

50376
1985
103

50376
1985
103

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

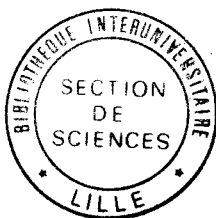
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Pascal PHILIPPE

**ETUDE DES NIVEAUX PROFONDS A L'INTERFACE
GaInAs / InP : INFLUENCE SUR LE COURANT D'OBSCURITE
DE PHOTODIODES REALISEES PAR MOCVD**



Soutenu le 12 Juillet 1985 devant la Commission d'Examen

M.	E.	CONSTANT	Président
M.	J.	ZIMMERMANN	Rapporteur
M.	J.	BENOIT	Examineur
M.	B. de	CREMOUX	Examineur
M.	K.	KAZMIERSKI	Examineur
M.	P.	POULAIN	Examineur
M.	A.	SCAVENNEC	Examineur

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers Monsieur B. de CREMOUX, du Laboratoire Central de Recherches de THOMSON-CSF, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et participer à la commission d'examen.

Je remercie profondément Monsieur le Professeur E. CONSTANT, Directeur du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de LILLE, qui m'a fait l'honneur de bien vouloir présider le jury de thèse.

Je dois beaucoup à Monsieur J. ZIMMERMANN, du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de LILLE, en raison des nombreux conseils qu'il m'a prodigués au cours de ces deux dernières années. Je le remercie sincèrement d'avoir accepté la charge d'être rapporteur de ce travail.

Je suis profondément reconnaissant à Monsieur J. BENOIT et à Monsieur A. SCAVENNEC, d'avoir bien voulu s'intéresser à ce travail et d'être membres du jury, en dépit de leurs multiples charges.

Je remercie vivement Messieurs P. POULAIN et K. KAZMIERSKI, du L.C.R. de THOMSON-CSF, pour leur contribution active à ce travail et les discussions enrichissantes qu'ils ont bien voulu m'accorder. Je les remercie également de leur participation à la commission d'examen.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à ce travail et sans lesquelles il n'aurait pu être mené à son terme.

* *
*

TABLE DES MATIERES

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES.....	1
INTRODUCTION.....	4
CHAPITRE I : LA PHOTODIODE GaInAs/InP.....	7
I.1. RAPPELS SUR LES PHOTODIODES.....	7
I.1.1. Absorption.....	7
I.1.2. Fonctionnement d'une photodiode.....	8
I.1.3. Rendement quantique.....	10
I.1.4. Vitesse de réponse.....	10
I.1.5. Bruit.....	11
I.2. DEFINITION DE LA STRUCTURE DES PHOTODIODES	
GaInAs.....	11
I.2.1. Objectifs.....	11
I.2.2. Choix du matériau.....	13
I.2.3. Choix de la structure.....	13
I.2.4. Position de la jonction P ⁺ -N.....	16
I.3. REALISATION DES PHOTODIODES.....	16
I.3.1. Epitaxie en phase liquide (EPL).....	17
I.3.2. Epitaxie en phase vapeur à partir de composés organo-métalliques (MOCVD).....	17
I.3.3. Réalisation de la jonction P ⁺ -N par dif- fusion de zinc.....	17
I.4. CARACTERISATION DES PHOTODIODES - PERFORMANCES..	18
I.4.1. Caractérisation optique.....	18
I.4.2. Caractérisation électrique.....	20
CHAPITRE II : MECANISMES PHYSIQUES A L'ORIGINE DU COU- RANT D'OBSCURITE.....	23
II.1. COURANT DE DIFFUSION.....	23
II.1.1. Calcul du courant de diffusion.....	23

II.1.2.	Variation du courant de diffusion avec la température et la tension.....	26
II.1.3.	Ordre de grandeur du courant de diffusion.....	27
II.2.	COURANT DE GENERATION.....	28
II.2.1.	Expression du courant de génération....	
II.2.2.	Variation du courant de génération avec la température.....	29
II.2.3.	Variation avec la tension.....	29
II.2.4.	Ordre de grandeur du courant de géné- ration.....	30
II.3.	COURANT TUNNEL.....	30
II.3.1.	Expression générale.....	30
II.3.2.	Courant tunnel bande à bande.....	31
II.3.3.	Courant tunnel par l'intermédiaire de pièges.....	32
II.3.4.	Variation du courant tunnel avec la température.....	33
II.3.5.	Variation du courant tunnel avec la tension.....	33
II.4.	COURANTS DE SURFACE - FUITES.....	34
CHAPITRE III : METHODES CAPACITIVES APPLIQUEES A LA CARACTERISATION DES PHOTODIODES.....		35
III.1.	METHODE CAPACITIVE DITE "STATIQUE".....	35
III.1.1.	Capacité statique.....	35
III.1.2.	Détermination du profil de dopage....	36
III.1.3.	Limites de la méthode.....	36
III.2.	APPLICATION DE LA METHODE STATIQUE A L'OBSER- VATION DE L'HETEROJONCTION GaInAs/InP.....	37
III.2.1.	Diagramme de bande de l'hétérojonc- tion isotype GaInAs/InP.....	37
III.2.2.	Profil de dopage apparent de l'hété- rojonction isotype GaInAs/InP.....	38
III.3.	ADMITTANCE D'UNE JONCTION P-N COMPORTANT DES PIEGES.....	41
III.3.1.	Introduction.....	41
III.3.2.	Statistique d'occupation d'un niveau piège.....	42

III.3.3. Evolution transitoire de l'occupation des pièges dans la zone désertée.....	45
III.3.4. Calcul de l'admittance.....	49
CHAPITRE IV : ETUDE EXPERIMENTALE DU COURANT D'OBSCURITE DES PHOTODIODES GaInAs/InP.....	51
IV.1. INTRODUCTION.....	51
IV.1.1. Dispositif expérimental.....	51
IV.1.2. Traitement des mesures.....	53
IV.2. ANALYSE DU COURANT D'OBSCURITE DES PHOTODIODES EPL.....	53
IV.2.1. Structure des photodiodes étudiées.....	53
IV.2.2. Caractéristiques de courant d'obscurité.....	55
IV.2.3. Courant de génération.....	55
IV.2.4. Courant tunnel par pièges.....	61
IV.2.5. Courant tunnel bande à bande.....	63
IV.2.6. Caractéristiques de courant d'obscurité.....	63
IV.3. COURANT D'OBSCURITE DES PHOTODIODES MOCVD.....	66
IV.3.1. Structure des photodiodes étudiées.....	66
IV.3.2. Caractéristiques de courant d'obscurité.....	71
IV.3.3. Courant de génération.....	74
IV.3.4. Courant d'obscurité aux tensions moyennes.....	76
IV.4. MODELE DE COURANT DE GENERATION ACTIVE PAR LE CHAMP ELECTRIQUE.....	78
IV.4.1. Modèle.....	78
IV.4.2. Application à l'interprétation du courant d'obscurité.....	81
CHAPITRE V : ANALYSE CAPACITIVE DES PHOTODIODES MOCVD..	87
V.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	87
V.2. CARACTERISATION DE L'HETEROJONCTION GaInAs/InP..	89
V.3. CARACTERISATION DES PIEGES A L'INTERFACE GaInAs/InP.....	93

