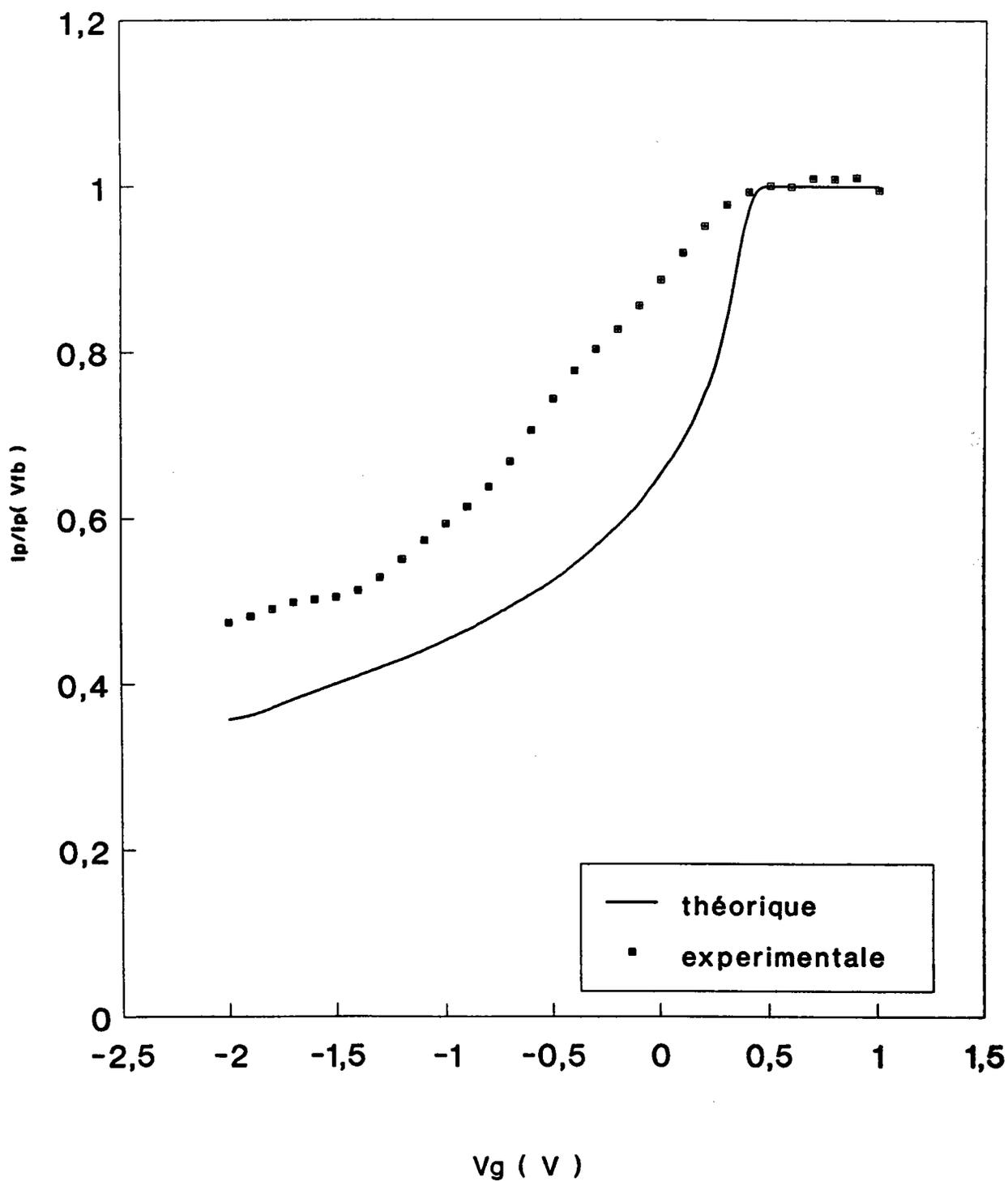


Figure 23: Comparaison des intensités théorique et expérimentale pour l'échantillon SNPO.

6- CONCLUSION

Les mesures des variations de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension de polarisation nous ont permis de mettre en évidence la modulation du potentiel de surface indépendamment des mesures électriques telles que la caractéristique $C(V_g)$.

Pour une structure Schottky, les mesures électriques et optiques que nous avons effectuées, donnent des hauteurs de barrière comparables à celles généralement rapportées dans la littérature pour un contact de ce type.

Ando et al [16,24,25] ont utilisé des faibles excitations (200 à 300 μ W) et ont montré que les tensions de bandes plates déterminées électriquement sont identiques à celles mesurées optiquement. Cependant, nos mesures optiques donnent des tensions de bandes plates légèrement inférieures à celles déterminées électriquement. Ceci est certainement dû aux conditions expérimentales et surtout à l'intensité du faisceau incident (10^{18} à 10^{19} photons/cm²/s). Une comparaison judicieuse des résultats optiques et électriques doit donc tenir compte de l'effet de l'illumination, en particulier la phototension, liée directement à l'intensité de l'excitation optique.

Nous avons aussi montré que l'introduction d'une couche interfaciale entre le semiconducteur et le métal permet d'augmenter la hauteur de barrière Schottky, mesurée électriquement, conformément aux résultats de la littérature [1,9-11,27]. Mais cette couche interfaciale s'accompagne de l'introduction d'états d'interface généralement responsables d'un blocage au moins partiel du niveau de Fermi à la surface, et qui peuvent donc avoir un effet néfaste sur les performances du dispositif.

Pour ces structures Schottky-MIS, en particulier les échantillons SNPB6 et SNPO BIS oxydés respectivement dans HNO_3 liquide et en plasma multipolaire d'oxygène, nous pouvons faire deux observations:

i-: En polarisation inverse, l'intensité de photoluminescence reste élevée et pratiquement constante contrairement au comportement des diodes schottky.

ii-: au voisinage de la tension de bandes plates et vers l'accumulation, le comportement est semblable à celui des diodes Schottky [16,24,25] pour lesquelles l'intensité reste pratiquement constante. Ce comportement est vraisemblablement dû à un effet tunnel à travers l'oxyde mince.

Enfin notons que l'hystérésis assez large, qui apparaît lors des mesures de $I_p(V_g)$ sur les structures oxydées, peut être comparée à celle habituellement observée lors des mesures des caractéristiques $C(V_g)$. Dans les deux cas, elle peut être reliée à des phénomènes d'injection des électrons dans les pièges d'oxyde et dans les états d'interface.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S.LOUALICHE, H.L'HARIDON, A.LECORRE, D.LECROSNIER, M.SALVI et P.N.FAVENNEC
App. Phys. Lett. 52, 540-542,(1988)
- [2] E.H.RHODERICK, R.H.WILLIAMS
Clarendon Press. OXFORD (1988) ,p 68
- [3] N.NEWMAN, T.KENDELEWICZ, L.BOWMAN, et W.E. SPICER
Appl. Phys. Lett. 46, 1176, (1985a)
- [4] N.NEWMAN, M.VAN SCHILFGAARDE, T.KENDELEWICZ, M.D.WILLIAMS et W.E.SPICER
Phys. Rev. B33, 1146-1158, (1986)
- [5] W.E.SPICER, I.LINDAU, P.R. SKEATH et C.Y. SU
J. Vac. Sci. Technol. 17, 1019, (1980)
- [6] E.ALLEN, O.F.SANKEY et J.D.DOW
Surf. Science. Technol.168, 376-385, (1986)
- [7] J.TERSOFF
Phys. Rev. Lett. 52, 465, (1984)
- [8] J.TERSOFF
Phys. Rev. B30, 4874, (1984)
- [9] O.WADA et A.MAJERFELD
Electronic Letters 14, 125-126, (1978)
- [10] C.MICHEL, PH. NGUYEN, S.RAVELET et N.T.LINH
J.Phys.D: Appl. Phys. 14, 1331-42, (1981)
- [11] K.KAMIMURA
J. Appl. Phys. 51, 4905-4907, (1980)

- [12] Y.S.LEE et W.A.ANDERSON
J. Appl. Phys. 65, 4051-4056, (1989)
- [13] A.VAPAILLE, P.CASTAGNE
Dispositifs et Circuits Intégrés Semiconducteurs. Dunod ,p171
- [14] H.MATHIEU
Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques, MASSON, 1990
- [15] B.BOUCHEKHI
Thèse de docteur ès-science, Nancy, 1988
- [16] K.ANDO, A.YAMAMOTO et M.YAMAGUCHI
Jpn.J.Appl.Phys. 51, 1107-1112, (1980)
- [17] K.METTLER
Appl.Phys 12, 75-82, (1977)
- [18] A.AHAITOUF, A.BATH et B.LEPLEY
Phys. Stat. Sol. (a), 127, 159, (1991)
- [19] O.WADA, A.MAJERFELD et P.N.ROBSON
Solid State Electronics 25, 381-387, (1982)
- [20] M.BELMAHI
Thèse de doctorat de l' Université de Nancy I (1990)
- [21] A.TELIA
Thèse de doctorat de l' Université de Metz (1990)
- [22] E.H.NICOLLIAN et J.R.BREWS
MOS (Metal oxide Semiconductor)
Physics and Technology
Wiley-Interscience Publication (1982)
- [23] R.R.CHANG, R.IYER et D.LILE
J.Appl.Phys. 61,1995-2004, (1987)

- [24] K.ANDO, A.YAMAMOTO et M.YAMAGUCHI
J.Appl.Phys. 51, 6432-34, (1980)
- [25] K.ANDO et M.YAMAGUCHI
Jpn.J.Appl.Phys 20, 1335-36, (1981)
- [26] R.E.HOLLINGSWORTH et J.R.SITES
J.Appl.Phys. 53, 5357, (1982)
- [27] M.YAMADA, A.K.WAHI, T.KENDELEWICZ et W.E.SPICER
Appl. Phys.Lett. 58, 2701-2703, (1991)
- [28] Z.Q.SHI, R.L.WALLACE et A.ANDERSON
Appl. Phys. Lett. 59, 446-448, (1991)
- [29] A.MANY, Y.GOLDSTEIN et N.B.GROVER
Semiconductor surfaces
North Holland Publishing Company-AMSTERDAM, 1965, p157-158
- [30] M.N.ZENCIRCI
Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (1987)
- [31] K.YAMASAKI, M.YOSHIDA et T.SUGANO
Jpn. J. Appl. Phys. 18, 113-122, (1979)
- [32] M.BELMAHI, S.HEURAU, C. SIMON, M.REMY, B.LEPLEY,
M.ELBOUABDELLATI, Z.OUENNOUGHI et P.MAS
Le vide, les Couches Minces, 251, 76-77 (1990)
- [33] Rapport final du contrat CNET N° 90 8B 007 00790 92 45 LAB, Juillet 1991
Oxydes tunnels sur InP par Plasma Multipolaire

CARACTERISATION DES
STRUCTURES MIS-InP

1- INTRODUCTION

2- STRUCTURES METAL-NITRURE DE BORE-InP

2.1- Préparation des structures

2.2- Identification des structures étudiées

2.3- Substrat Sumitomo (structure SNPA19)

2.3.1- Mesures de la capacité en fonction de la tension V_g

2.3.2- Mesures de l'intensité de photoluminescence et de sa dérivée en fonction de V_g

2.4- Substrat Crystacomm (structure C29A24)

2.4.1- Etude de la caractéristique capacité-tension:

2.4.1.1- Mesures de $C(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination

2.4.1.2- Comparaison avec la caractéristique de la MIS idéale

2.4.2- Mesures de $I_p(V_g)$ et $dI_p/dV_g(V_g)$

3- STRUCTURE MIS /OXYDE BICOUCHE-InP (T27)

3.1- Origine et préparation

3.2- Caractérisation électrique

3.3- Caractérisation par photoluminescence

3.4- Interprétation

3.4.1- Cas de la déplétion

3.4.2- Cas de l'accumulation

<p style="text-align: center;">CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS-(n)InP</p>

1- INTRODUCTION

Parallèlement à la filière MESFET-InP, qui reste un axe de recherche actuel, la filière MISFET-InP a connu un large développement ces dernières années. Pour palier la faible valeur de ϕ_b sur le contact Schottky, plusieurs méthodes d'oxydation (voir chapitre précédent) ou de dépôt d'isolants épais ont été utilisées pour obtenir une interface isolant semiconducteur à faible densité d'états près de la bande de conduction. La fragilité de la surface de l'InP, en particulier la volatilité du phosphore à partir de 350°C est un handicap à surmonter pour limiter la dérive des dispositifs MIS. Il semble donc primordial lors d'un dépôt d'éviter d'endommager la surface. Le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) et ses variantes LTCVD (LT: basse température), LPCVD (LP: faible pression), UVCVD (UV: ultra-violet) et PECVD (dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma) sont généralement utilisés pour la croissance d'un diélectrique sur le substrat semiconducteur. Dans le tableau n°1, nous avons regroupé quelques diélectriques et les méthodes de dépôt correspondantes.

Isolant	Méthode de dépôt	Références
SiO ₂	CVD PECVD LPCVD UVCVD	[1] [2] [3] [4]
Al ₂ O ₃	CVD Canon à électron	[5] [6]
BN	LTCVD PECVD	[7] [8],[9],[36]
P ₃ N ₅	CVD	[10]

Tableau n°1 : Quelques diélectriques et leurs méthodes de dépôt.

Le dépôt chimique en phase vapeur est la méthode qui a été suivie par Armand et al [1] pour fabriquer un transistor TEC-MIS avec la silice sur des couches épitaxiées. Ces auteurs concluent que les résultats sont prometteurs malgré les phénomènes de dérive qui subsistent et l'hystérésis assez large observée sur les caractéristiques $C(V_g)$. Ces limites sont dues, selon ces auteurs, au phénomène d'injection des porteurs dans l'oxyde. Néanmoins les dépôts chimiques effectués à des températures excédant 350°C entraînent systématiquement la dégradation de la surface (à cause de la volatilité du phosphore) et de ses propriétés électroniques. Il s'est donc avéré souhaitable de diminuer la température de dépôt pour limiter la contamination de la surface. D'où les méthodes UVCVD et PECVD, dites "douce" puisqu'elles permettent des dépôts à des températures inférieures à 350°C. Ces méthodes sont prometteuses dans ce domaine. Une bibliographie détaillée sur ces différentes méthodes de dépôt est donnée dans la référence [11]

Dans le cas du dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD), la présence des espèces énergétiques dans le plasma (ions positifs, e^- , molécules excitées,...) peut altérer la surface du substrat. Pour minimiser ce risque, on place

l'échantillon en aval de la zone plasma. C'est la technique de dépôt PECVD indirect [40,8,9]. Cette méthode est utilisée par notre laboratoire, pour déposer des films de nitrure de bore sur InP.

Au début de ce chapitre, seront présentées nos premières études par photoluminescence des structures MIS-InP obtenues par PECVD indirect du nitrure de bore fabriquées par A.BATH [8,9] au LCI^(*). Après cette étude, toujours poursuivie dans le laboratoire, sera faite une étude plus complète et plus détaillée des travaux concernant des structures MIS-InP dont l'isolant est un oxyde natif obtenu dans un plasma d'oxygène par la technique de dépôt bicouche en provenance du LEPI^(**). Des calculs de l'intensité de photoluminescence en déplétion et en accumulation sur ces structures métal-plasma d'oxygène-InP seront présentés, et les résultats seront comparés aux mesures.

2- STRUCTURES METAL-NITRURE DE BORE-InP:

C'est dans le but de trouver un isolant compatible avec la sauvegarde des propriétés électroniques de la surface d'InP, que le dépôt de films de nitrure de bore (BN) par PECVD indirect a été développé.

Le nitrure de bore est connu comme étant un bon isolant électrique, chimiquement inerte et thermiquement stable. Il est obtenu à partir de composés contenant du bore tel que le diborane B_2H_6 ou d'autres composés contenant du bore et de l'azote tels que le borane diméthylamine ("BDMA", $BH_3NH(CH_3)_2$) ou le borane triéthylamine ("BTEA", $BH_3N(C_2H_5)_3$) et qui sont d'un emploi plus commode que le diborane, lors des manipulations.

(*) Laboratoire de Chimie Inorganique, Université technologique de DELFT (PAYS-BAS).

(**) Laboratoire d'Electronique et de Physique des Interfaces, ESSTIN- NANCY.

2.1- Préparation des structures:

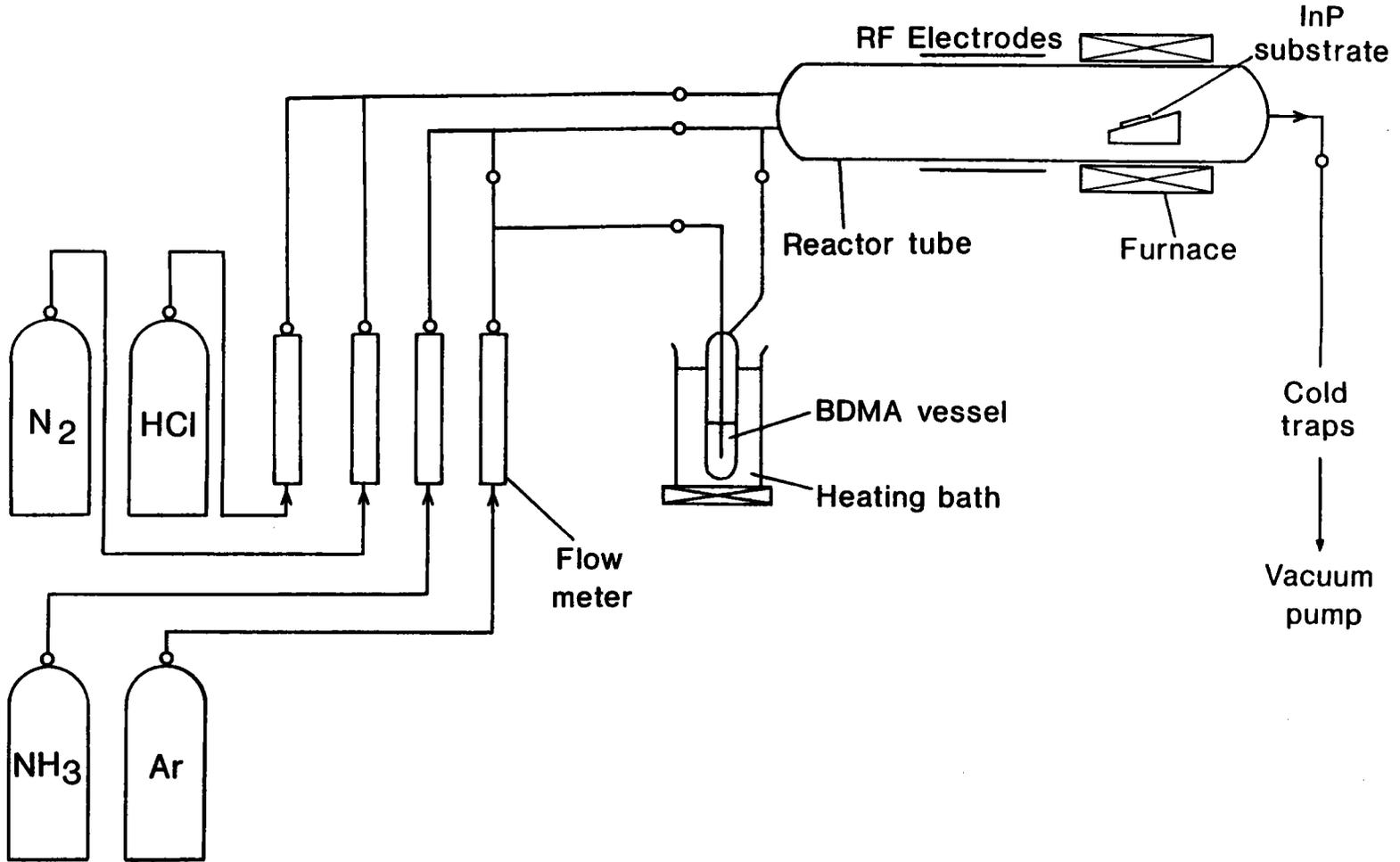
La figure 1 présente le dispositif expérimental utilisé lors du dépôt de l'isolant [9]. On remarque que le porte-échantillon se trouve en aval de la zone plasma pour minimiser l'effet des espèces énergétiques sur la surface de l'échantillon.

Le bore nécessaire provient du BDMA dont la température de fusion est voisine de 36°C. La température du bain-marie est maintenue entre 45 et 55°C lors des expériences.

Le BDMA contient autant de bore que d'azote, mais les couches obtenue en faisant réagir uniquement ce composé présentent un rapport N/B très faible [38]. Pour améliorer ce rapport, donc la stoechiométrie de la couche, on ajoute la source d'ammoniac pour augmenter l'apport d'azote.

Avant l'introduction dans le réacteur, l'échantillon subit un décapage chimique dans HCl (2N) pendant 5min pour enlever l'oxyde natif. Ce traitement est suivi d'un rinçage à l'eau désionisée et d'un séchage à l'azote.

Figure 1: Schéma du dispositif expérimental de dépôt de BN par P.E.C.V.D



Après l'introduction dans le réacteur, l'échantillon est soumis à nouveau à un décapage in-situ par HCl vapeur ($35\text{cm}^3/\text{mn}$) dilué avec l'azote ($350\text{cm}^3/\text{mn}$) et ceci pendant une dizaine de minutes, la température du substrat étant maintenue à 180°C . Ce deuxième traitement sert à éliminer les traces d'oxyde natif capable de croître entre la première phase de traitement et l'introduction dans le tube [39].

2.2- Identification des structures étudiées:

Le tableau n°2 résume les noms et les origines des structures dont nous présentons les résultats.

Origine du substrat	Dopage indiqué (cm^{-3}) (Fournisseur)	Nom de la structure	Température de dépôt
Sumitomo	1×10^{16}	SNPA19	400°C
Crystacomm	1×10^{16}	C29A24	320°C

Tableau n°2: Origine et nomenclature des structures étudiées.

2.3- Substrat Sumitomo: (structure SNPA19):

2.3.1- Mesures de la capacité en fonction de la tension V_g

La figure 2 présente la caractéristique capacité-tension de l'échantillon SNPA19 mesurée à l'obscurité. On note la présence d'un cycle d'hystérésis dans le sens contraire des aiguilles d'une montre qui peut être attribué à l'existence d'espèces ioniques dans l'isolant et un décalage important vers les tensions positives dû à la présence de charges négatives dans le diélectrique.

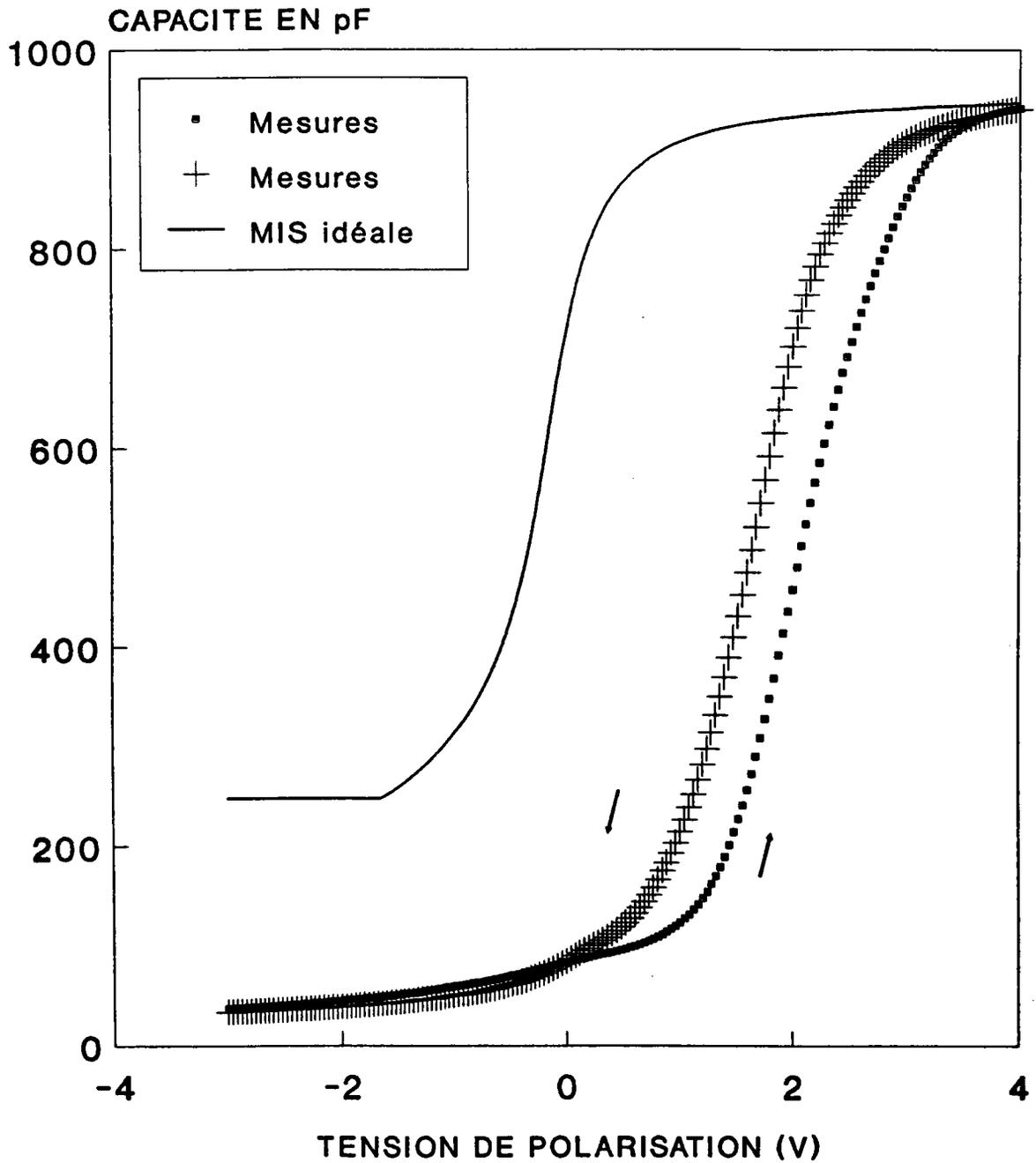


Figure 2: Courbe $C(V_g)$ à 1MHz pour la structure SNPA19 et la courbe théorique d'une MIS idéale.

Néanmoins cette courbe montre une large variation de la capacité correspondant à une modulation importante du potentiel de surface.

2.3.2- Mesures de l'intensité de photoluminescence et de sa dérivée en fonction de V_g

La figure 3 montre les variations de l'intensité de photoluminescence I_p en fonction de la tension de grille V_g . On remarque que le sens du cycle d'hystérésis est le même que celui des mesures de $C(V_g)$. Ces mesures montrent une large variation de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension, et confirment donc la modulation importante du potentiel de surface.

Sur cette figure, on remarque que l'intensité de photoluminescence continue à augmenter même lorsque V_g dépasse la tension de bandes plates V_{fb} contrairement au comportement de la diode Schottky. Cette valeur, estimée à partir de la courbe $C(V_g)$ à l'obscurité, se situe entre 1,8 et 2V selon la montée ou la descente de la courbe.

La figure 4 présente les variations de la dérivée dI_p/dV_g en fonction de V_g . Ces mesures présentent deux maxima situés à 0,8 et 0,9V selon le sens de déplacement sur la courbe. Ces deux tensions correspondent selon Ando et al [16,17] à la tension de bandes plates. Ces valeurs sont inférieures aux valeurs de V_{fb} déterminées à partir de la courbe $C(V_g)$ présentée dans la figure 2. Cette différence peut être attribuée à l'effet de l'illumination et sera discutée à la fin du paragraphe suivant.

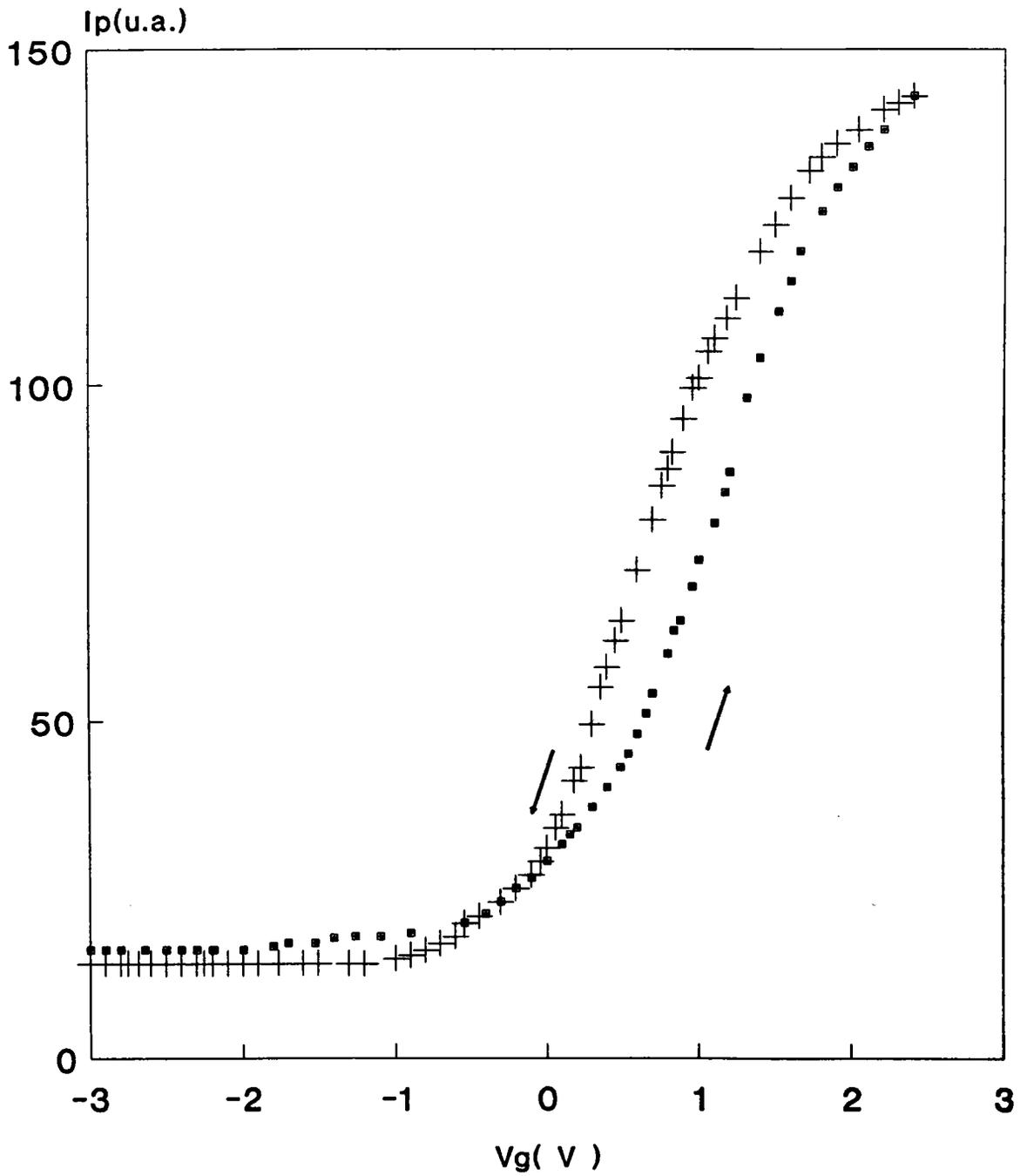


Figure 3: Variations de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension V_g pour l'échantillon SNPA19.

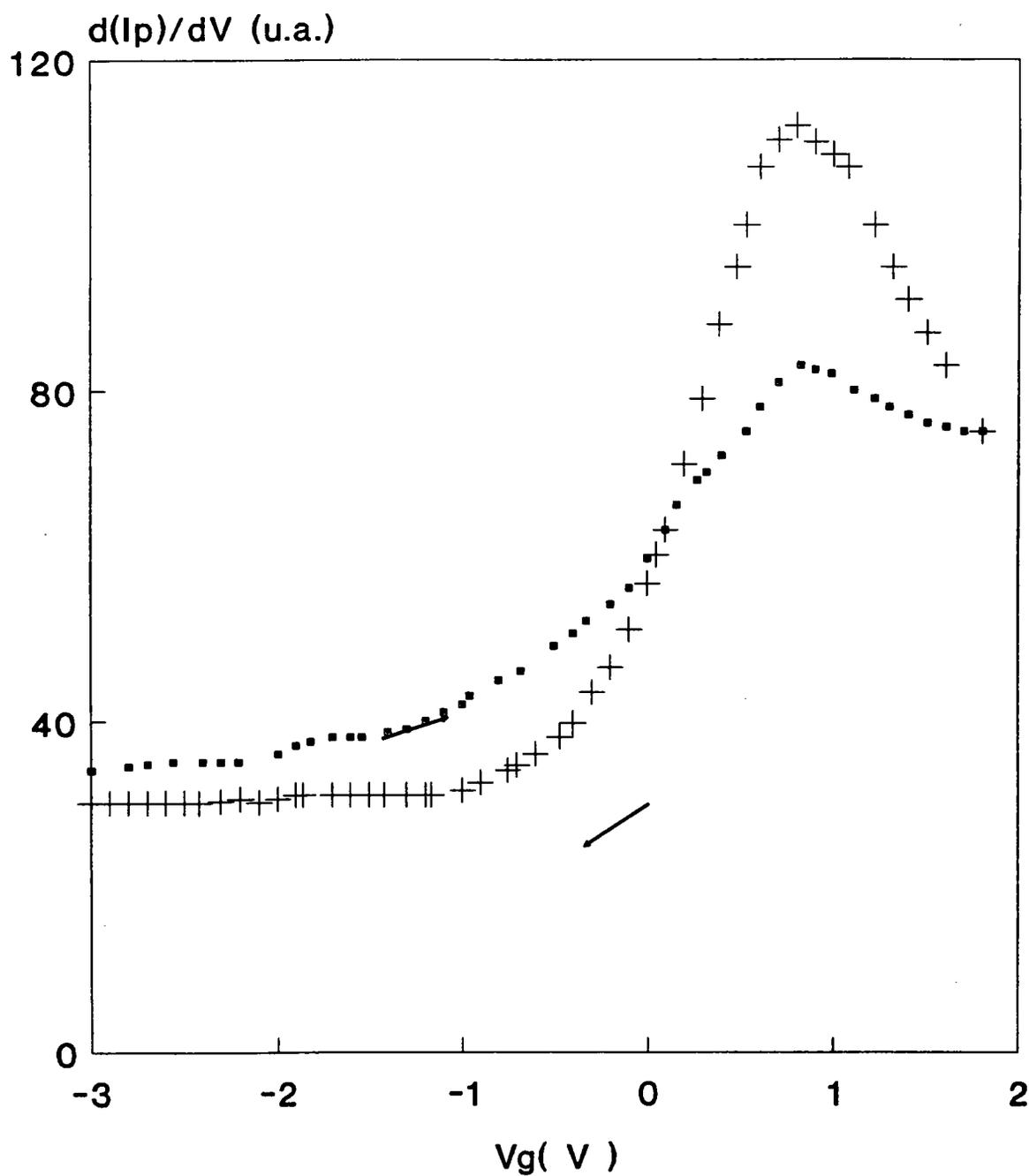


Figure 4: Mesures de la dérivée dI_p/dV_g pour la structure SNPA19.