V.3.1. Introduction.....	93
V.3.2. Résultats expérimentaux.....	97
V.3.3. Energie d'activation et section de capture apparentes.....	97
V.3.4. Détermination du profil de concentration de pièges.....	101
V.3.5. Discussion.....	105
V.3.6. Conclusion.....	106
CHAPITRE VI : SIMULATION DU PROFIL DE CONCENTRATION APPARENTE DE L'HETEROJONCTION GaInAs/InP EN PRESENCE DE PIEGES.....	107
VI.1. MODELE.....	107
VI.1.1. Principe de la méthode de simulation...	107
VI.1.2. Modélisation de l'action de la fréquence de mesure.....	110
VI.2. RESULTATS.....	111
VI.3. CONCLUSION.....	114
CONCLUSION.....	116
REFERENCES.....	118

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

C	: Capacité
C_S	: Capacité statique
C_{BT}, C_{HT}	: Capacité basse et haute température
C_0, C_∞	: Capacité basse et haute fréquence
c_n, c_p	: Coefficients de capture
D_n, D_p	: Coefficients de diffusion
E_c, E_v	: Niveau d'énergie des bandes de conduction et de valence
E_F, E_i	: Niveau de Fermi et niveau de Fermi intrin- sèque
E_g	: Largeur de bande interdite
E_t	: Niveau d'énergie des pièges
E_{na}, E_{pa}	: Energie d'activation apparente des taux d'émission d'électrons et de trous
E_B	: Hauteur de barrière
E_{TUN}	: Hauteur de barrière à 0 K
e_n, e_p	: Taux d'émission d'électrons et de trous
F, F_M	: Champ électrique et champ électrique à la jonction P-N
f_t	: fonction d'occupation des pièges
f_e, f_d	: fonction d'occupation des pièges à l'équili- bre et dans la zone désertée
g, g_t, g_d	: Dégénérescence
h	: Constante de Planck
I_{obs}	: Courant d'obscurité
I_g	: Courant de génération
K_n, K_p	: Constantes d'émission
k	: Constante de Boltzmann

L_n, L_p	: Longueurs de diffusion
m_0	: Masse de l'électron libre
m^*	: Masse effective
m_e^* ou m_n^*	: Masse effective des électrons
m_p^*	: Masse effective des trous
$m_{\ell h}^*, m_{hh}^*$: Masse effective des trous légers et lourds
N_C, N_V	: Densité d'états effective dans les bandes de conduction et de valence
N_A	: Concentration d'atomes dopants de type N
N_D ou N_d	: Concentration d'atomes dopants de type P
N_S	: Densité surfacique de charge fixe
N_t	: Concentration de pièges
N^*	: Dopage apparent
N_t^*	: Concentration apparente de pièges
n	: Concentration d'électrons
n_i	: Concentration intrinsèque
n_t	: Concentration d'électrons piégés
n^*	: Concentration apparente d'électrons libres
p	: Concentration de trous
Q	: Charge contenue dans la zone désertée
q	: Charge de l'électron
q_t	: Incrément de charge piégée par unité de surface
q_n	: Incrément de charge par unité de surface dû aux électrons libres
S	: Surface de jonction
T	: Température
V	: Taux de génération
V, V_{bi}	: Tension appliquée et potentiel de diffusion

v	: Incrément de tension appliquée
v_{th}	: Vitesse thermique des porteurs
W	: Largeur de la zone désertée
w	: Variation de la largeur de la zone désertée
X	: Position dans la zone désertée où l'occupation des pièges atteint sa valeur médiane
x_t	: Variation de la position X
x_j	: Position de l'hétérojonction
γ	: Paramètre dépendant des états initiaux et finaux
ΔE_g	: Différence de largeur de bande interdite
$\Delta E_c, \Delta E_v$: Discontinuité de bande de conduction et de valence
ϵ, ϵ_r	: Permittivité et permittivité relative
θ	: Paramètre dépendant de la forme de la barrière
μ_n, μ_p	: Mobilités
σ	: Coefficient de température de la largeur de bande interdite
σ_i	: Charge fixe superficielle d'interface
σ_n, σ_p	: Sections de capture
σ_{na}, σ_{pa}	: Sections de capture apparente
$\sigma_{n\infty}, \sigma_{p\infty}$: Sections de capture à température infinie
τ_n, τ_p	: Durées de vie
τ_{eff}	: Durée de vie effective
ω	: Pulsation de mesure
ω_0	: Pulsation de coupure des pièges pour une concentration de pièges nulle
ω_t	: Pulsation de coupure des pièges pour une concentration de pièges non nulle.

INTRODUCTION

Les progrès réalisés, ces dernières années, dans la technologie des fibres optiques, rendent aujourd'hui très attractifs les systèmes de télécommunication optique. Ceux-ci présentent des performances supérieures aux systèmes classiques à bien des égards [1] :

- bande passante plus large (plusieurs dizaines de GHz.km)
- faible atténuation (quelques dixièmes de dB/km)
- insensibilité aux parasites électromagnétiques
- encombrement réduit
- prix de revient potentiel moins élevé.

Les caractéristiques de transmission des fibres optiques font apparaître des "fenêtres", situées autour des longueurs d'onde 1,3 μm et 1,55 μm , pour lesquelles l'atténuation de la lumière est très faible (0,27 dB/km à 1,3 μm et 0,16 dB/km à 1,55 μm).

Cette propriété a conduit à rechercher des émetteurs et récepteurs optiques fonctionnant à ces longueurs d'onde.

Les récepteurs actuellement utilisés sont des photodiodes à avalanche en germanium.

Cependant, les dispositifs utilisant les matériaux GaInAs/InP présentent des performances potentielles supérieures, et deux types de détecteurs, offrant des performances voisines, sont actuellement étudiés en laboratoire :

- les photodiodes à avalanche GaInAs/InP
- les récepteurs de type PIN-FET, composés d'une photodiode PIN-GaInAs/InP et d'un amplificateur à faible bruit à transistor FET en AsGa.

Les détecteurs étudiés ici sont des photodiodes PIN-GaInAs/InP, réalisées par épitaxie liquide (EPL) ou par épitaxie en phase vapeur à partir de composés organo-métalliques (MOCVD). Cette dernière technique d'épitaxie, d'un grand intérêt industriel, est actuellement en cours d'étude au laboratoire.

Les performances des photodiodes sont généralement limitées par un courant d'obscurité relativement élevé et difficilement reproductible, étroitement lié à la qualité cristalline du matériau semiconducteur.