2.4- Substrat Crystacomm (structure C29A24)

2.4.1- Etude de la caractéristique capacité-tension

2.4.1.1-Mesures de $C(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination:

Sur la figure 5 sont représentées les courbes $C(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination correspondant à cette structure.

Le décalage vers les tensions positives des courbes expérimentales, mieux visible sur les mesures à l'obscurité est lié à l'existence de charges négatives fixes dans l'isolant.

Chang et al [15], ont mesuré la capacité à l'obscurité et sous illumination de structures MIS-InP et ont observé qu'en accumulation, les deux capacités sont identiques. Ceci montre pour la structure étudiée, en tous cas à l'obscurité, que le régime d'accumulation n'est pas atteint pour $V_g=2V$.

2.4.1.2- Comparaison avec la caractéristique de la MIS idéale:

Pour le calcul théorique de la capacité d'une structure MIS idéale sous illumination, on utilise la théorie de Poon et Card[37] valable dans le cas d'une excitation optique permanente. La capacité d'accumulation est prise d'après les valeurs mesurées sous illumination.

Lorsque le semiconducteur est soumis à une illumination permanente, avec l'hypothèse que les quasi-niveaux de Fermi sont plats dans la zone de charges d'espace, les concentrations des électrons et des trous dans la région neutre sont données par:

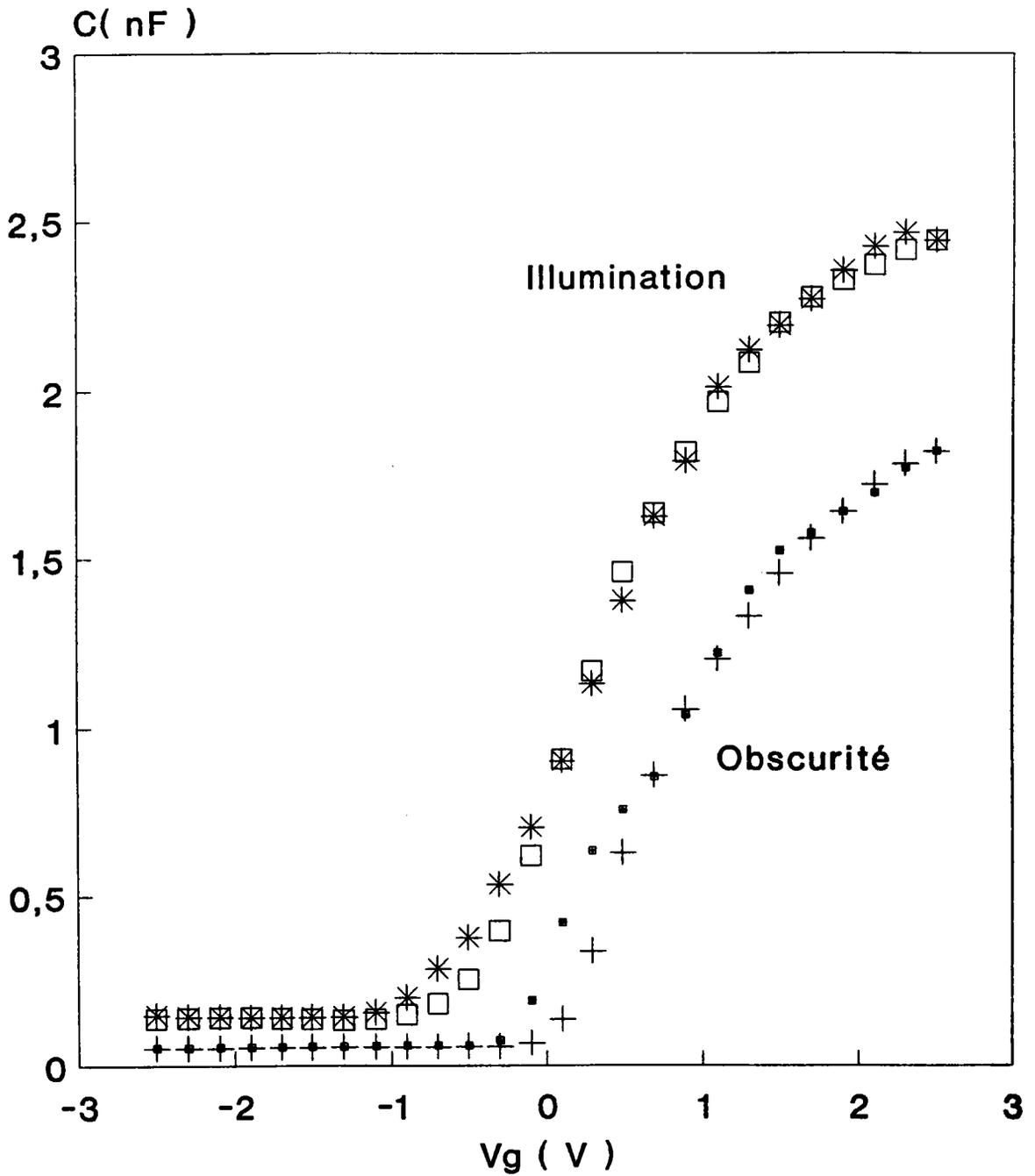


Figure 5: caractéristique $C(V_g)$ à l'obscurité et sous illumination
 (10^{19} photons/cm²/s) correspondant à la structure C29A24.

$$n_b^i = n_i \exp\left(\frac{E_{fn} - E_i}{kT}\right) \quad (\text{IV.1})$$

$$p_b^i = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{fp}}{kT}\right) \quad (\text{IV.2})$$

A un point x de la surface, où règne un potentiel $V(x)$, ces concentrations s'écrivent:

$$n^* = n_b^i \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (\text{IV.3})$$

$$p^* = p_b^i \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \quad (\text{IV.4})$$

L'équation de poisson s'écrit alors:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{1}{\epsilon_s \epsilon_0} (n_b^i - p_b^i + p^* - n^*) \quad (\text{IV.5})$$

La résolution de cette équation permet d'obtenir la densité de charges à la surface du semiconducteur, soit:

$$Q_s = \frac{2\epsilon_s \epsilon_0 kT}{qL_D} \times \quad (\text{IV.6})$$

$$\left\{ \exp\left(\frac{qV_s}{kT}\right) \frac{qV_s}{kT} - 1 + \frac{p_b^i}{n_b^i} \exp\left(\frac{E_{fn} - E_{fp}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{-qV_s}{kT}\right) + \frac{qV_s}{kT} - 1 \right] \right\}$$

n_b et p_b sont les concentrations à l'équilibre, des électrons et de trous.

L'expression (IV.6) diffère de celle d'un semi-conducteur de type n en équilibre (voir par exemple la référence [27]) par le terme $\exp(E_{fn}-E_{fp})/kT$. Ce terme est égal à l'unité dans le cas de l'équilibre, quand $E_{fn}=E_{fp}$.

L'équation (IV.6) permet de calculer la capacité théorique sous illumination pour une structure MIS idéale. La figure 6 montre les courbes théoriques et expérimentales à l'obscurité et sous illumination. A partir de la valeur $C(V_g=0)$, correspondant à la capacité de bandes plates $C(V_s=0)$, pour la structure MIS idéale, nous avons déduit que la tension de bandes plates, V_{fb} , est voisine de 1V pour la capacité mesurée sous illumination et qu'elle s'approche de 2V à l'obscurité.

L'effet de l'illumination est de réduire la courbure des bandes du semiconducteur, en particulier, la valeur de V_{fb} déduite des mesures de capacité sous illumination est plus faible que celle déduite des mesures $C(V_g)$ à l'obscurité.

2.4.2- Mesures de I_p et de dI_p/dV_g

Le figure 7 montre les variations de I_p en fonction de la tension de polarisation V_g . Dans ce cas aussi, la variation importante de l'intensité de photoluminescence entre -2,5 et 2,5V, met en évidence une bonne modulation du potentiel de surface en accord avec les mesures de $C(V_g)$.

La figure 8 montre les mesures de la dérivée dI_p/dV_g . La tension de bandes plates V_{fb} est voisine de 1V. Cette valeur est en bon accord avec celle déterminée à partir des mesures $C(V_g)$ sous illumination.

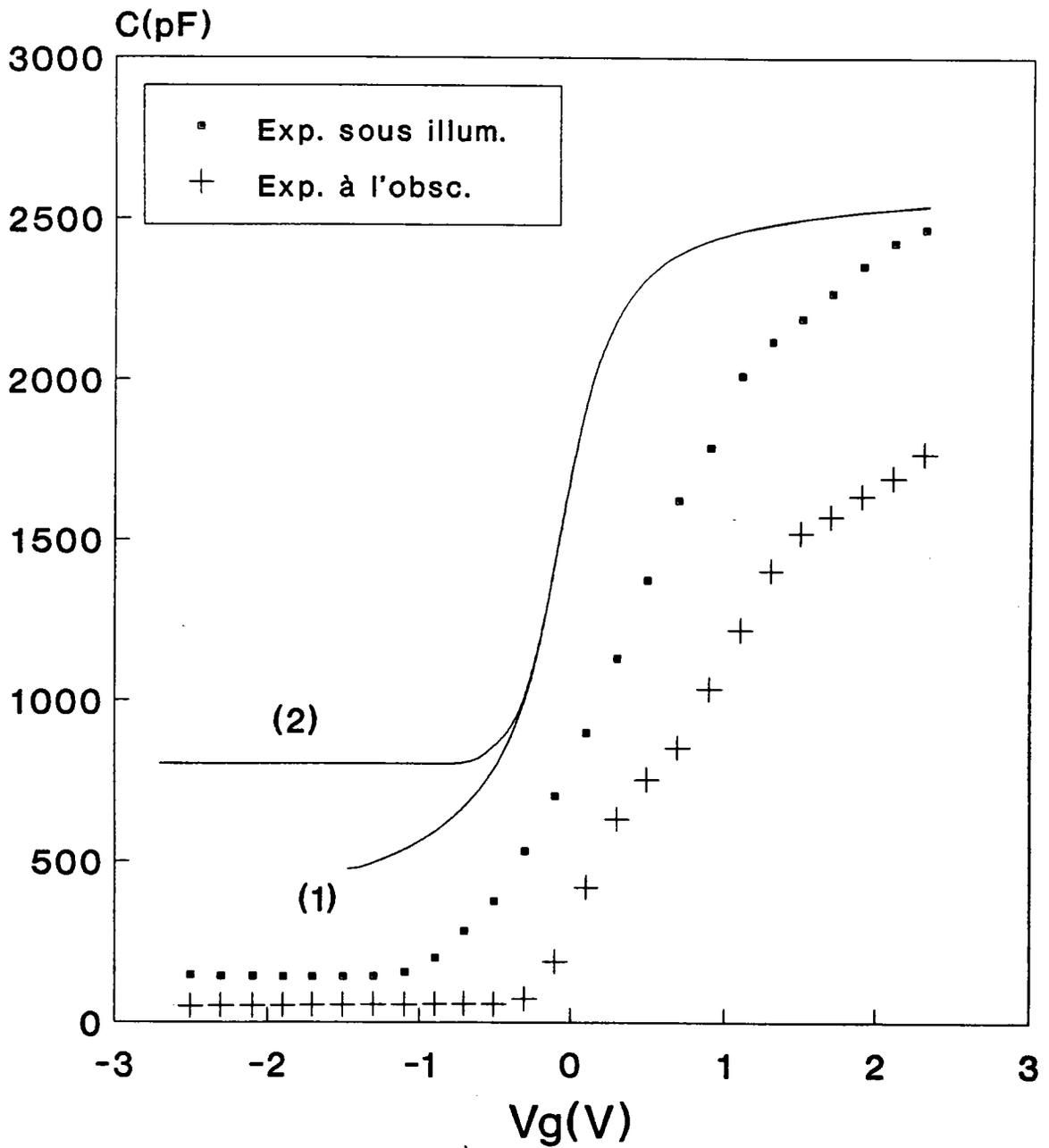


Figure 6: Comparaison des mesures de $C(V_g)$ de la structure C29A24 et des courbes $C(V_g)$ théoriques d'une MIS idéale à l'obscurité (1) et sous illumination (2).

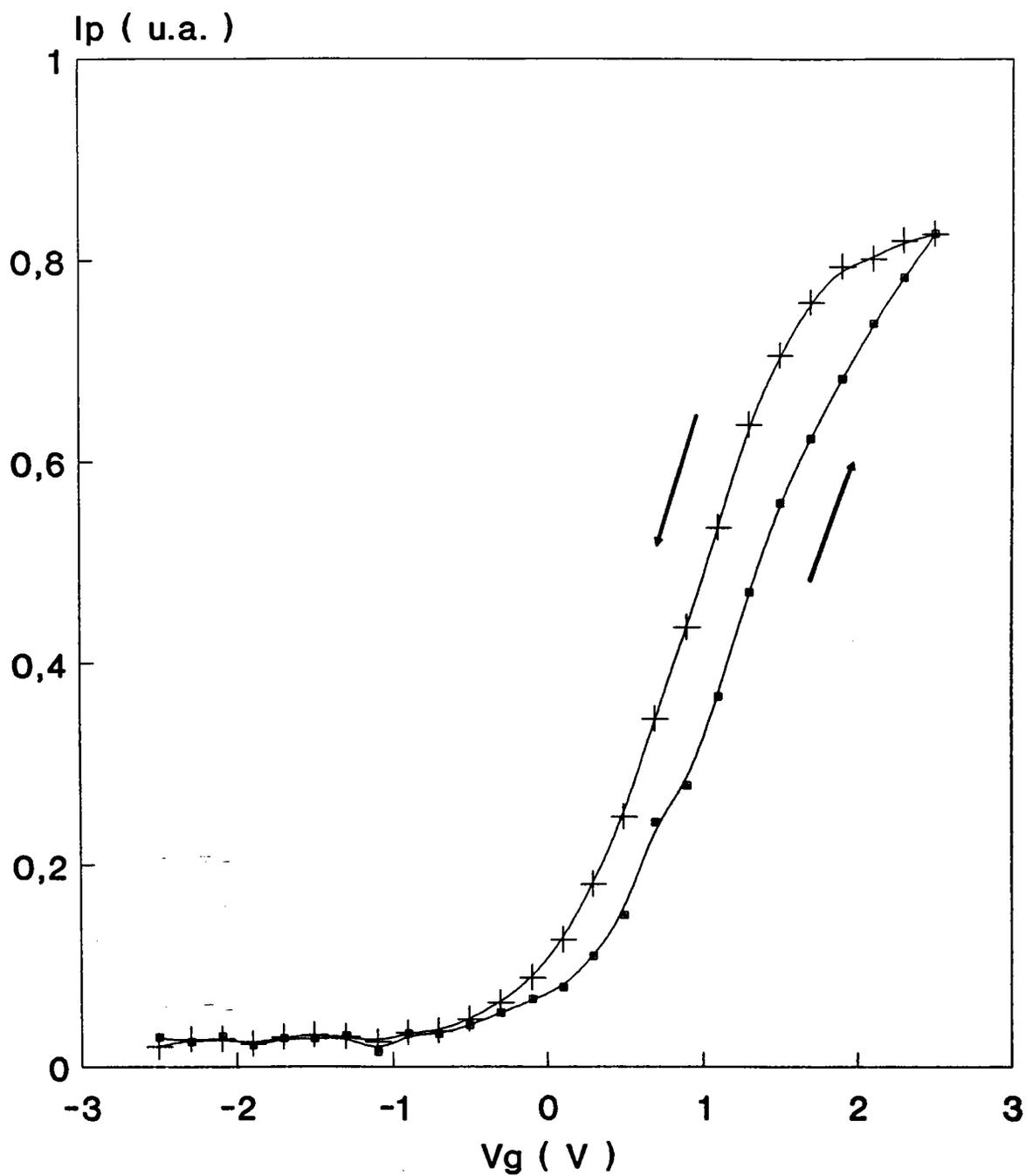


Figure 7: Mesures de $I_p(V_g)$ pour la structure C29A24

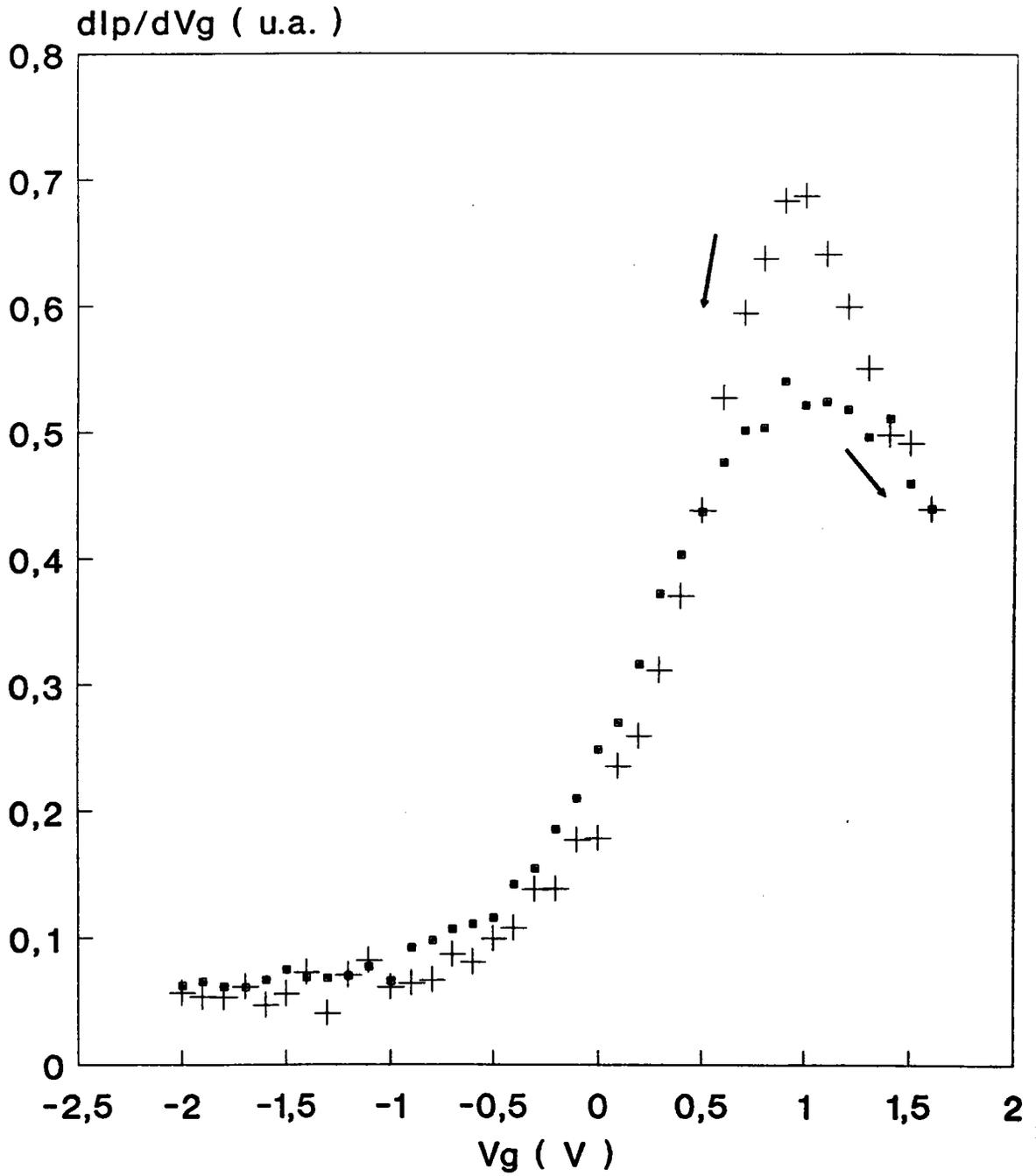


Figure8: Mesures de la dérivée dI_p/dV_g relatives à l'échantillon C29A24.

Pour voir l'effet de l'intensité excitatrice sur la valeur de V_{fb} , nous avons intercalé entre la source et l'échantillon un filtre neutre de transmission 30% et nous avons déterminé la position du maximum d'intensité. Sur la figure 9, nous avons superposé les courbes de la dérivée avec et sans filtre neutre. La présence du filtre diminue l'intensité excitatrice et par conséquent l'intensité de photoluminescence. En ce qui concerne la tension de bandes plates, avec une intensité excitatrice réduite de 70%, la position du maximum se rapproche de la valeur de V_{fb} mesurée à l'obscurité. Ceci montre que pour comparer les tensions de bandes plates déduites des mesures électriques et optiques, il faut prendre en compte l'effet de l'illumination. Ando et al [16,17] avaient utilisé une puissance excitatrice très faible (100 à 300 μ W) ce qui leur permettait de négliger l'effet de l'illumination.

Sur ces structures nitrure de bore-(n)InP l'illumination a pour double effet:

i) de diminuer la courbure de bandes et donc la largeur de la zone de charges d'espace, puisque la capacité mesurée sous illumination est supérieure à celle de l'obscurité.

ii) d'agir sur la charge de l'interface. En effet, les mesures de $C(V_g)$ faites à l'obscurité sur ces structures sont largement décalées vers les tensions positives. Ce décalage, attribué à l'existence de charges négatives dans l'isolant ou à l'interface, est fortement réduit sous illumination. On peut penser que l'illumination rend cette charge moins négative. Ceci expliquerait l'écart entre les tensions de bandes plates mesurées électriquement et optiquement.

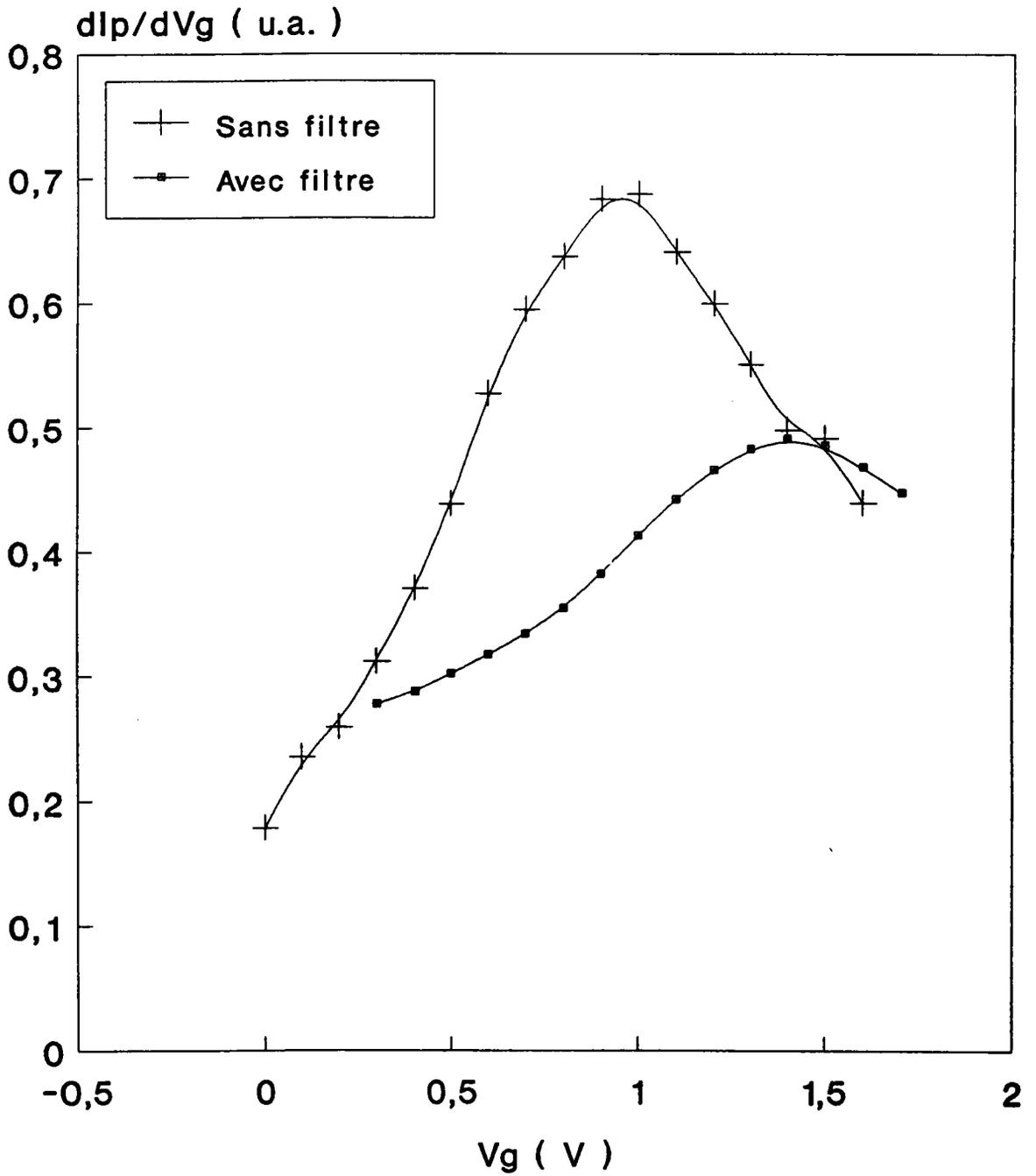


Figure 9: Effet de l'intensité de l'illumination sur la position du maximum de dI_p/dV_g .

Notons enfin que l'étude et la caractérisation de ces structures métal/BN/InP sont encore poursuivies dans notre laboratoire et qu'elles constituent un des axes de nos recherches.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier plus en détail une structure MIS dont l'isolant est un oxyde natif obtenu par le procédé de dépôt bicouche dans un plasma d'oxygène.

3- STRUCTURES METAL-OXYDE BICOUCHE-InP (T27)

3.1- Origine et préparation

Cette structure a été fabriquée au LEPI par Bouchikhi [11] suivant la technique de croissance d'un oxyde natif bicouche par plasma radiofréquence (RF) à 13,56 MHz, sur un substrat MCP orienté (100), non volontairement dopé ($N_D \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

Après la réalisation du contact ohmique, le substrat subit un décapage dans HCl (3N) pendant 7min suivi d'un rinçage à l'eau désionisée. Après un bref passage dans l'éthanol pur(99,9%), il est conservé dans l'alcool isopropylique et finalement, il est séché à l'azote sec et immédiatement introduit dans le réacteur.

Après ce traitement, vient l'étape d'oxydation dans le banc représenté sur la figure 10. Cette oxydation se fait en quatre étapes:

Etape 1: Traitement in situ sous atmosphère d'hydrogène à 275°C pendant 3min et sous une pression de 160mTorr. Cette phase réduit l'oxyde natif formé lors de l'introduction de l'échantillon dans le réacteur plasma.

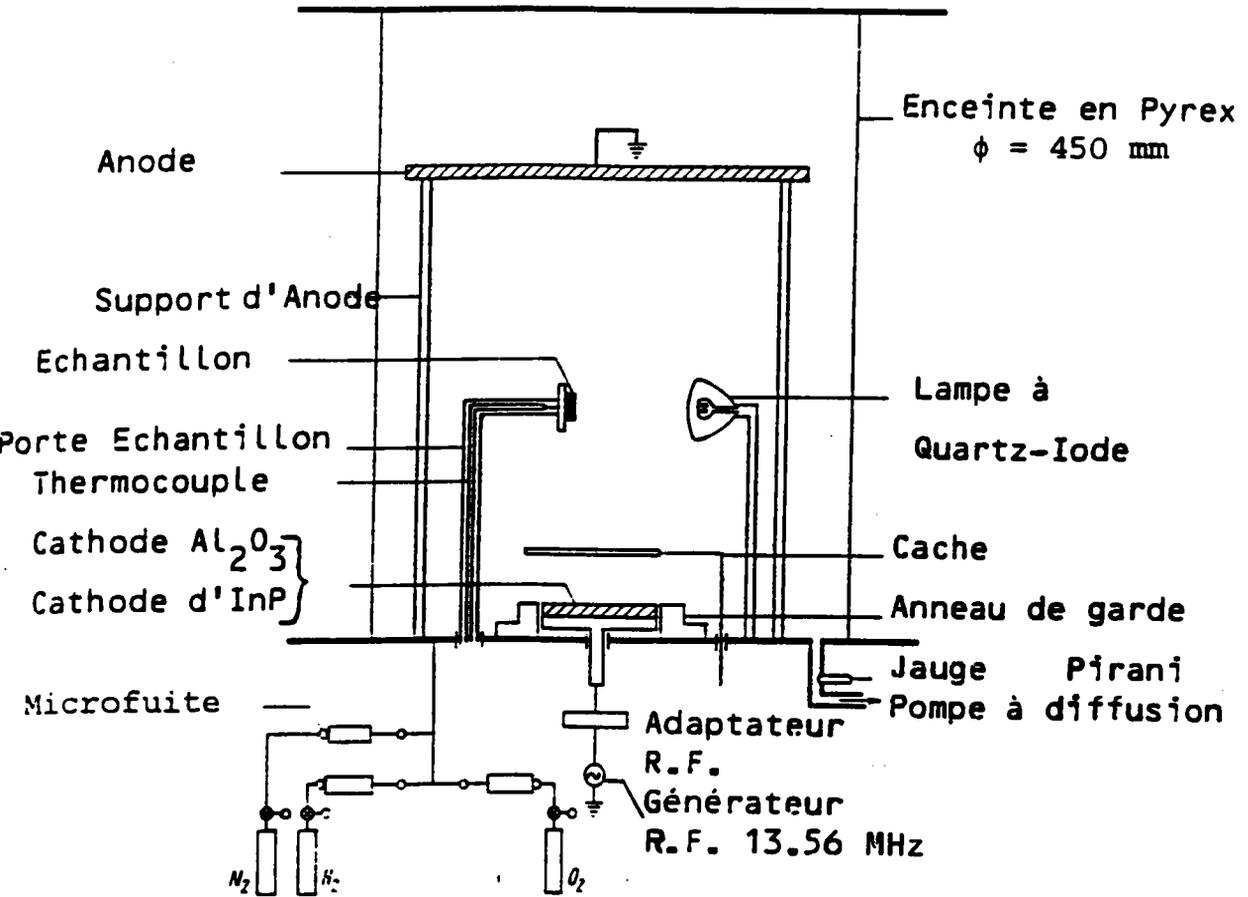


Figure 10: Banc d'oxydation en plasma RF d'après [11]

Etape 2: Croissance d'une première couche d'oxyde. Elle se fait à une puissance de 5W, pour éviter d'endommager la surface et une pression d'oxygène de 100mTorr. La température du substrat est maintenue à 300°C et la cathode est une cathode d'InP de type n non polie. Cette étape dure 20mn (temps permettant d'avoir les meilleures propriétés de cette première couche [11]).

Etape 3: Juste après la première oxydation, un recuit est effectué pendant une durée de 5mn sous flux d'azote à une pression de 0,2Torr, la température du substrat étant maintenue à 300°C.

Etape 4: Croissance de la deuxième couche d'oxyde. Elle se fait à 30W et avec une cathode d'alumine (Al_2O_3). Les autres conditions restent identiques à celles de l'étape de croissance de la première couche.

Après cette dernière étape de traitement, on dépose les électrodes opaques et semi-transparentes.

La motivation de cette technique est double. D'une part, on cherche à créer un oxyde riche en phosphore en utilisant une cathode d'InP destinée à compenser les lacunes de phosphore susceptibles d'être créées avant et/ou durant l'oxydation, et d'autre part, on espère une augmentation de la résistivité du diélectrique en utilisant une cathode d'alumine lors de la deuxième étape de croissance.

3.2- Caractérisation électrique

La figure 11 montre la caractéristique $C(V_g)$ à 1Mhz de la structure étudiée T27. Sur la même figure nous avons représenté la courbe théorique correspondante à une structure MIS idéale. Une hystérésis, dans le sens des aiguilles d'une montre, due à une injection d'électrons, est observée. A partir de la caractéristique correspondant à la

descente, pour laquelle V_{fb} est de l'ordre de 0.2v et par la méthode de Terman [12,13] nous avons déterminé la caractéristique $V_s(V_g)$. Sur la figure 12 nous avons représenté cette courbe ainsi que la courbe $V_s(V_g)$ correspondant à celle d'une structure MIS idéale. A partir de ces résultats, nous avons déduit la densité d'états d'interface N_{ts} (c.f.[13]).

$$N_{ts} = \frac{C_{ox}}{qA} \frac{\delta(V_g^{réel} - V_g^{id})}{\delta V_s} \quad (IV.7)$$

Où C_{ox} est la capacité de l'oxyde, A est l'aire de la diode et $V_g^{réel}$ et V_g^{id} sont respectivement les tensions de grille pour la structure étudiée et la structure idéale pour une même valeur du potentiel de surface.

La courbe $N_{ts}(E)$ représentée sur la figure 13.a montre un pic centré autour de $E_c - E \sim 0,21\text{eV}$ avec une valeur maximale de $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. Par ailleurs, dans un travail antérieur, Lepley et al [14] ont montré par spectroscopie DLTS que ces structures bicouches, semblables à celle que nous étudions, présentent une densité d'états d'interface dominée par un pic discret de densité égale à $4 \times 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ mais situé à 0,45 eV en-dessous de la bande de conduction comme le montre la figure 13.b.