Aussi nous sommes-nous attachés, dans cette étude, à rechercher les mécanismes à l'origine du courant d'obscurité afin de déterminer dans quel sens agir pour le réduire et le contrôler.

Cette analyse a tout d'abord été conduite dans le sens d'une interprétation à l'aide des modèles généralement admis (génération thermique, tunnel par pièges et bande à bande).

Puis, nous avons montré qu'une interprétation satisfaisante du courant d'obscurité pouvait être obtenue dans l'hypothèse d'un mécanisme d'émission thermo-ionique à partir de centres profonds.

Une part importante du travail présenté ici, est également consacrée à la caractérisation de l'hétérojonction GaInAs/InP réalisée par MOCVD. L'action des pièges, observés à l'interface par spectroscopie capacitive, sur le courant d'obscurité des photodiodes MOCVD est mise en évidence.

Par ailleurs, la délicate question de la discontinuité de bande de conduction à l'interface GaInAs/InP est soulevé au cours de la discussion sur l'évolution, avec la température et la fréquence de mesure, du profil de concentration apparente de l'hétérojonction. En effet, il est montré que l'interprétation la plus cohérente est obtenue dans l'hypothèse d'une discontinuité nulle.

Enfin, l'intérêt de ce travail, pour l'amélioration de la qualité des photodiodes, sera discuté en conclusion.

C H A P I T R E I

LA PHOTODIODE GAInAs/INP

I.1. RAPPELS SUR LES PHOTODIODES

I.1.1. ABSORPTION

Lorsqu'on éclaire un cristal semiconducteur par une lumière monochromatique, le flux lumineux transmis ϕ_0 subit une atténuation au cours de sa pénétration dans le semiconducteur qui est donnée par :

$$\phi(x) = \phi_0 \exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (1.1)$$

où x est la profondeur de pénétration selon la direction optique et α le coefficient d'absorption du semiconducteur à la longueur d'onde λ considérée.

Le coefficient d'absorption est proportionnel à la quantité de transitions entre états électroniques autorisées sous l'effet de l'absorption par les électrons de l'énergie $h\nu$ des photons incidents. Dans un matériau semiconducteur à largeur de bande interdite directe, l'absorption est principalement causée par les transitions des électrons liés de la bande de valence vers la bande de conduction, qui ne sont permises que si :

$$h\nu \geq E_g$$

où E_g est la largeur de bande interdite.

Le coefficient d'absorption associé à ce type de transitions est alors exprimé par :

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (1.2)$$

où A est une constante dépendant des valeurs des masses effectives des électrons et des trous.

Les propriétés d'absorption des matériaux semiconducteurs sont mises à contribution pour la réalisation de composants photodétecteurs, en particulier les photodiodes dont nous rappelons ici brièvement le fonctionnement.

I.1.2. FONCTIONNEMENT D'UNE PHOTODIODE

La photodiode comprend une zone désertée de porteurs libres située entre deux régions quasi-neutres respectivement de type P et N. Elle effectue la transformation de l'énergie lumineuse en énergie électrique de la manière suivante (voir figure 1) :

- Les photons incidents d'énergie $h\nu$ supérieure à la largeur de bande interdite E_g du matériau semiconducteur sont absorbés par création de paires électron-trou.

- Les paires électron-trou créées dans la zone désertée sont soumises à un champ électrique élevé et donnent lieu à un courant pendant leur transit.

- Les paires électron-trou créées dans les zones quasi-neutres ne donnent lieu à un courant que si les porteurs minoritaires diffusent jusqu'à la zone désertée.

Une photodiode doit répondre à certaines exigences qui sont principalement :

- un rendement quantique élevé,
- une vitesse de réponse élevée,
- un faible bruit.

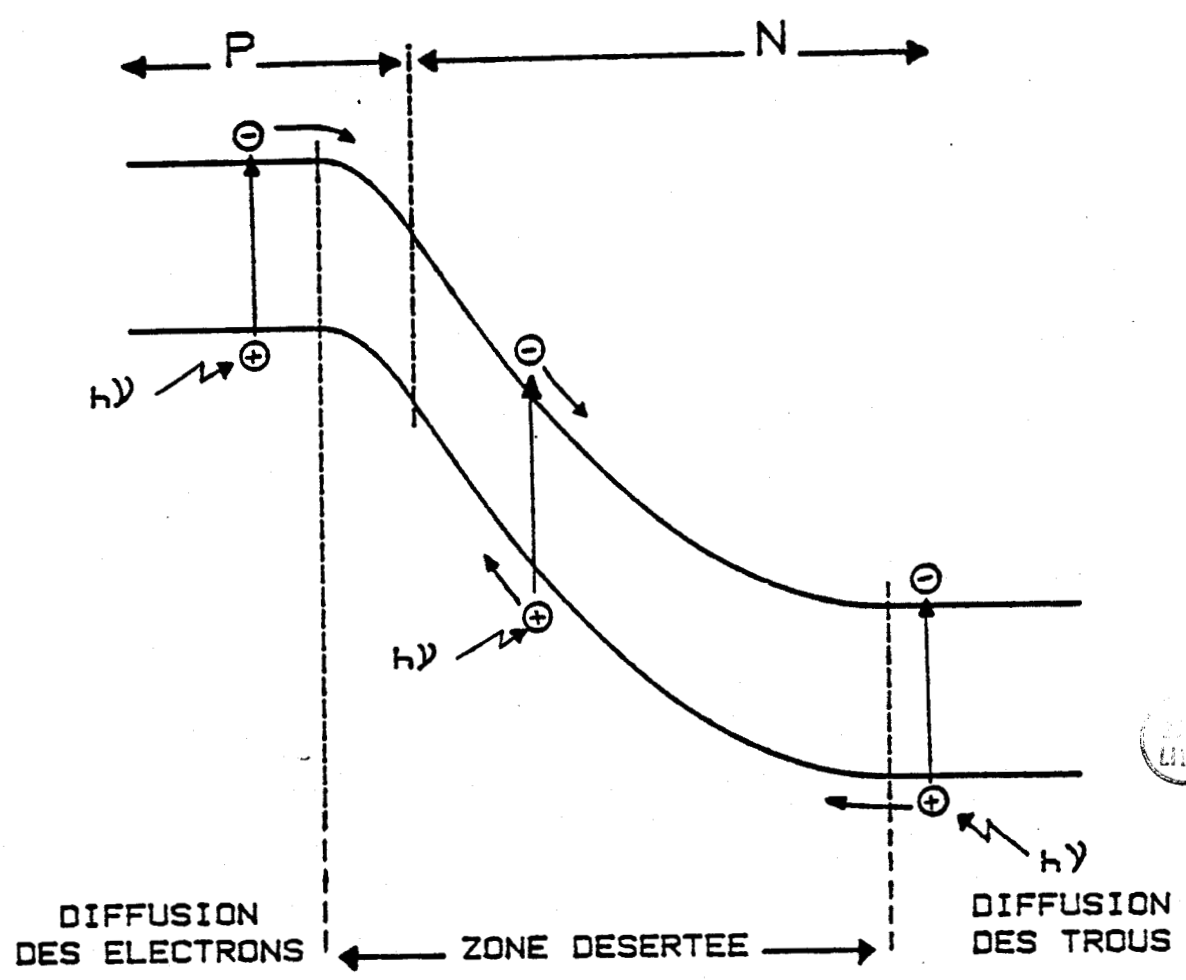


FIGURE 1 : Schéma de fonctionnement d'une photodiode.