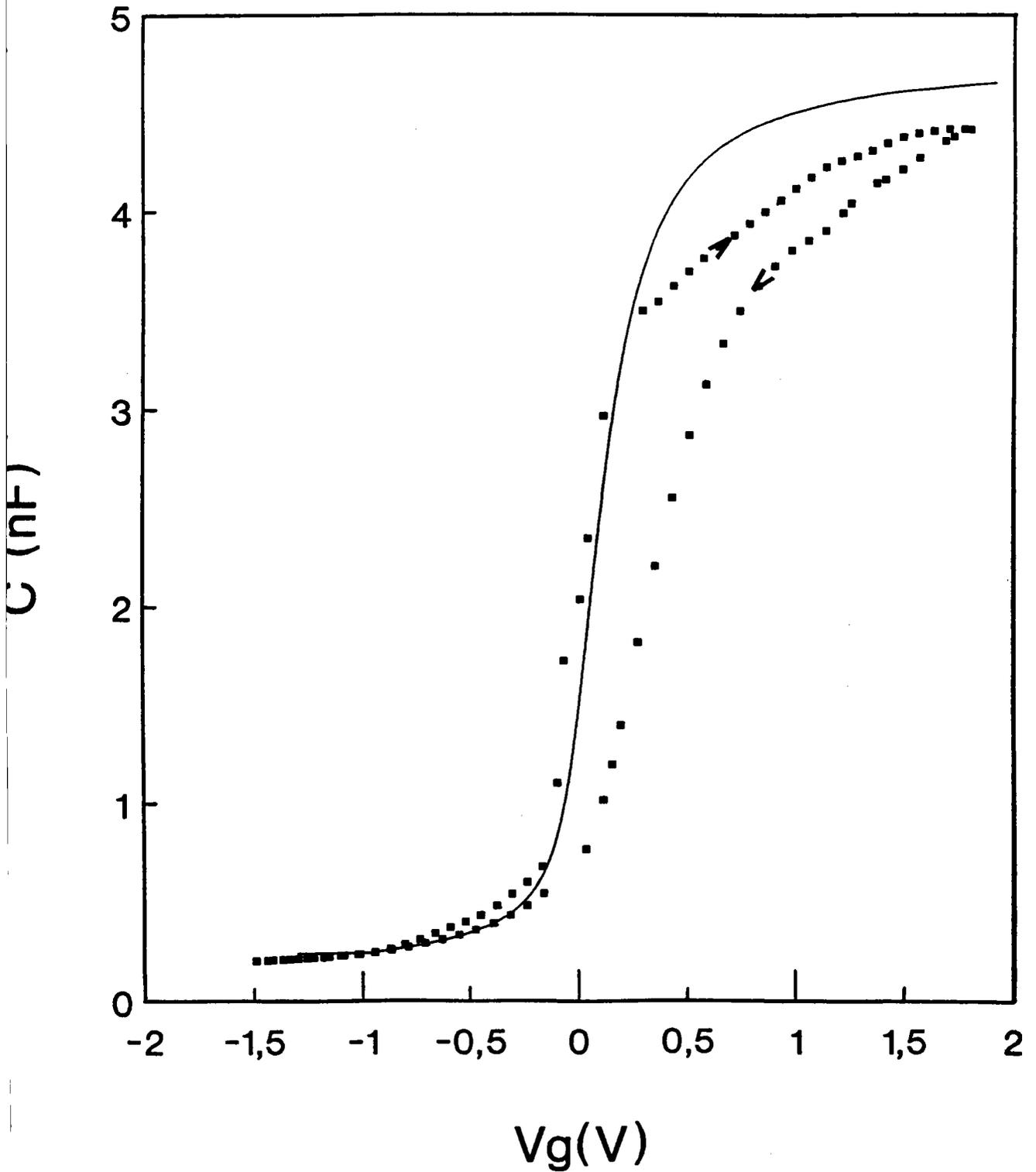


Figure 11: Superposition de la courbe $C(V_g)$ de la structure T27 et de la courbe $C(V_g)$ pour la structure MIS idéale.

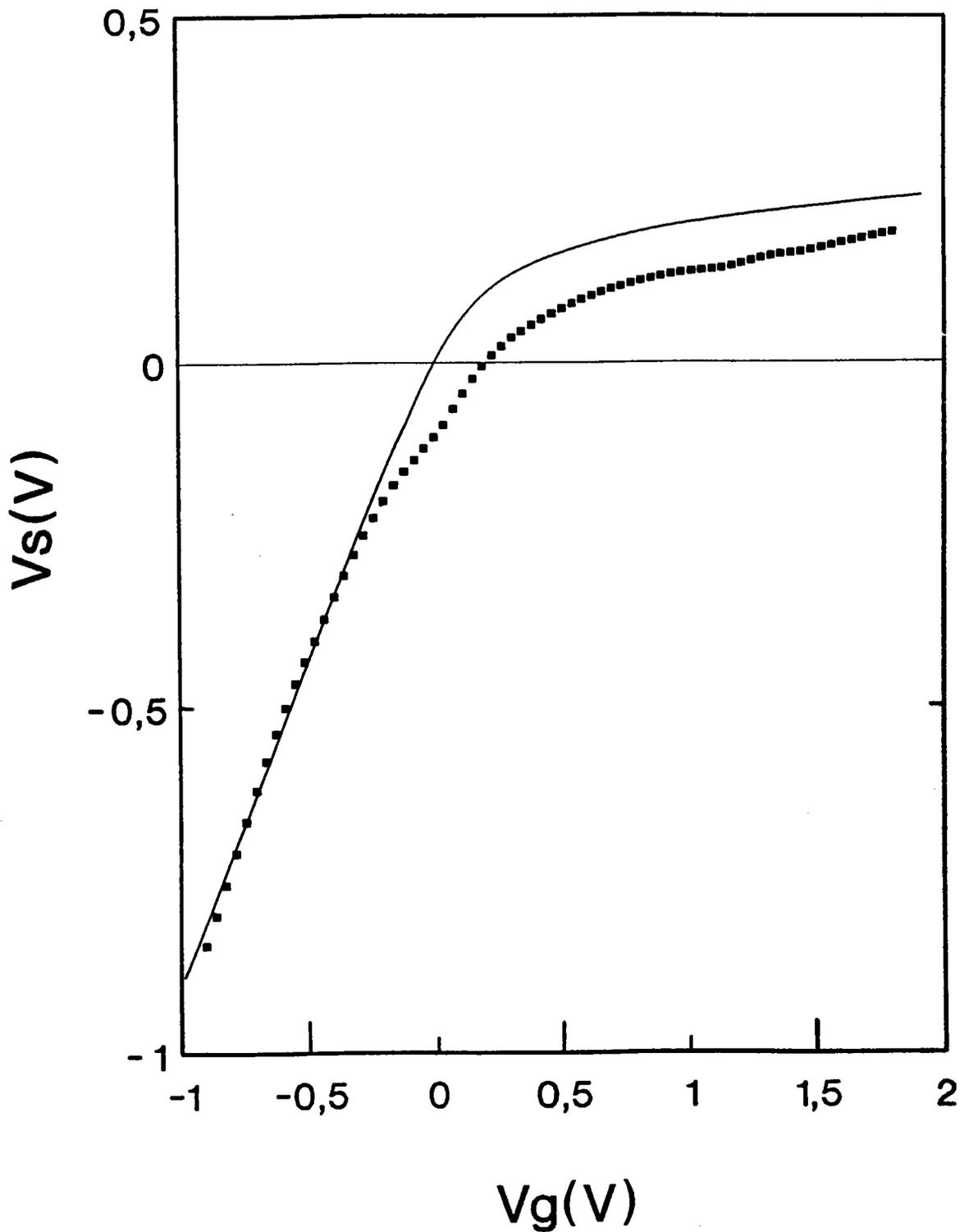


Figure 12: Caractéristiques $V_s(V_g)$ pour la structure T27 (points) et la structure MIS idéale (courbe continue).

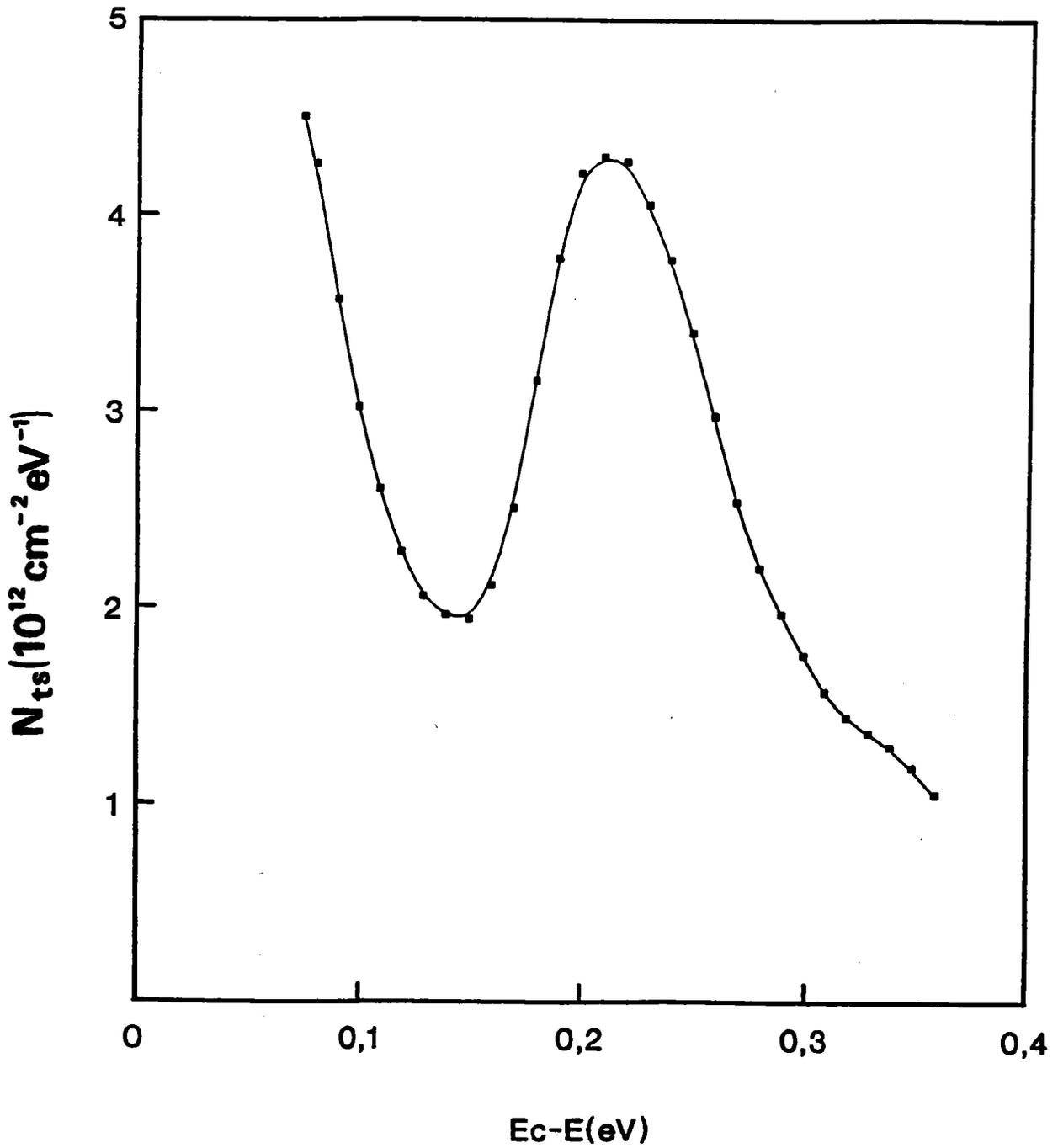


Figure 13.a: Densité d'états d'interface N_{ts} déterminée par la méthode de Terman.

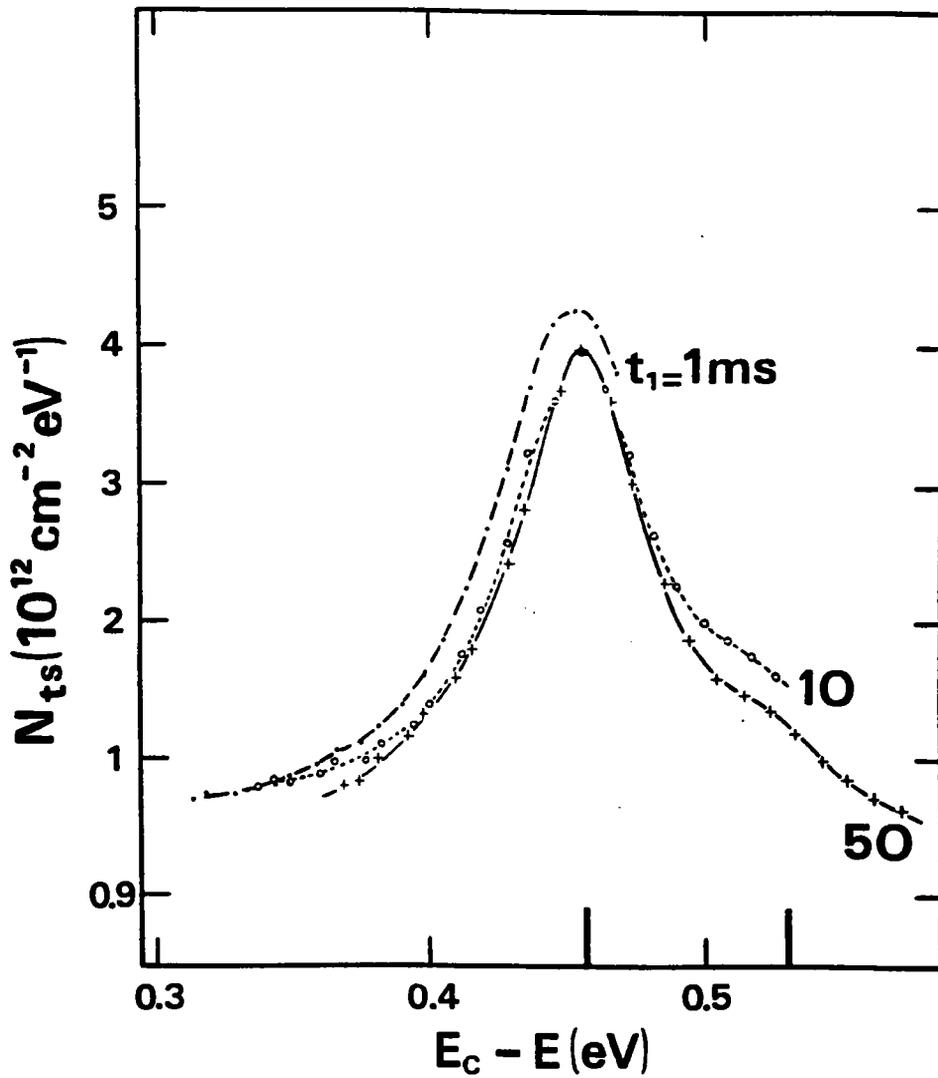


Figure 13.b: Densité d'états d'interface N_{ts} déterminée par D.L.T.S d'après

[14]

Ces deux courbes, 13.a et 13.b, montrent que la distribution $N_{ts}(E)$ est dominée par un pic qui peut être assimilé à un niveau discret dans la bande interdite. Par la suite nous utiliserons les résultats obtenus par D.L.T.S puisque cette méthode nous permet en plus d'avoir une estimation sur la section de capture de ces états, qui intervient dans les calculs de l'intensité de photoluminescence.

3.3- Caractérisation par photoluminescence

La figure 14 montre les variations de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension de grille V_g . On peut noter la présence d'une hystérésis dont le sens est identique à celui des mesures $C(V_g)$.

Dans ce cas aussi, l'intensité de photoluminescence continue à augmenter lorsque V_g augmente et devient supérieur à la tension de bandes plates. Ce même comportement a été observé par Chang et al [15] et Ando et al [16]. Ces auteurs attribuent cette augmentation de I_p , au-delà de la tension de bandes plates, au phénomène d'accumulation des électrons à l'interface diélectrique-semiconducteur. En partant de cette idée, nous allons proposer un modèle de calcul de l'intensité de photoluminescence en accumulation dans la section suivante.

La figure 15 représente les variations de la dérivée dI_p/dV_g en fonction de la tension de polarisation V_g . Ces mesures permettent d'obtenir la tension de bandes plates à partir de la position des maxima, soit 0,05V pour la montée et 0,15 pour la descente.