I.1.3. RENDEMENT QUANTIQUE

Le rendement quantique mesure l'efficacité de la transformation de l'énergie lumineuse en énergie électrique. Il est défini par le nombre de paires électron-trou collectées par photon incident :

$$\eta = \frac{(I_{ph}/q)}{(P_{opt}/h\nu)} \quad (1.3)$$

avec : I_{ph} = photocourant
 P_{opt} = puissance lumineuse
 $h\nu$ = énergie du photon.

Le rendement quantique dépend, d'une part, du coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde considérée, et d'autre part, de l'aptitude de la photodiode à collecter les paires électron-trou créées.

I.1.4. VITESSE DE REPONSE

La vitesse de réponse détermine les performances en haute fréquence de la photodiode. Elle est limitée par le temps de transit des porteurs à travers la zone désertée, auquel s'ajoute dans le cas de paires électron-trou générées en zone quasi-neutre, le temps nécessaire aux porteurs minoritaires pour diffuser jusqu'à la zone désertée.

A ces constantes de temps intrinsèques, dépendantes du matériau et de la structure choisis, s'ajoute la constante de temps du circuit R-C_J formé par la photodiode, de capacité C_J, et sa résistance de charge R.

I.1.5. BRUIT

Le bruit propre de la photodiode est un bruit de grenaille lié aux fluctuations de courant. Il est donné par :

$$\langle i^2 \rangle = 2q \left(I_{\text{obs}} + I_{\text{ph}} \right) B \quad (1.4)$$

avec : I_{obs} = courant d'obscurité

I_{ph} = photocourant

B = bande passante.

Le bruit limite la puissance optique minimale détectable. Quand la photodiode est intégrée dans un récepteur optique, on montre [I.1] que la capacité de jonction C_j apporte une contribution au bruit total, aussi doit-elle être aussi faible que possible.

I.2. DEFINITION DE LA STRUCTURE DES PHOTODIODES GaInAs


I.2.1. OBJECTIFS

Les photodiodes ont été réalisées en vue de la détection dans la gamme spectrale 1-1,6 μm . Nous distinguerons :

- Les photodiodes "signal", destinées à être placées en bout de fibre optique et entrant dans la composition d'un récepteur optique de type PIN-TEC.

- Les photodiodes de contre-réaction, destinées à l'asservissement de la puissance optique émise par le laser d'un émetteur optique.

Le diamètre de la région active optiquement, la tension de polarisation ainsi que les performances à atteindre, selon l'utilisation envisagée sont portées dans le tableau 1.

CARACTERISTIQUE	PHOTODIODE SIGNAL	PHOTODIODE CONTRE-REACTION
DIAMETRE REGION ACTIVE	> 70 μm	300 μm
TENSION DE POLARISATION	< 20 V	5 V
COURANT D'OBSCURITE	< 10 nA	< 1 μA
CAPACITE DE JONCTION	< 0,5 pF	< 10 pF
RENDEMENT QUANTIQUE	> 50 %	> 20 %
TEMPS DE REPONSE sur 50 Ω	< 0,3 ns	

TABEAU 1 : Performances requises pour les différentes applications.

I.2.2. CHOIX DU MATERIAU

Le matériau choisi est le $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ de composition adaptée à InP, qui présente une forte absorption aux longueurs d'onde inférieures à $1,7 \mu\text{m}$, et dont la largeur de bande interdite est suffisamment élevée pour obtenir des courants d'obscurité faibles.

D'autre part, ce matériau présente des propriétés de transport intéressantes qui permettent d'atteindre un temps de réponse très court, de l'ordre de la centaine de picosecondes [I.2, I.3].

Les propriétés physiques principales de ce matériau sont résumées dans le tableau 2.

I.2.3. CHOIX DE LA STRUCTURE

Quelle que soit l'utilisation envisagée de la photodiode, la structure retenue est du type "mésa", comme schématisée en figure 2.

La photodiode est éclairée par la face supérieure et l'absorption lumineuse a lieu principalement dans la zone de charge d'espace.

Pour obtenir des couches pures, la jonction $\text{P}^+\text{-N}$ est réalisée après épitaxie, si bien que la structure est initialement de type N, et se compose de trois couches adaptées déposées sur un substrat InP de type N^+ , qui sont :

- La couche tampon : son rôle est de séparer le substrat de la couche active afin d'éviter la pollution de celle-ci par exodiffusion d'impuretés provenant du substrat.

	GaInAs	InP
E_g (eV) 300K	0,75	1,35
σ (eV/K)	$3 \cdot 10^{-4}$	
n_i (cm ⁻³) 300K	10^{12}	10^7
m_e^* / m_0	0,041	0,08
m_{hh}^* / m_0	0,6	0,85
m_{lh}^* / m_0	0,051	0,09
μ_n (cm ² /V.s)	10000	4000
μ_p (cm ² /V.s)	250	100
ϵ_r	13,4	12,4
L_n (μm) typeP	2	
L_p (μm) typeN	2	
α (cm ⁻¹) $\lambda=1,5\mu\text{m}$	$2 \cdot 10^4$	

TABLEAU 2 : Propriétés physiques des matériaux GaInAs et InP.

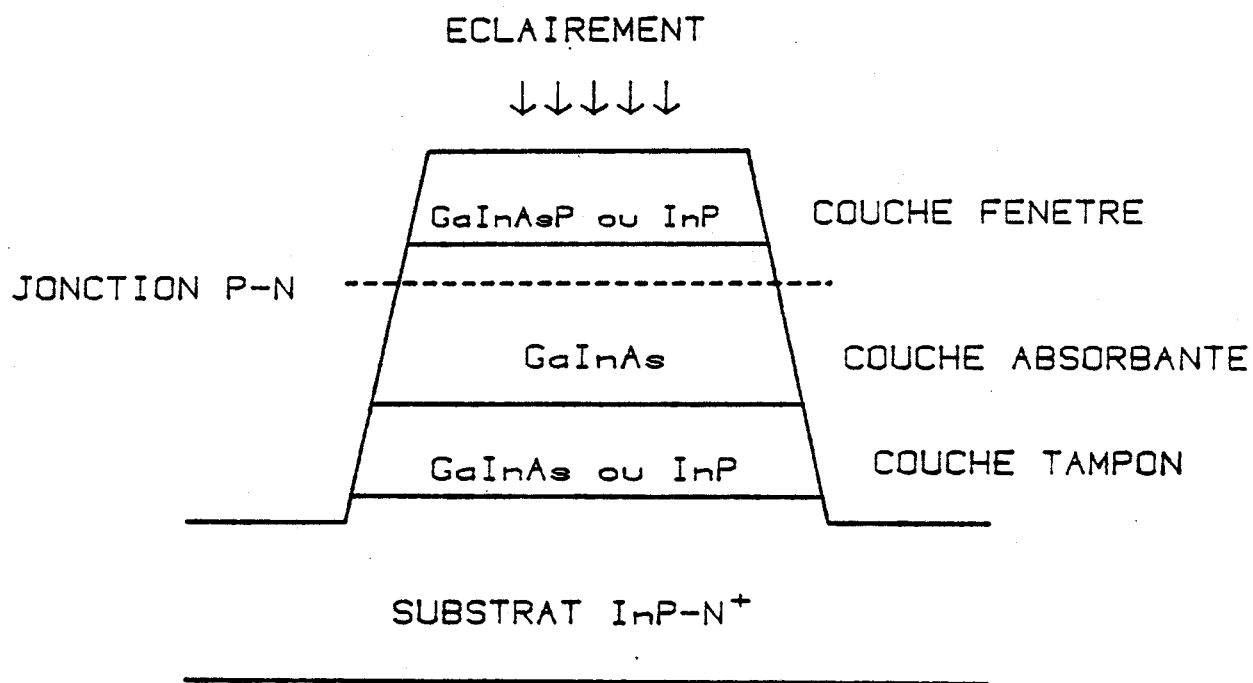


FIGURE 2 : Structure des photodiodes.

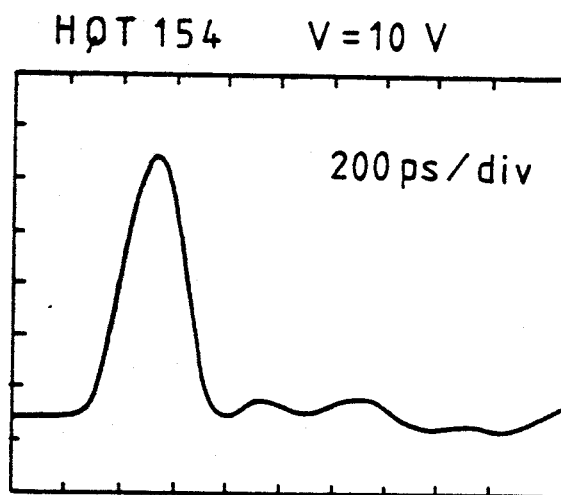


FIGURE 3 : Réponse impulsionnelle.

- La couche active en GaInAs : son épaisseur est suffisante ($\geq 3 \mu\text{m}$) pour assurer l'absorption quasi-totale de la lumière incidente dans la gamme spectrale utile, afin d'obtenir un rendement quantique élevé. Le dopage résiduel est faible (quelques 10^{15} atomes/cm³) afin de diminuer la capacité de jonction et de permettre une tension de travail peu élevée (< 20 volts).

- La couche fenêtre : celle-ci est réalisée dans un matériau à grande largeur de bande interdite transparent aux longueurs d'onde de travail de la photodiode. Son rôle est surtout de diminuer les recombinaisons à la surface nuisibles à l'obtention d'un rendement quantique élevé.

I.2.3. POSITION DE LA JONCTION P⁺-N

La jonction P⁺-N est située dans la couche active GaInAs, à proximité de l'interface avec la couche fenêtre. Du point de vue du temps de réponse de la photodiode, cette position de la jonction n'est pas optimale, car les électrons générés optiquement dans la zone GaInAs de type P doivent diffuser jusqu'à la jonction pour être collectés, ce qui contribue à augmenter le temps de réponse [I.4]. Cependant, l'interface séparant la couche GaInAs de la couche fenêtre se trouve ainsi hors de la zone de champ électrique, ce qui évite la dégradation du courant d'obscurité causée par les défauts éventuellement présents à l'interface.

I.3. REALISATION DES PHOTODIODES

Deux techniques de croissance ont été employées pour la réalisation des photodiodes :

I.3.1. EPITAXIE EN PHASE LIQUIDE (E.P.L.)

Cette technique a maintenant fait ses preuves dans notre laboratoire et reste encore la référence du point de vue de la qualité du matériau obtenu. Elle a l'avantage d'être relativement simple et peu coûteuse. Cependant, son avenir industriel est limité en raison des faibles surfaces épitaxiées par croissance. De plus, il est difficile de faire croître InP sur un composé ternaire GaInAs. Pour cette raison, la couche fenêtre des photodiodes réalisées par épitaxie liquide est en GaInAsP, avec une composition telle que le rayonnement de longueur d'onde $\lambda \geq 1,3 \mu\text{m}$ n'y soit pas absorbé.

I.3.2. EPITAXIE EN PHASE VAPEUR A BASSE PRESSION A PARTIR DE COMPOSES ORGANO-METALLIQUES (MOCVD)

C'est une technique à vocation industrielle car elle permet d'épitaxier sur de grandes surfaces. La vitesse de croissance assez lente devient un avantage dans la réalisation de structures nécessitant des couches fines, d'épaisseur contrôlée (ex : lasers à puits quantique). Cette technique permet également de réaliser des interfaces ainsi que des profils de dopage abrupts. Les photodiodes ont été réalisées à partir des sources triéthylgallium ($\text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$), triéthylindium ($\text{In}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$), arsine (AsH_3) et phosphine (PH_3), à la température de 550°C .

I.3.3. REALISATION DE LA JONCTION $\text{P}^+\text{-N}$ PAR DIFFUSION DE ZINC

La diffusion de zinc est effectuée à travers la couche fenêtre à partir d'une source Zn_3P_2 , selon la technique de l'ampoule semi-fermée [I.5].

La technique est maintenant éprouvée et la profondeur de la diffusion est bien contrôlée tant que la concentration

résiduelle n'est pas trop faible : $N_D - N_A \geq 10^{15}$ atomes/cm³.

En deça de cette limite, il apparaît un second front de diffusion dont la position n'est pas contrôlée, aboutissant à la formation d'une zone de type P⁻ entre les deux fronts [I.6].