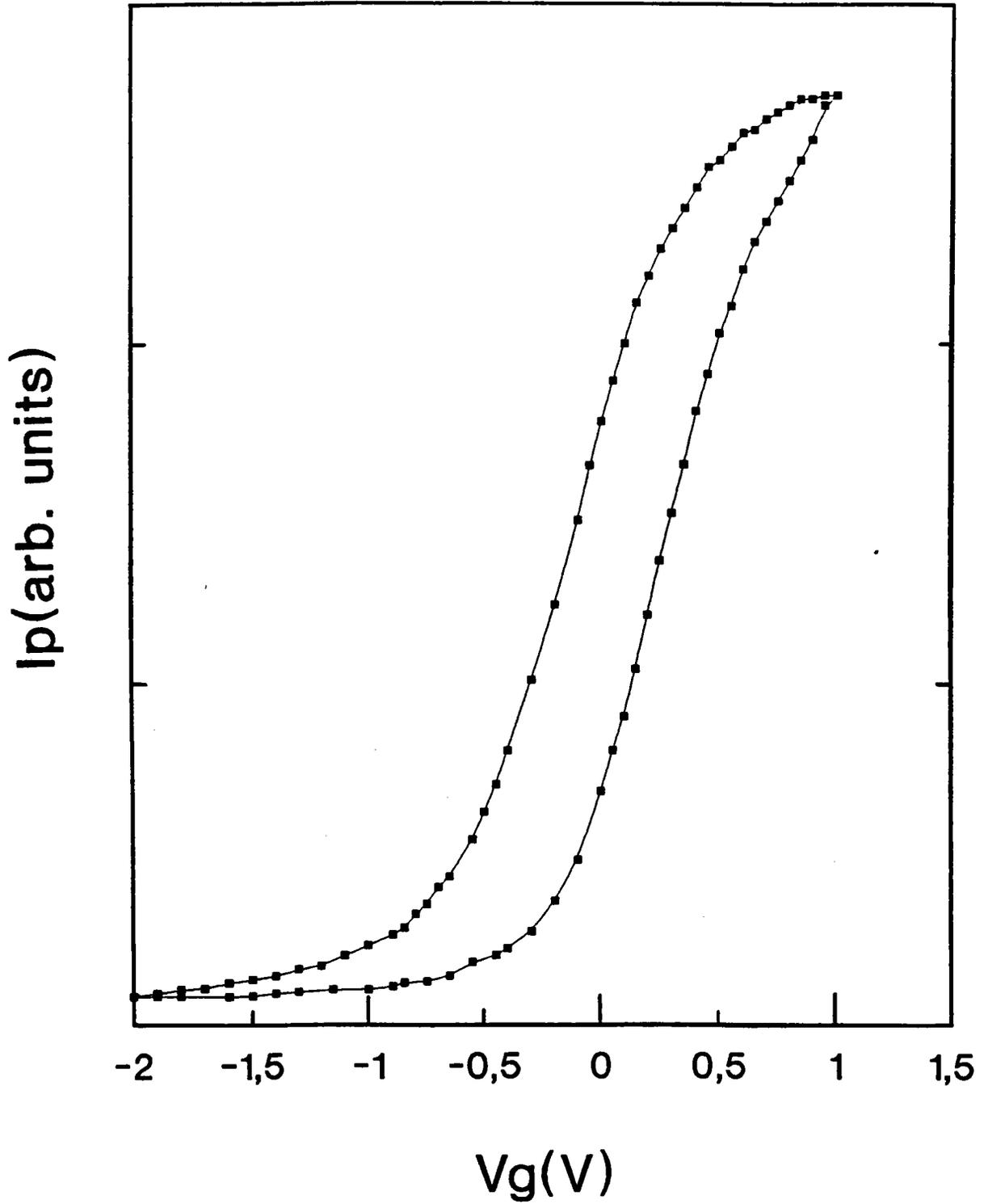


Figure 14: Mesures de $I_p(V_g)$ sur la structure T27

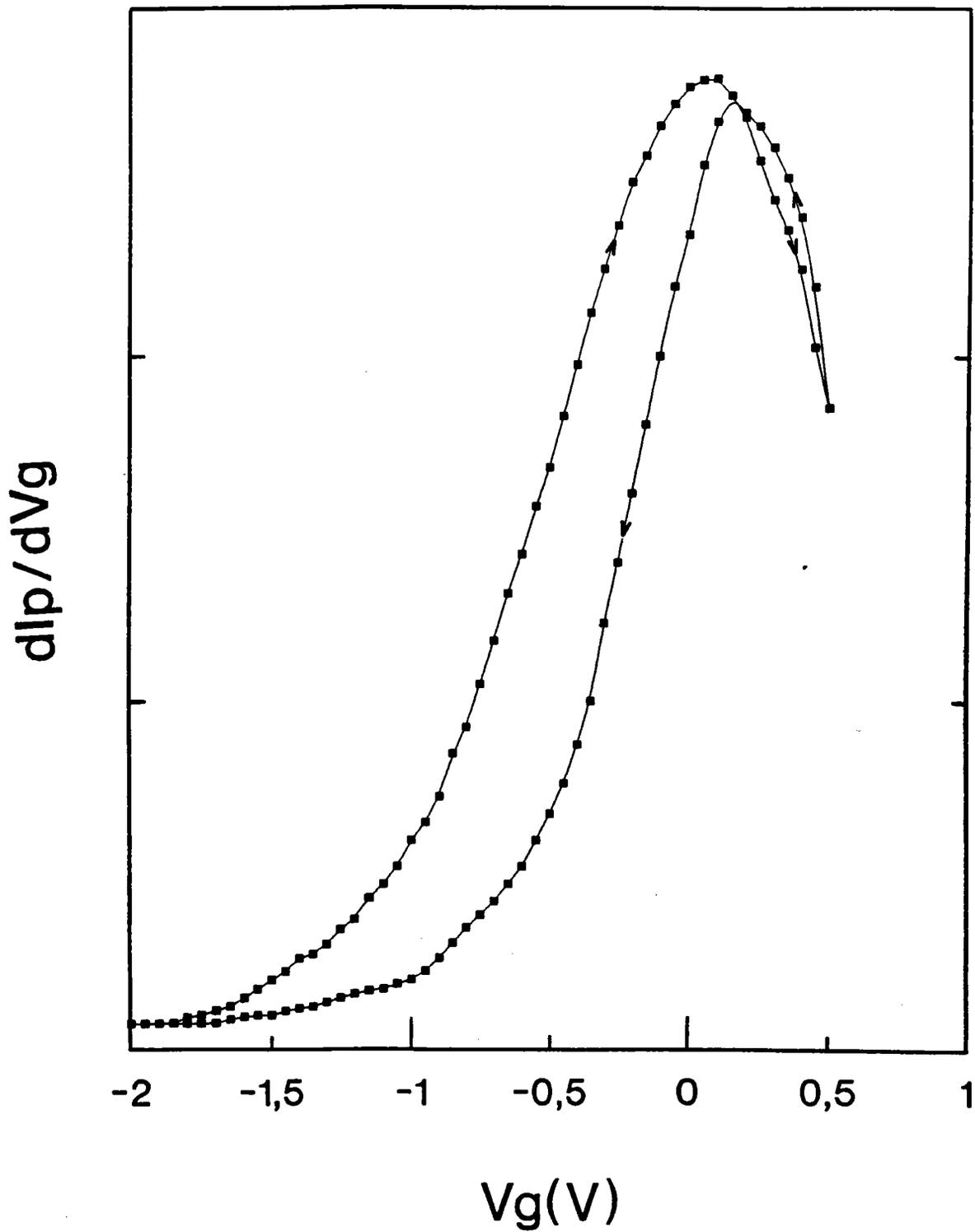


Figure 15: Variations de la dérivée dI_p/dV_g en fonction de la tension V_g sur la structure

Ces valeurs sont en bon accord avec celles déterminées à partir de $C(V_g)$ à l'obscurité. Ceci nous permet de négliger l'effet de l'illumination sur la courbure de bande du semiconducteur.

3.4- Interprétation:

4.1- Cas de la déplétion:

Pour expliquer les variations de $I_p(V_g)$ pour une tension V_g inférieure ou égale à la tension de bandes plates V_{fb} , on utilise l'intensité de photoluminescence théorique calculée dans le modèle de la couche morte [18] (Voir paragraphe 4 du chapitre I) soit:

$$I_p = C \frac{G_x(0)}{D_p} \frac{\alpha L_p^2}{1 - (\alpha L_p)^2} \times \quad (IV.8)$$

$$\left[\frac{1}{\alpha + \beta} \frac{\alpha L_p + \frac{S L_p}{D_p}}{1 + \frac{S L_p}{D_p}} \right] \exp(-W(\alpha + \beta))$$

Qu'on peut écrire sous la forme:

$$I_p = K [F(S(V_g))] [G(W(V_g))] \quad (IV.9)$$

Où V_g est le potentiel de surface, W et S sont respectivement la largeur de la zone de charge d'espace et la vitesse de recombinaison en surface.

avec:

$$F(S(V_s)) = \left[\frac{1}{\alpha + \beta} \frac{\alpha L_p + \frac{SL_p}{D_p}}{1 + \frac{SL_p}{D_p}} \right] \quad (\text{IV.10})$$

et

$$G(W(V_s)) = \exp(-W(\alpha + \beta)) \quad (\text{IV.11})$$

Cette expression est la même que celle utilisée par les auteurs des références [15-17,19] pour expliquer les variations de $I_p(V_g)$ en déplétion. Ces auteurs négligent les variations de la vitesse de recombinaison en surface en fonction du potentiel de surface. Ando et al[16-17], ont estimé l'effet de S sur les variations de l'intensité de photoluminescence à 10% et par conséquent, ils attribuent les variations de I_p en fonction de V_g aux variations de l'épaisseur de la zone de charge d'espace uniquement. Ces variations sont décrites par la fonction $G(W)$ dans l'expression (IV.9). En effet, Casey et al [23] rapportent des valeurs de S pour l'InP de l'ordre de 10^3 cm/s. D'autres travaux récents [20-21] ont indiqué des valeurs de S allant de 0 à 10^5 cm/s selon le traitement de surface.

Dans le présent travail [29], nous tenons compte des variations de S en fonction du potentiel de surface. Pour cela, on utilise l'expression de Stevenson-Keyes, déduite du formalisme de Shockley-Read-Hall (Voir formule (I.26)), dans laquelle on fait apparaître le potentiel de surface V_s , et valable dans le cas d'un niveau discret de densité N_{ts} et ayant une énergie E_t dans la bande interdite du semiconducteur [24,25].

$$S = \frac{n_b + p_b}{2n_i} \frac{v_{th} \sigma N_{ts}}{\text{ch}\left(\frac{E_t - E_{in}}{kT} - U_0\right) + \exp\left(\frac{E_{fn} - E_{fp}}{kT}\right) \text{ch}\left(\frac{qV_s}{kT} + \frac{F - E_i}{kT} - U_0\right)} \quad (\text{IV.12})$$

où E_{is} et E_i sont respectivement les positions énergétiques du niveau de Fermi intrinsèque à la surface et dans la région neutre du semiconducteur. F est le quasi-niveau de Fermi moyen défini par $(E_{fn} + E_{fp})/2$.

La relation (IV.12) est valable [18,24], si les quasi-niveaux de Fermi sont pratiquement constants dans la zone de charge d'espace, si le niveau d'injection est modéré ($p_b \ll \delta p \ll n_b$ pour un semiconducteur de type n) et si la longueur de diffusion des trous est supérieure à la pénétration effective de l'excitation ($(\alpha + \beta)^{-1} = d_{eff} \ll L_p$). Ces conditions sont vérifiées puisque:

C1: En suivant la même discussion que dans la référence [24], on déduit que les quasi-niveaux de Fermis sont pratiquement constants dans la zone de charge d'espace.

C2: Le niveau d'injection est de 10^{14} à 10^{15} cm^{-3} et les substrats utilisés ont généralement un dopage de 10^{16} cm^{-3}

C3: $\alpha^{-1} = 0,17 \mu\text{m}$ à 633 nm [41] alors que la longueur de diffusion L_p est supérieure à $1 \mu\text{m}$ [26].

Les positions énergétiques des quasi-niveaux de Fermi sont obtenues à partir des équations (IV.1) et (IV.2) par:

$$E_{in} = E_i + kT \ln\left(\frac{n_b}{n_i}\right) \quad (\text{IV.13})$$

$$E_{np} = E_i + kT \ln \left(\frac{p_b}{n_i} \right) \quad (\text{IV.14})$$

Pour un niveau d'injection de 10^{14} cm^{-3} , et en adoptant $n_i = 3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ [27], les équations (IV.13) et (IV.14) conduisent aux écarts $E_{fn} - E_{fp} = 0,9 \text{ eV}$ et $F - E_i = 0,06$ dans le volume du semiconducteur. Les valeurs de N_{ts} et σ que nous avons utilisées sont déterminées par DLTS [14], soit $N_{ts} = 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ et $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$. Nous avons supposé un même coefficient de capture pour les électrons et les trous, d'où $U_0 = \ln(C_n/C_p) = 0$. La vitesse thermique v_{th} est de l'ordre de $4 \times 10^7 \text{ cm/s}$. Ces différentes valeurs nous ont permis de calculer S , W et finalement I_p , en fonction de V_g .

Sur la figure 16.a, nous avons représenté les courbes $S(V_g)$ en prenant $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$ et différentes valeurs de N_{ts} : 10^{12} , 10^{13} , $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. La relation (IV.12) montre que c'est le produit σN_{ts} qui détermine l'amplitude de S . En effet les mêmes produits σN_{ts} obtenus à partir des valeurs de σ et N_{ts} ci-dessus, peuvent être obtenus en fixant par exemple N_t à $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ et en donnant à σ les valeurs: 10^{-17} , 10^{-16} et 10^{-15} cm^2 .

Notons que les courbes de S présentent la même position du maximum déterminée à partir de l'équation (IV.12) par:

$$qV_g + F - E_i = 0 \quad (\text{IV.15})$$

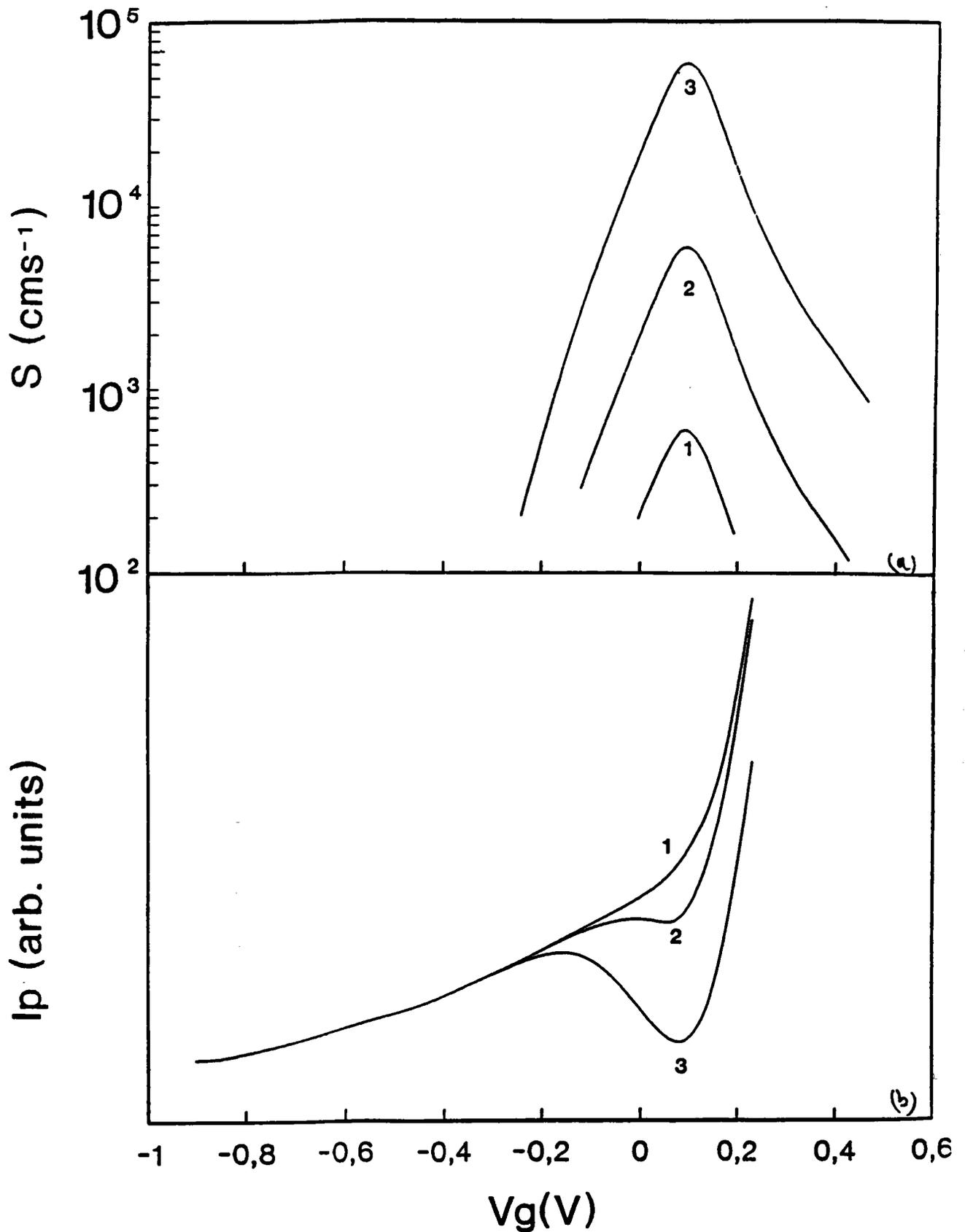


Figure 16: Variations de S (a) et variations de I_p correspondants (b) en fonction de V_g .

Avec $\sigma=10^{-16}\text{cm}^{-2}$, et (1) $N_{ts}=10^{12}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$,

(2) $N_{ts}=10^{13}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ et (3) $N_{ts}=10^{14}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$

Sur la figure 16.b nous avons représenté l'intensité de photoluminescence correspondante aux trois courbes de S. Pour la plus faible vitesse de recombinaison ($\sigma=10^{-16}\text{cm}^{-2}$ et $N_t=10^{12}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$), l'intensité I_p croît d'une façon monotone de la déplétion jusqu'à la tension de bandes plates. Pour les vitesses de recombinaison en surface dépassant 10^3cm/s , la courbe $I_p(V_g)$ passe par un minimum qui devient plus profond lorsque S devient plus grand. C'est le cas des courbes 2 et 3 sur la figure 16.

Expérimentalement, entre le régime de déplétion et le régime de bandes plates, l'intensité de photoluminescence croît d'une façon monotone (voir figure 14). Cette comparaison nous conduit, pour les structures étudiées, à des vitesses de recombinaison en surface faibles, et qui ne devraient guère dépasser 10^3cm/s . Cette limite de S correspond aux faibles valeurs rapportées par Casey et al [23] pour l'InP de type n. D'autres auteurs [20,21] ont aussi obtenu des vitesses de recombinaison comparables pour l'InP. Cette faible valeur de S permet de conclure qu'en déplétion, les variations de l'intensité de photoluminescence liées à celles de S sont faibles [16], et qu'elles sont donc essentiellement dues à la modulation de l'épaisseur de la couche morte.

4.2- Modèle d'accumulation:

Lorsque la tension de polarisation V_g est supérieure à la tension de bandes plates V_{fb} , l'intensité de photoluminescence d'une structure MIS continue à augmenter lorsque V_g augmente (voir figures 3, 7 et 15).

Pour expliquer cette augmentation de $I_p(V_g)$, Ando et al [16] ont proposé un modèle simple qui leur permet de tenir compte de l'accumulation des porteurs majoritaires près de la surface. L'intensité de photoluminescence pour une tension $V_g > V_{fb}$ est donnée, selon ces auteurs, par:

$$\frac{I_p(V_g)}{I_p(V_{fb})} = \exp\left(-\frac{W(V_g)}{d_{eff}}\right) + \left(1 + \frac{\Delta n}{n_b}\right) W(V_g) \quad (IV.16)$$

Où W est l'épaisseur de la zone d'accumulation, n_b est la densité des porteurs du substrat, Δn est l'augmentation de la concentration des porteurs en surface et d_{eff} est la pénétration effective de la lumière. Néanmoins dans leur modèle aucune indication n'est donnée concernant l'évaluation de W et de Δn .

Dans la suite, on se propose d'étudier plus en détail, l'intensité de photoluminescence au-delà du régime de bandes plates en partant des équations de base décrivant l'accumulation dans un semiconducteur.

Considérons une structure MIS-nInP soumise à une polarisation V_g supérieure à V_{fb} . A l'interface isolant-semiconducteur, il y a accumulation des majoritaires (e^- pour un semiconducteur de type n) comme le montre la figure 17. Cette zone d'accumulation a une épaisseur W telle que le potentiel au point $x=W$ est égal à celui du volume.

Lorsqu'on illumine cette structure, les porteurs excédentaires sont en majorité créés dans la zone limitée par les points $x=0$ (surface) et $x=d_{eff}$ (pénétration effective de la lumière). Contrairement au modèle de la couche morte, valable en déplétion, les porteurs minoritaires générés ici dans la zone d'accumulation d'épaisseur W , auront leur probabilité de recombinaison augmentée. En effet l'intensité de photoluminescence qui provient d'une tranche d'épaisseur dx est selon la formule (I.9) du chapitre I donnée par:

$$dI = K \left(\frac{\delta p(x)}{\tau_{rp}} \right) \exp(-\beta x) dx \quad (IV.17)$$

Où τ_{rp} est la durée de vie radiative des porteurs minoritaires:

$$\tau_{rp} = 1/Bn \quad (\text{IV.18})$$

où B traduit la probabilité de transition bande à bande et n est la concentration des majoritaires.

En déplétion, nous avons considéré deux zones, la zone de charge d'espace, considérée comme couche morte et la région neutre du semiconducteur qui, elle, contribue à la luminescence. Pour cette zone, on a une durée de vie radiative liée au dopage du substrat, supposé uniforme. Ce modèle est utilisable jusqu'au régime de bandes plates pour lequel l'épaisseur de la zone de charge d'espace est nulle.

A cette durée de vie radiative, est associée une durée de vie totale donnée par [27]:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{rp}} + \frac{1}{\tau_{nrp}} \quad (\text{IV.19})$$

où τ_{nrp} est la durée de vie non radiative.

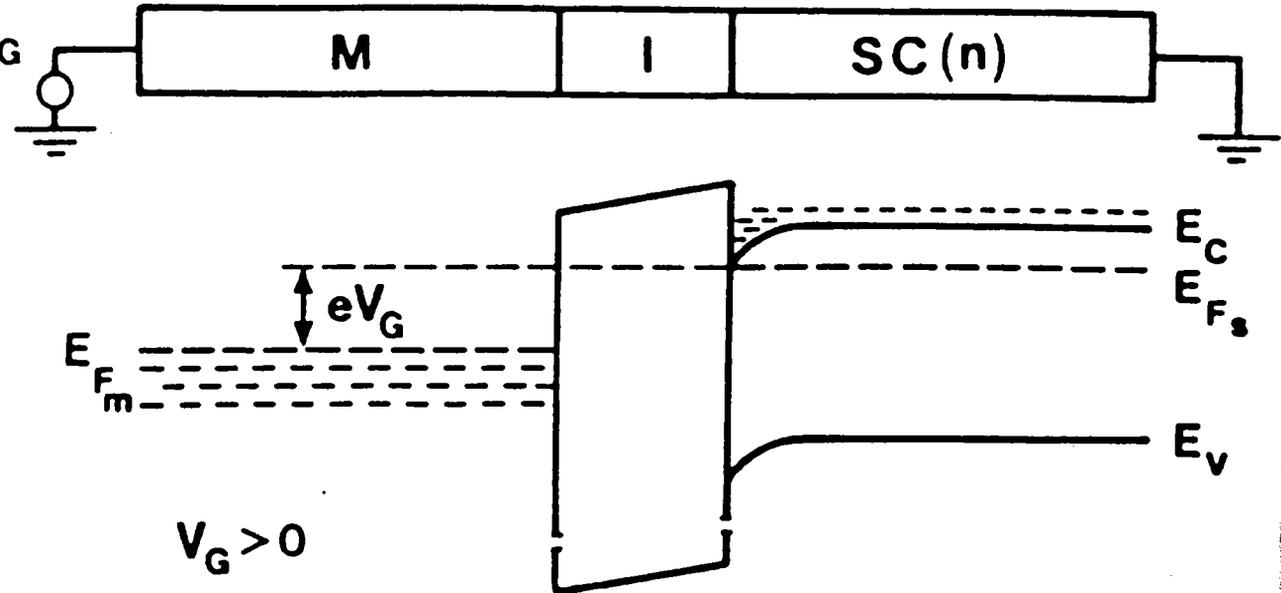


Figure 17: Structure MIS de type n en polarisation directe

En régime d'accumulation on pourra aussi distinguer deux régions:

région 1: Une région neutre située au delà de la zone d'accumulation de largeur W et où la concentration des électrons est supposée uniforme et égale à N_D . Cette zone sera appelée par la suite le volume du semiconducteur et l'intensité de photoluminescence y est calculée exactement de la même façon que dans le cas du régime de déplétion.

Région 2: Une région d'accumulation d'épaisseur W . Le point $x=W$ est défini par le point où le potentiel est égal à celui du volume. Dans cette zone la concentration des majoritaires est donnée par:

$$n(x) = n_0 \exp \frac{qV(x)}{kT} \quad (\text{IV.20})$$

où on a négligé les électrons excédentaires créés par l'absorption de la lumière. n_0 est la concentration des électrons à l'équilibre ($n_0 \sim N_D$).

La différence de concentration des majoritaires dans ces deux zones implique une différence dans la durée de vie radiative des trous dans chaque région. Nous allons donc parallèlement à la durée de vie radiative notée τ_{rp} pour le volume, définir une durée de vie radiative effective notée τ_{rp}^* dans la région d'accumulation.

Pour calculer l'intensité de photoluminescence, nous considérons les deux zones définies ci-dessus. Soit:

$$W \leq x \leq \infty \quad dI_{\text{bulk}} = K \frac{\delta p(x)}{\tau_{rp}} \exp(-\beta x) dx \quad (\text{IV.21})$$

$$0 \leq x \leq W \quad dI_{acc} = K \frac{\delta p(x)}{\tau_{rp}} \exp(-\beta x) dx \quad (IV.22)$$

et l'intensité totale sera:

$$I_p = I_{bulk} + I_{acc} \quad (IV.23)$$

où:

$$I_{bulk} = K \int_0^{\infty} \frac{\delta p(x)}{\tau_{rp}} \exp(-\beta x) dx \quad (IV.24)$$

$$I_{acc} = K \int_0^W \frac{\delta p(x)}{\tau_{rp}} \exp(-\beta x) dx \quad (IV.25)$$

Lorsque la structure est en régime de bandes plates, $W=0$ et I_{acc} est nulle, d'où:

$$I_n = K \int_0^{\infty} \frac{\delta p(x)}{\tau_{rp}} \exp(-\beta x) dx \quad (IV.26)$$

A l'aide de $\tau_{rp} = 1/Bn$ et de $\tau_{rp}^* = 1/Bn(x)$ le rapport I_p/I_n peut s'écrire:

$$\frac{I_p}{I_n} = \frac{\int_0^{\infty} \delta p(x) \exp(-\beta x) dx}{\int_0^{\infty} \delta p(x) \exp(-\beta x) dx} + \frac{\int_0^W n(x) \delta p(x) \exp(-\beta x) dx}{\int_0^{\infty} N_D \delta p(x) \exp(-\beta x) dx} \quad (IV.27)$$

Pour calculer ce rapport, on utilise la distribution des porteurs excédentaires $\delta p(x)$ établie au chapitre I, et donnée par la formule(I.8), et la distribution des électrons

majoritaires dans la zone d'accumulation, $n(x)$ donnée par la formule (IV.20); ceci nécessite la connaissance de la distribution du potentiel $V(x)$ dans la zone d'accumulation. Pour cela, nous avons utilisé les équations liant le potentiel V à la position x déduite de l'équation de Poisson pour un semiconducteur de type n [24]. Pour une valeur V_s fixée, la position x pour laquelle le potentiel est $V(x)$ est donnée par:

$$x = -L_D \int_{V_1}^{V(x)} \frac{\text{ch}(U_b)}{\text{ch}\left(U_b + \frac{qV}{kT}\right) - \frac{qV}{kT} \text{sh}(U_b) - 1} dV \quad (\text{IV.28})$$

Où $L_D = (\epsilon_0 \epsilon_{sc} kT / N_D / q^2)^{1/2}$ est la longueur de Debye effective et $U_b = q(E_f - E_j) / kT$ est le potentiel de volume .

Pour V_s donné, on peut évaluer I_p / I_{fb} et à partir de la relation $V_s(V_g)$, on obtient le rapport I_p / I_{fb} en fonction de V_g .

Sur la figure 18, nous avons superposé la courbe expérimentale et la courbe théorique, toutes deux normalisées par rapport à l'intensité de bandes plates. Pour la courbe théorique, nous avons adopté $L_p = 1.6 \mu\text{m}$ [26], déjà utilisée pour le calcul en déplétion.

On remarque que les valeurs théoriques sont inférieures à celles mesurées en accumulation. Ce désaccord peut être lié au choix des paramètres utilisés. En effet, la valeur de $L_p = 1.6 \mu\text{m}$ adoptée, se situe dans l'intervalle des valeurs généralement admises pour L_p .

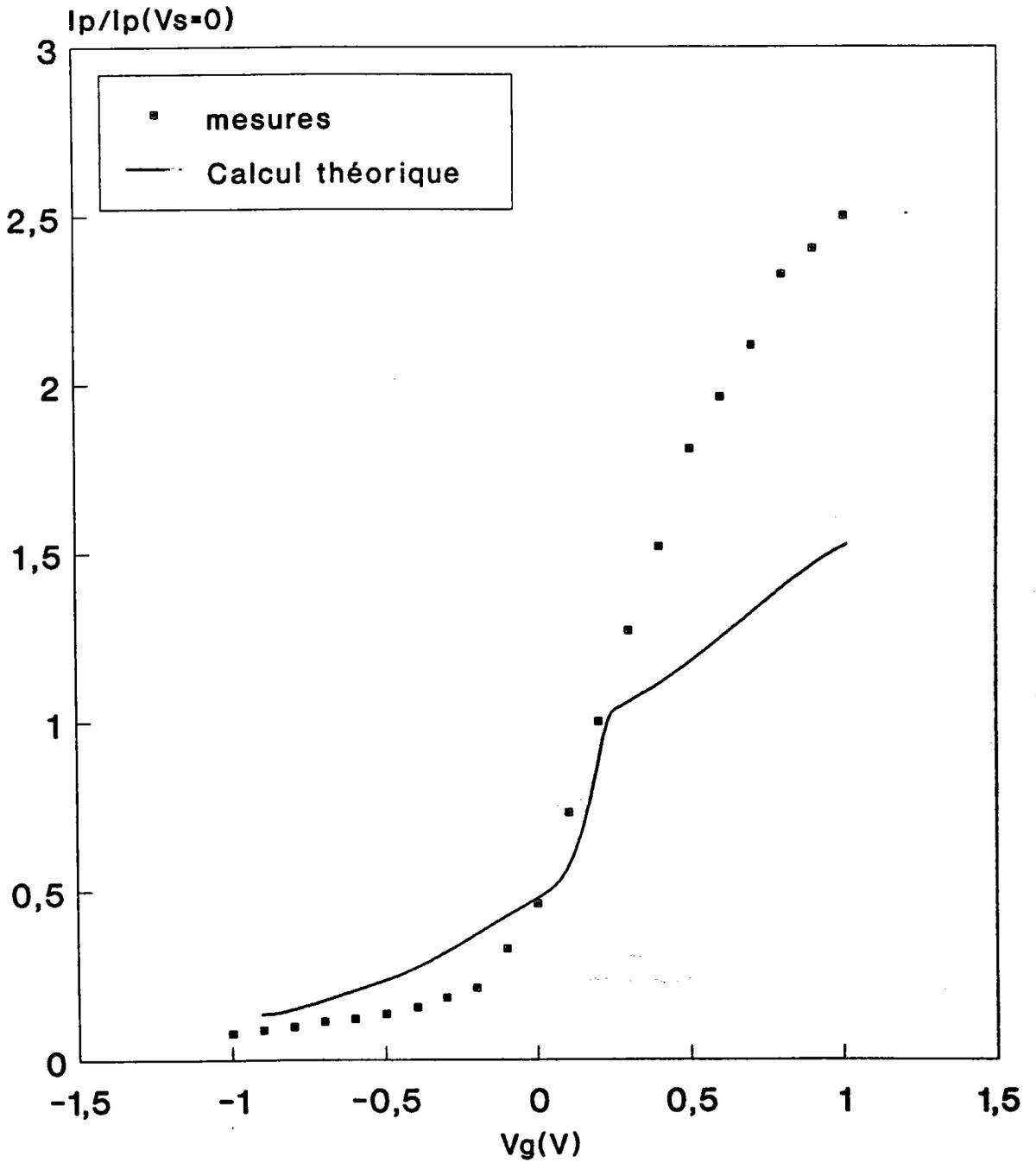


Figure 18: Evaluation de l'intensité de photoluminescence avec $L_p=1,6\mu m$.

(en trait continu)

les points représentent la courbe expérimentale.

Citons par exemple les travaux de Li [26] et Umebu et al [35] qui donnent des valeurs de L_p situées entre 1 et $2\mu\text{m}$; mais d'autres plages de L_p ont été rapportées par Bothra et al [22] qui situent L_p entre 2 et $4\mu\text{m}$, et enfin Diaduk [30] qui donne une valeur de L_p de $12\mu\text{m}$.

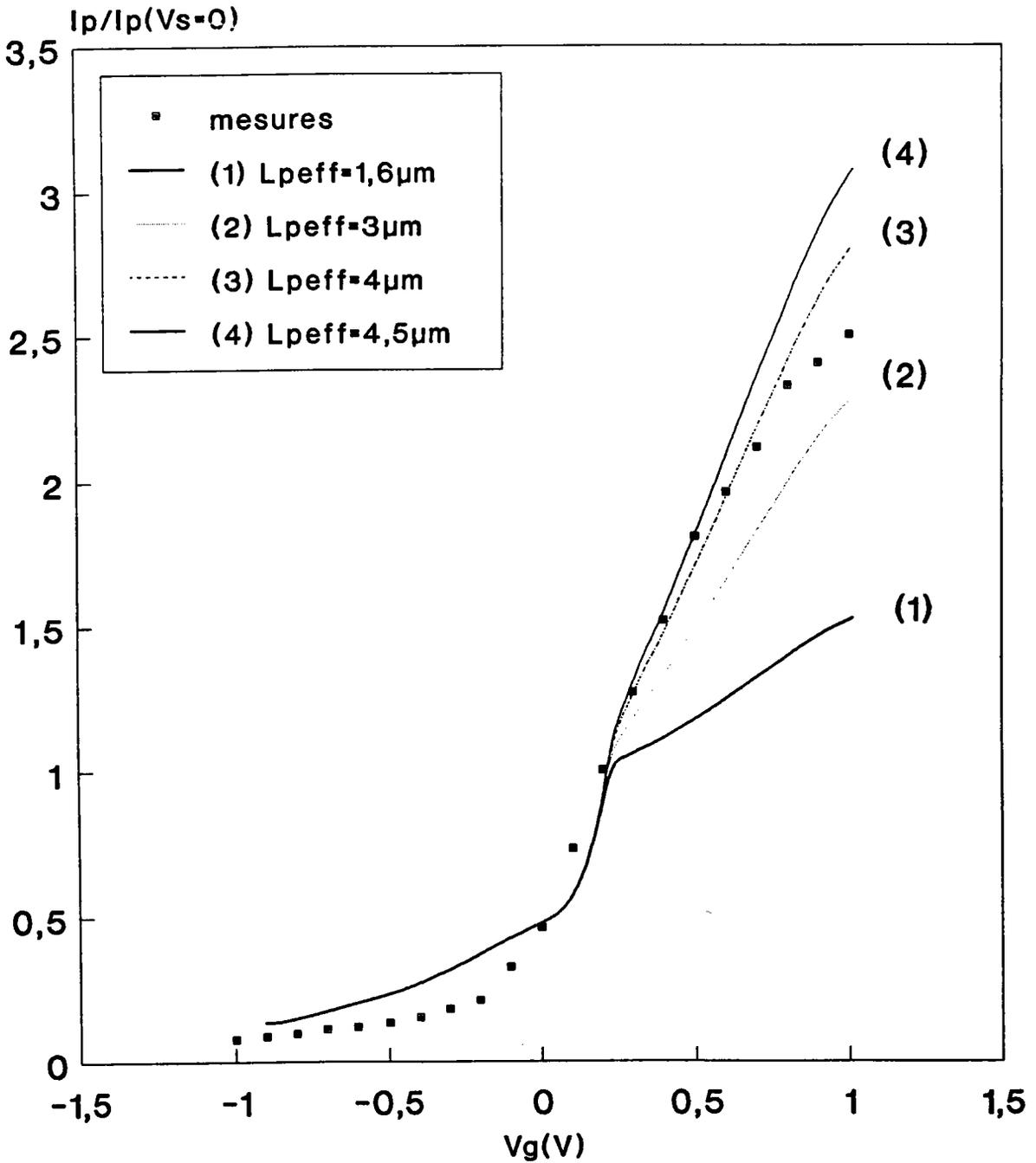
Ce paramètre L_p est lié à la durée de vie totale des minoritaires. Or la durée de vie radiative dans la zone d'accumulation est différente de celle de la zone neutre. Pour tenir compte de ceci, nous introduisons, dans une première approche, une longueur de diffusion effective L_p^* , différente de celle de la région neutre. Dans la zone d'accumulation, on utilise donc la distribution des porteurs excédentaires $\delta p^*(x)$ (voir formule (I.8) du chapitre premier) dans laquelle, on remplace simplement la longueur de diffusion L_p par la longueur de diffusion effective L_p^* .