I.4. CARACTERISATION DES PHOTODIODES. PERFORMANCES

I.4.1. CARACTERISATION OPTIQUE

Elle a pour objet la mesure du temps de réponse et du rendement quantique des photodiodes. La caractérisation optique n'étant pas l'objet principal de notre travail nous décrivons ici rapidement les moyens mis en oeuvre pour la mesure des performances optiques et les résultats obtenus.

a) Réponse transitoire

La photodiode est éclairée par une fibre optique couplée à un laser semiconducteur qui délivre des impulsions de courte durée (≈ 100 ps). Le photocourant est recueilli par un circuit rapide dont le temps de réponse est de l'ordre de 200 ps, et visualisé sur un oscilloscope à échantillonnage. L'examen du signal permet d'estimer le temps de réponse de la photodiode. La largeur de l'impulsion à mi-hauteur est couramment inférieure à 500 ps (voir figure 3), ce qui correspond à un temps de réponse propre à la photodiode inférieur aux 300 ps requis pour une application en photodiode signal, compte tenu de la durée de l'impulsion laser et du temps de réponse du circuit.

b) Rendement quantique

Le signal lumineux est émis par une lampe quartz-iode. La longueur d'onde est sélectionnée par un monochromateur et

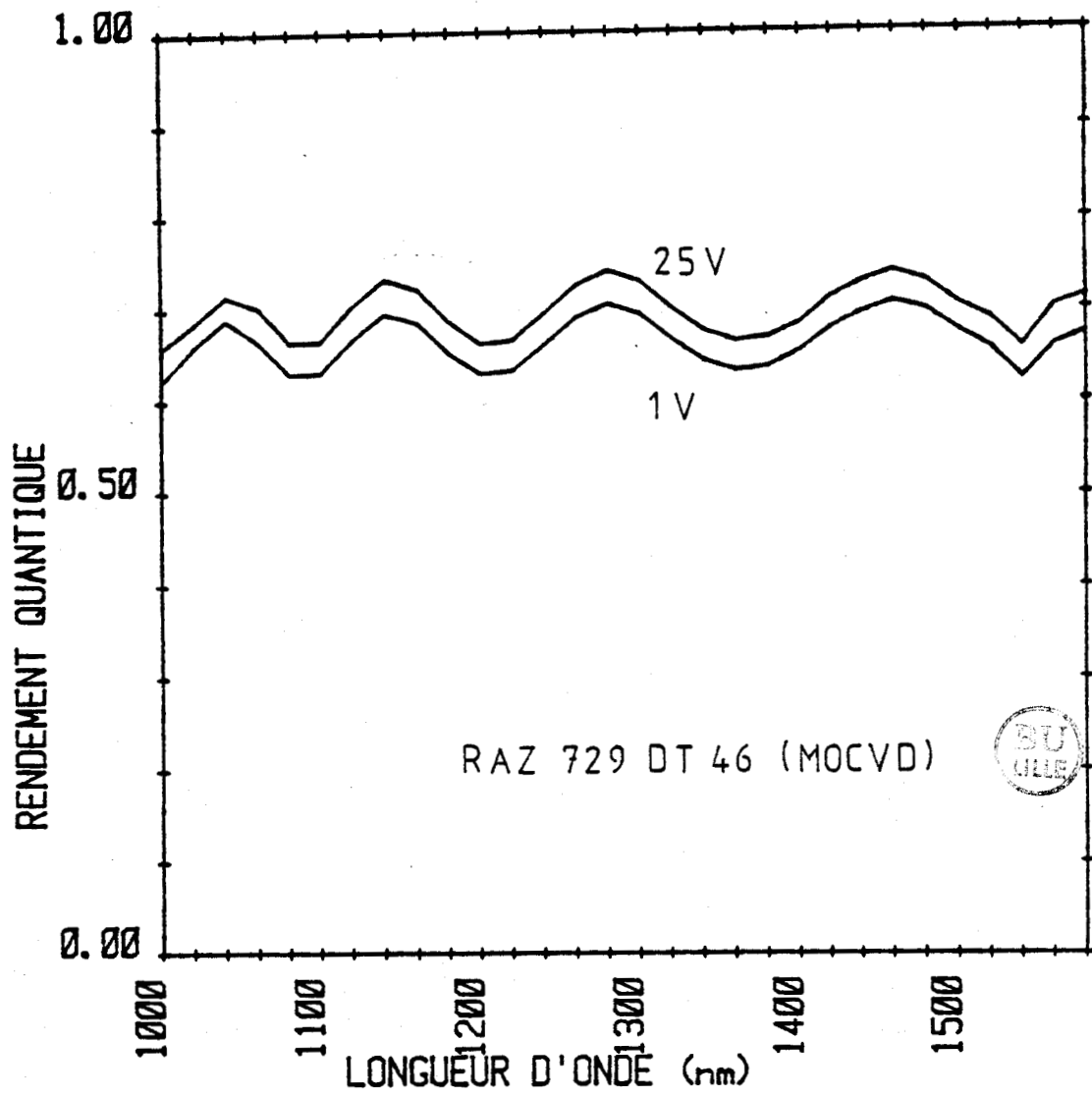


FIGURE 4 : Rendement quantique.

le faisceau est focalisé sur la photodiode par un objectif de microscope. La mesure du rendement est effectuée par comparaison avec une diode de référence, et en détection synchrone pour obtenir un rapport signal sur bruit élevé. Le rendement quantique des photodiodes est typiquement de 60 à 70 % sur la gamme de longueurs d'onde de 1 μm à 1,6 μm , ce qui est supérieur au minimum requis pour une application en photodiode signal (voir figure 4).

1.4.2. CARACTERISATION ELECTRIQUE

a) Caractéristique capacité-tension

A partir de cette caractéristique, on obtient le profil apparent de concentration résiduelle dans la couche absorbante. On détermine également la tension de polarisation nécessaire pour obtenir une capacité de jonction inférieure à 0,5 pF. Cette tension est généralement de l'ordre d'une dizaine de volts pour une diode signal, compte tenu du dopage résiduel atteint qui est de l'ordre de 10^{15} atomes/cm³.

b) Caractéristique courant-tension inverse en obscurité

La nécessité d'obtenir un courant d'obscurité inférieur à 10 nA à la tension de travail pour une photodiode signal représente une contrainte sévère et difficilement reproductible. Comme annoncé dans l'introduction, les performances des photodiodes GaInAs sont généralement limitées par un niveau de courant d'obscurité trop élevé.

Pourtant, de bons résultats ont été obtenus, tant par épitaxie liquide (EPL), que par épitaxie en phase vapeur (MOCVD). Les résultats de l'analyse statistique du courant d'obscurité, effectuée sur les plaques HQT 154 (EPL) et RAZ 1112 (MOCVD) avant clivage, présentés en figure 5, montrent que des courants d'obscurité moyens de l'ordre de 2 nA ont pu

être atteints. La densité de courant correspondante ($J \approx 3.10^{-5} \text{ A/cm}^2$) est toutefois d'un ordre de grandeur plus élevée que les meilleurs résultats publiés à ce jour [I.3, I.7, I.8].

Dans les chapitres suivants, nous essaierons de déterminer les mécanismes à l'origine du courant d'obscurité, par analyse de ses variations avec la tension appliquée à la photodiode et la température.

Une étude capacitive des photodiodes sera menée parallèlement, afin de déterminer la concentration résiduelle de la couche active, de caractériser les hétérojonctions et éventuellement, de mettre en évidence les pièges contenus dans le matériau.

nombre de photodiodes

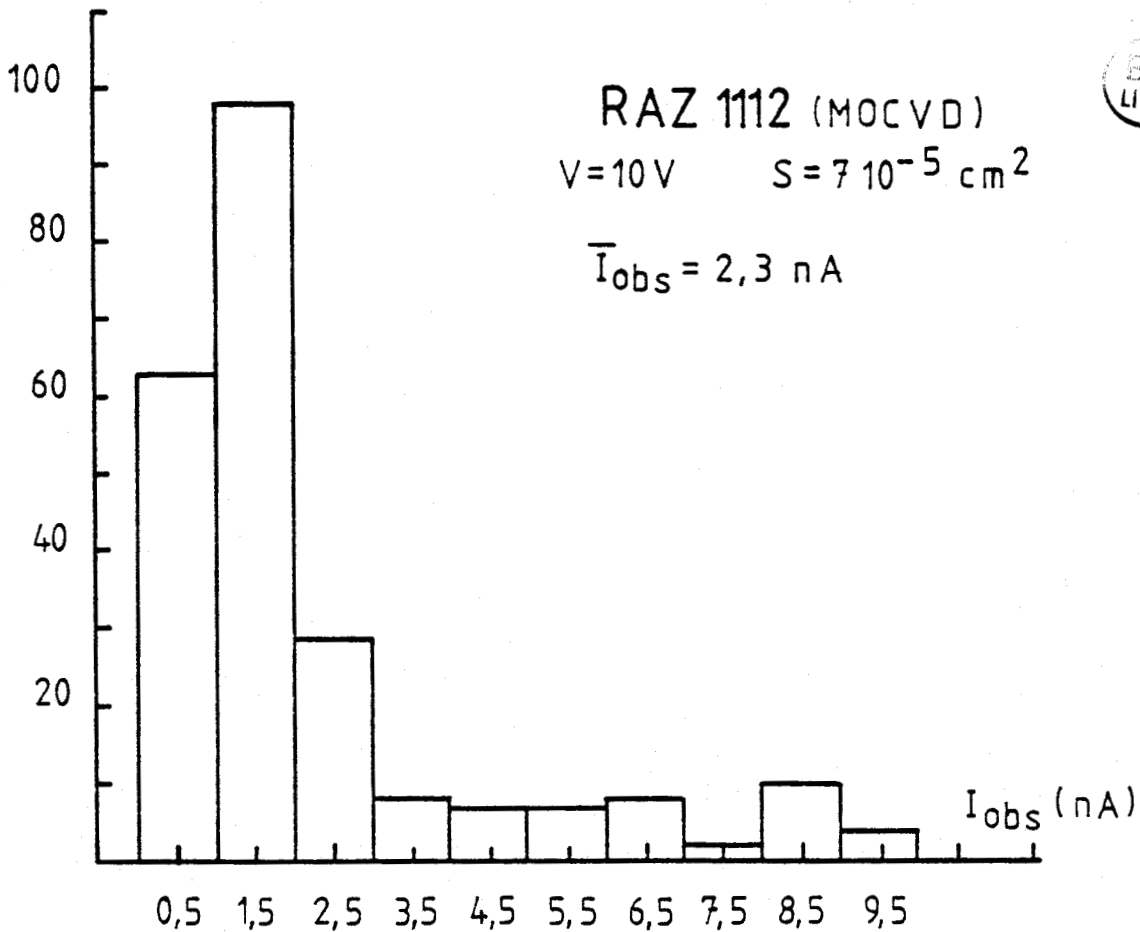
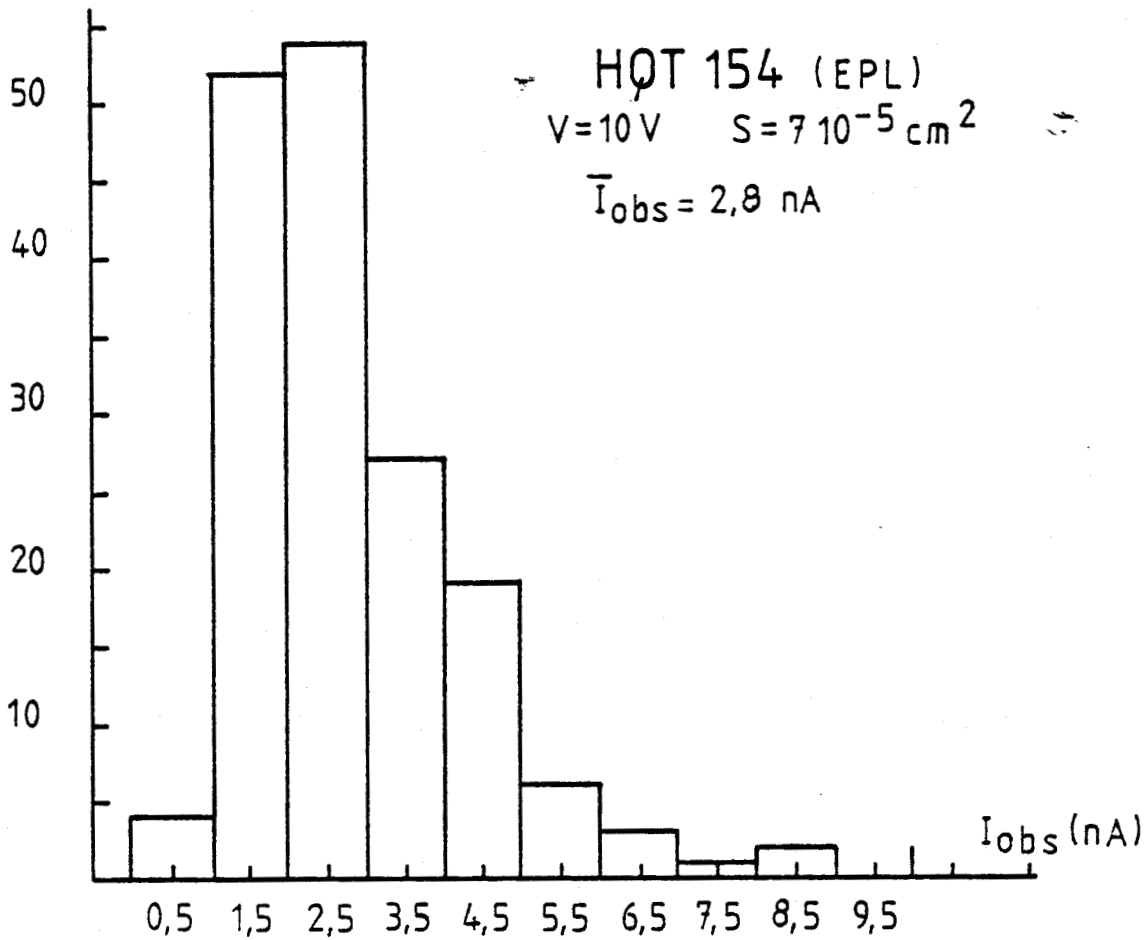


FIGURE 5 : Analyse statistique du courant d'obscurité.