Une augmentation de L_p^* conduit à une augmentation de $\delta p^*(x)$, d'où une augmentation de la contribution de la zone d'accumulation à la photoluminescence par l'intermédiaire du terme:

$$\int_0^w n(x)\delta p^*(x)\exp(-\beta x)dx \quad (\text{IV.29})$$

apparaissant dans la formule (IV.27)

La figure 19 présente les courbes théoriques d'intensité de photoluminescence obtenues avec différentes valeurs de L_p^* en zone d'accumulation. Nous avons adopté des valeurs allant de $1,6$ à $4,5\mu\text{m}$.



gure 19: Calcul théorique de l'intensité de photoluminescence avec des valeurs de L_{peff} différentes.

Un meilleur accord avec l'expérience est obtenu pour L_p^* comprise entre 3,5 et $4,5\mu\text{m}$. Ces valeurs de L_p^* dans la zone d'accumulation se situent dans l'éventail des valeurs de L_p dans le volume donné dans la littérature.

Discussion:

Dans le modèle proposé, nous montrons qu'une augmentation de la longueur de diffusion dans la zone d'accumulation, permet de mieux décrire nos résultats expérimentaux. Cette augmentation de L_p dans cette zone correspond à une augmentation de la durée de vie totale des porteurs minoritaires et serait l'effet de l'augmentation du rendement radiatif dans cette zone.

En effet, Winogradoff [25] montre que la création d'une couche d'accumulation par un champ électrique permet:

-de réduire la vitesse de recombinaison en surface; ceci est visible sur la figure 16.a de ce chapitre.

-d'augmenter la concentration des porteurs majoritaires près de la surface.

-de diminuer les recombinaisons non radiatives à travers les centres d'impuretés.

Ces différents facteurs conduisent à l'augmentation du rendement radiatif, η , dans cette zone.

Selon Lester [28] un autre phénomène peut augmenter le rendement radiatif du matériau. C'est le recyclage de photons.

Lorsque une paire électron-trou se recombine, le photon émis peut être réabsorbé donnant lieu à une nouvelle paire de porteurs qui à son tour se recombine créant un autre photon.... Ce phénomène en cascade est appelé recyclage des photons. Ce processus se traduit par une augmentation du nombre de recombinaisons par unité de temps et donc du rendement radiatif du matériau. Il correspond en même temps à une augmentation de la concentration des porteurs hors équilibre en régime permanent et au nombre de photons dans le semiconducteur. Ce qui se traduit par une augmentation de la durée de vie effective τ_p^* de ces porteurs. Il en découle alors, une augmentation de la longueur de diffusion effective L_p^* liée à la durée de vie τ_p^* par:

$$L_p^* = (\tau_p^* D_p)^{1/2} \quad \text{(IV.30)}$$

Par l'intermédiaire de la durée de vie effective, ces auteurs lient une augmentation du rendement radiatif η à une augmentation de L_p^* . Ainsi, ils expliquent la valeur de $L_p = 12 \mu\text{m}$ rapporté par Diaduk[30].

D'autres travaux récents [31,32] montrent que ce phénomène de recyclage des photons se traduit par une augmentation de la durée de vie effective τ_p^* des minoritaires. Ces auteurs montrent aussi qu'une illumination importante permet d'augmenter τ_p^* , et à partir de la relation (IV.30), toute augmentation de la durée de vie effective τ_p^* entraîne celle de L_p^* .

Dans notre cas, l'augmentation de l'intensité de photoluminescence en polarisation directe d'une structure MIS est liée à une augmentation du rendement radiatif dans cette zone en accord avec Winogradoff [25]. Cette augmentation du rendement radiatif, qui peut aussi être due à un effet de recyclage de photons, conduit à une augmentation de la durée de vie effective des minoritaires dans cette zone et enfin à une croissance de leur longueur de diffusion effective L_p^* [28].

Les valeurs de la longueur de diffusion que nous avons proposées, se situent dans l'éventail des valeurs de la littérature. Rappelons que généralement L_p se situe entre 1,6 et $4\mu\text{m}$ [22,26,35], mais que des valeurs plus grandes de $12\mu\text{m}$ [30] ou même $20\mu\text{m}$ [28] ont été rapportées.

Cette dispersion des résultats de la littérature, montre que la détermination de ce paramètre, par ailleurs important dans la technologie des dispositifs optoélectroniques, reste un des problèmes d'actualité sur InP et les semiconducteurs III-V.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M.ARMAND, D.V.BUI, J. CHEVRIER ET N.T.LINH
Revue Technique Thomson.CSF, 16, 47-100 (1984)
- [2] R.CARMONA, J.FARRE, D.LECROSNIER, F.RICHOU et J.J.SIMONNE
Rev. Phys. Appl. 19, 155-159 (1984)
- [3] R.IYER et D.LILE
J.Electrochem.Soc. 135, 691-697 (1988)
- [4] P.DIMITRIOU, A.FALCOU. P.KRANZ, G.POST et A.SCAVENNEC
SPIE, 1114 Indium Phosphide and Related Materials for Advanced Electronic and Optical Devices (1989) p;297-303
- [5] M.OKAMURA, T.KOBAYASHI
Jpn. J. Appl.Phys. 19, 2151 (1980)
- [6] S.SAUTREUIL, B.BAILLY, R.BLANCHET,M.GARRIGUES et
P.VIKTOROVITCH
Rev. Phys. Appl. 18, 769 (1983)
- [7] E.YAMAGUCHI et M.MINAKATA
J. Appl. Phys. 55, 3098 (1984)
- [8] A.BATH,P.J.VAN DER PUT, J.SCHOOMAN et B.LEPLEY
Appl. Surf. Science 39, 135-140 (1989)
- [9] A.BATH,P.J.VAN DER PUT, J.G.M.BECHT, J.SCHOOMAN et B.LEPLEY
J.Appl.Phys. 70, 4366-4370 (1991)
- [10] Y.HIROTA et T.KOBAYASHI
J. Appl. Phys. 53, 5037-5043 (1982)
- [11] B.BOUCHIKHI
Thèse d'Etat, Nancy I, 1988
- [12] E.H.NICOLLIAN et J.R.BREWS
MOS Physics and Technology -Wiley-Interscience Publication. 1982, pp 359

- [13] S.GOURRIER
Acta Electronica 25, 217-240 (1983)
- [14] B.LEPLEY, A.BATH et B.BOUCHEKHI
Rev. Phys. Appl. 23, 71 (1988)
- [15] R.R.CHANG, R.IYER ET D.LILE
J. Appl. Phys. 61, 1995-2004 (1987)
- [16] K.ANDO, A.YAMAMOTO, et M.YAMAGUCHI
Jpn. J. Appl. Phys. 20, 1107-1112 (1981)
- [17] K.ANDO, M.YAMAGUCHI
Jpn. J. Appl. Phys. 20, 1335-36 (1981)
- [18] K.METTLER
Appl. Phys. 12, 75-82 (1977)
- [19] R.E.HOLLINGSWORTH et J.R.SITES
J. Appl. Phys. 53, 5357-58 (1982)
- [20] J.M.MOISON et M.BENSOUSSAN
Rev. Phys. Appl. 22, 293-297 (1987)
- [21] J.M.MOISON, M.VAN ROMPAY et M.BENSOUSSAN
Appl. Phys. Lett. 48, 1362 -1364 (1986)
- [22] S.BOTHRA, S.TYAGI, S.K.GHANDI et J.M.BORREGO
Solid- State Electronics 34, 47-50 (1991)
- [23] H.C.CASEY et E.BUEHLER
Appl. Phys. Lett. 30, 247-249 (1977)
- [24] A.MANY, Y.GOLDSTEIN et N.B.GROVER
Semiconductor Surfaces
North Holland Publishing, Amsterdam (1965), p194-209
- [25] N.N. WINOGRADOFF
Phys. Rev. A138, 1562-1568 (1965)

- [26] S.L.LI
Appl. Phys. Lett. 29, 126-127 (1976)
- [27] H.MATHIEU
Physique des Semiconducteurs et Composants Electroniques
Masson (1987), p419
- [28] S.D.LESTER, J.S.KIM et B.G.STREETMANN
Appl. Phys. Lett. 52, 474-476 (1988)
- [29] A.AHAITOUF, A.BATH et B.LEPLEY
Phys. Stat. Solidi, 127, 159-165(1991)
- [30] V.DIADUK, S.H.GROVES, C.A.ARMIENTO et C.E.HURWITZ
Appl. Phys. Lett. 42, 892 (1983)
- [31] R.K.AHRENKIEL, D.J.DUNLAVY, B.KEYES, SM.VERNON, TM.DIXON,
S.P.TOBIN, K.L.MILLER et R.E.HAYES
Appl. Phys. Lett. 55, 1088-1090 (1989)
- [32] R.K.AHRENKIEL, J.MOLSON, D.J.DUNLAVY, B.M.KEYES et A.E.KIBBLER
J.Vac. Sci.Technol. A8, 3002-3005 (1990)
- [33] R.K.AHRENKIEL, B.M.KEYES et D.J. DUNLAVY
J. Appl. Phys. 70, 225-231 (1991)
- [34] J.SUNE, P.OLIVO et B.RICCO
J. Appl. Phys. 70, 337-345 (1991)
- [35] I.UMEBU, A.N.M.M CHOUDHURY et P.N.ROBSON
Appl. Phys. Let. 36, 302-303 (1980)
- [36] J.G.M.BECHT, A.BATH, E.HENGST, P.J.VAN DER PUT et J.SCHOONMAN
Journal de Physique, colloque C2,sup. au journal de physiqueII, 1, C2 617-624
(1991)
- [37] T.C.POON et H.C.CARD
J.Appl.Phys. 51, 6273-6278 (1980)
- [38] D.M.SCHLEICH, W.Y.F.LAI et A.LAM
Transformation of Organometallics into Common and Exotic Materials: Design

and Activation, NATO ASI SER. E, Edited by R.M.Laine (Martinus Nijhoff 1988), 148, p.178-184

[39] Y.HIROTA, M.OKUMURA et T.KOBAYASHI
J. Appl. Phys. 53, 536 (1983)

[40] L.G.MEINERS
J. Vac. Sci. Technol. 21, 655 (1982)

[41] D.E. ASPNES et A.A. STUDNA
Phys. Rev. B27, 985-1009 (1983)

CONCLUSION

L'objectif principal de ce travail est la caractérisation par photoluminescence des structures MS et MIS-InP. Ceci a nécessité la mise au point d'outils expérimentaux adaptés. C'est ainsi que nous avons mis au point les dispositifs nécessaires à:

- La mesure de l'intensité de photoluminescence I_p en fonction de la tension de polarisation V_g .
- La mesure de la dérivée dI_p/dV_g , en fonction de V_g .
- La mesure de la capacité et du courant en fonction de V_g .

Pour faciliter la mesure et assurer une reproductibilité des conditions expérimentales, nous avons automatisé tous les montages expérimentaux.

La deuxième partie de ce travail, a été consacrée à la caractérisation de structures Schottky et Schottky oxydées.

Nos résultats électriques et optiques relatifs au contact Schottky, sont comparables à ceux donnés dans la littérature.

Concernant les structures Schottky oxydées, nous en avons étudié deux types: des diodes que nous avons préparées par oxydation dans HNO_3 liquide et des diodes oxydées dans un plasma multipolaire. Sur ces deux catégories d'échantillons, les mesures de l'intensité de photoluminescence en fonction de la tension de polarisation, mettent en évidence une faible modulation du potentiel de surface V_s , ce que nous avons attribué à un blocage plus au moins partiel du niveau de Fermi dû aux états introduits par l'oxydation.

Sur les diodes oxydées en plasma multipolaire où l'effet de l'illumination est très faible, la hauteur de la barrière Schottky déterminée à partir des mesures courant-tension $J(V_g)$, doit être considérée avec précaution. En effet à partir des mesures d'intensité de photoluminescence $I_p(V_g)$, nous montrons que cette barrière se situe aux alentours de

0,5 eV, valeur faible par rapport à celle de 0,71eV obtenue à partir des caractéristiques $J(V_g)$.

La dernière partie de ce travail est consacrée à la caractérisation de structures MIS-InP. Une première étude sur les structures métal/BN/InP a été faite. Nos mesures montrent un effet important de l'intensité de l'illumination, qui doit donc être pris en compte dans les interprétations.

Enfin nous avons présenté une étude plus complète des structures Métal/Oxyde plasma RF bicouche/InP. A partir du modèle de la couche morte, en tenant compte des variations de la vitesse de recombinaison en surface S en fonction du potentiel de surface V_s , notre étude a montré pour ces échantillons que la valeur de S reste en-dessous de 10^4 cm/s et qu'en déplétion, les variations de $I_p(V_g)$ peuvent être décrites essentiellement par la modulation de l'épaisseur de la zone de déplétion en fonction de V_s .

Sur ces mêmes structures, nous avons proposé un modèle de calcul qui permet de décrire l'évolution de l'intensité I_p en régime d'accumulation. Ce modèle est basé sur l'augmentation du rendement radiatif h dans la zone d'accumulation. Cette variation de h liée à la concentration des porteurs majoritaires dans cette zone peut aussi être le résultat d'un recyclage de photons. Ceci correspond à une augmentation de la longueur de diffusion effective L_p^* des porteurs minoritaires dans cette zone. Les valeurs de L_p^* que nous avons proposées sont en bon accord avec celles publiées dans la littérature. L'amélioration de ce modèle est un des buts envisagés pour la continuité de ce travail.

Un autre point important dégagé de cette étude est que les deux caractéristiques $I_p(V_g)$ et $C(V_g)$ présentent le même sens d'hystérésis et sont dues à la modulation électrique de la zone de charge d'espace. Ceci montre qu'une corrélation entre ces deux types de mesures reste à faire, en particulier, on pourra évaluer la distribution de la densité d'états d'interface à partir des mesures $I_p(V_g)$, et la comparer avec celle déduite des mesures $C(V_g)$ comme il a été récemment proposé par Iyer et Lile (Référence 32 du chapitre I).

Résumé

Le phosphure d'indium (InP) est un semiconducteur composé III-V très attractif pour des applications dans les domaines de l'optoélectronique, des hyperfréquences et aussi pour la fabrication de circuits intégrés rapides. Ceci explique l'intense activité de recherche qui s'est développée autour de ce composé.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude par photoluminescence, en présence d'un champ électrique, de structures métal/semiconducteur (MS) et métal/isolant/semiconducteur (MIS).

Des diodes Schottky et Schottky oxydées ont été étudiées. La comparaison des caractéristiques de ces deux structures montre que l'oxydation s'accompagne de l'introduction d'états de surface ou d'interface. Ces défauts peuvent être à l'origine d'un blocage au moins partiel du niveau de Fermi à la surface. En particulier, pour les structures oxydées dans un plasma multipolaire d'oxygène, les mesures de photoluminescence permettent de montrer que la hauteur de la barrière Schottky déduite de la caractéristique courant-tension doit être considérée comme une barrière effective.

Sur des structures MIS où l'isolant est un oxyde plasma RF, une étude détaillée de l'intensité de photoluminescence en déplétion montre que la vitesse de recombinaison en surface est faible. Pour décrire l'évolution de l'intensité de photoluminescence $I_p(V_g)$ en régime d'accumulation, un modèle est proposé et discuté. Enfin une étude préliminaire sur des structures métal/BN/InP est présentée.

Mots clés

Phosphure d'indium (InP)- Structure Schottky- Structure MIS-Plasma multipolaire- Nitrure de bore (BN)- Photoluminescence- Vitesse de recombinaison en surface.

Abstract

InP is an attractive III-V compound semiconductor for optoelectronics and high frequency devices, and for high-speed integrated circuits. That explains the extensive researches developed about this compound.

In this work, measurements of the band-edge photoluminescence intensity under electrical field are used to characterize metal/semiconductor (MS) and metal/insulator/semiconductor (MIS) structures on n-InP.

Schottky and oxidized Schottky diodes were studied. Comparison of measured characteristics of these two types of samples shows that the oxydation introduces surface or interface states. These defects can be responsible for at least a partial pinning of the surface Fermi level. In the case of oxidized Schottky diodes, using multipolar plasma, the photoluminescence measurements show that the Schottky barrier height, deduced from the current-voltage characteristic, must be considered as an effective barrier.

For MIS structures obtained by growing native oxide by a plasma bilayer technique, a detailed photoluminescence study in reverse bias region was performed and, by comparison of theoretical curves and experimental results, it is concluded that the surface recombination velocity is small. To describe the behaviour of the photoluminescence intensity in accumulation, a model is proposed and discussed. Finally a preliminary study of metal/BN/InP structures is presented.

Keywords

Indium phosphide (InP)- Schottky structure- MIS structure- Multipolar plasma- Boron nitride (BN)- Photoluminescence- Surface recombination velocity.