CHAPITRE II

MECANISMES PHYSIQUES A L'ORIGINE DU COURANT

D'OBSCURITE

Les différents mécanismes à l'origine du courant d'obscurité, développés ci-après, à savoir courant de diffusion, de génération et tunnel sont schématisés dans la figure 6 représentant le diagramme de bande de la couche absorbante GaInAs sous polarisation inverse.

II.1. COURANT DE DIFFUSION

II.1.1. CALCUL DU COURANT DE DIFFUSION

Il a pour origine la diffusion vers la zone désertée des porteurs minoritaires générés thermiquement dans les zones quasi-neutres situées aux extrémités de la zone désertée.

Il est calculé à partir de la résolution des équations de continuité, qui sont :

$$\begin{aligned}
 D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_e}{\tau_p} &= 0 && \text{zone quasi-neutre côté N} \\
 D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_e}{\tau_n} &= 0 && \text{zone quasi-neutre côté P}
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

avec :

p, n = concentrations de trous et d'électrons

p_e, n_e = concentrations à l'équilibre

D_p, D_n = coefficients de diffusion

τ_p, τ_n = durées de vie.

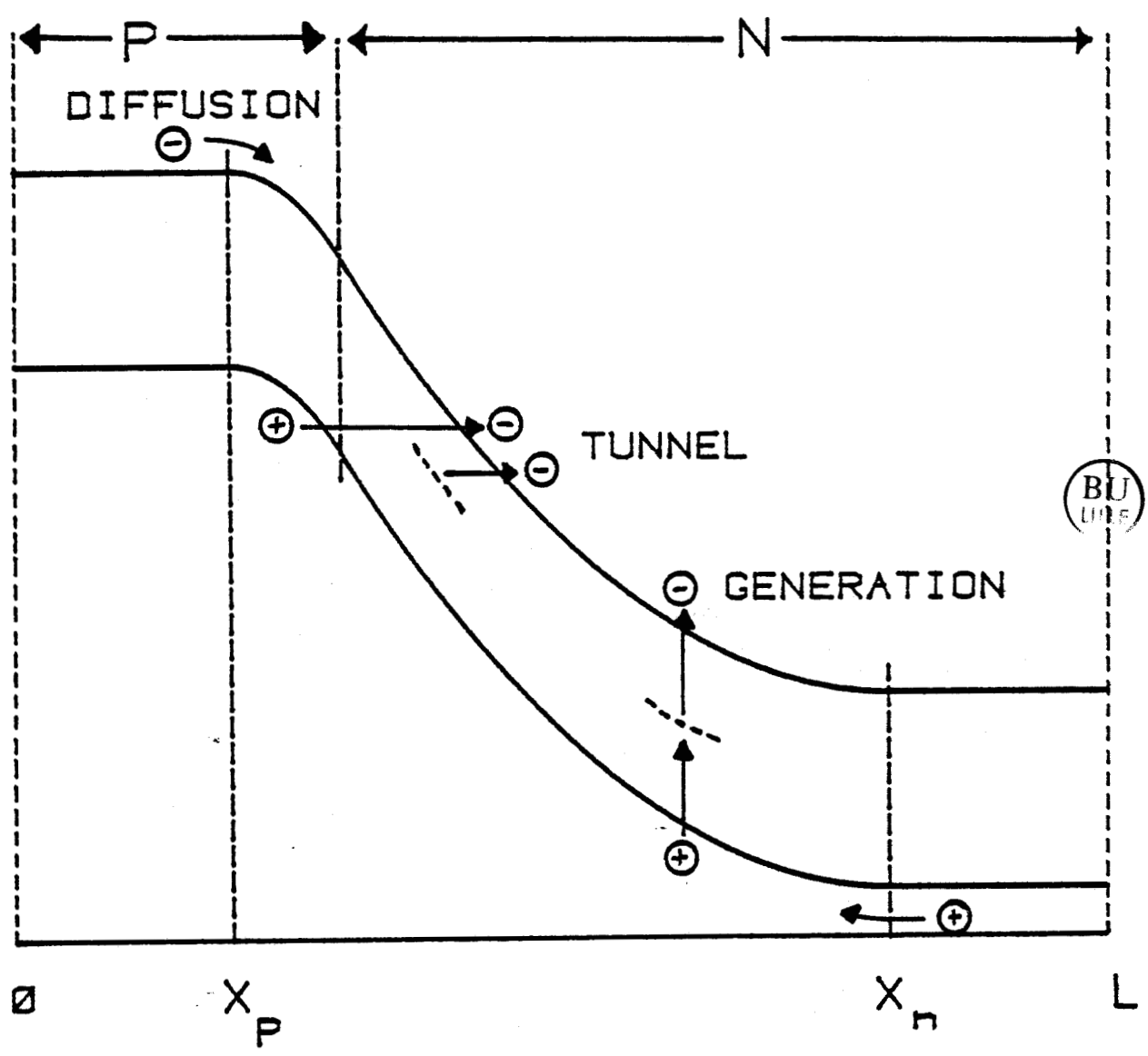


FIGURE 6

Nous ne considérons ici que le courant de diffusion provenant de GaInAs qui est largement dominant et supposons que la vitesse de recombinaison aux interfaces en $x = 0$ et $x = L$ est négligeable, ce qui conduit aux conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{n}}{\partial x} (x = 0) &= 0 \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} (x = L) &= 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

D'autre part, en utilisant l'approximation de Boltzmann, les concentrations de porteurs minoritaires aux extrémités x_p et x_n de la zone désertée sont :

$$\begin{aligned} n(x = x_p) &= n_e \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \\ p(x = x_n) &= p_e \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

où V est la tension inverse supportée par la jonction P-N.

L'application des conditions aux limites (2.2) et (2.3) dans les équations (2.1) conduit à la détermination des concentrations de porteurs minoritaires $p(x)$ et $n(x)$ dans les zones quasi-neutres, à partir desquelles on calcule les courants de diffusion de trous et d'électrons par :

$$\begin{aligned} J_{dp} &= -q D_p \frac{\partial p}{\partial x} (x = x_n) \\ J_{dn} &= q D_n \frac{\partial n}{\partial x} (x = x_p) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Ce qui conduit aux expressions :

$$\begin{aligned} J_{dp} &= \frac{qD_p}{\sqrt{\tau_p D_p}} \times p_e \left[\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right] \times \text{th}\left(\frac{L-x_n}{\sqrt{\tau_p D_p}}\right) \\ J_{dn} &= \frac{qD_n}{\sqrt{\tau_n D_n}} \times n_e \left[\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right] \times \text{th}\left(\frac{x_p}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Si on suppose que le dopage est constant dans les zones quasi-neutres, les densités de porteurs minoritaires à l'équilibre sont données par :

$$n_e = \frac{n_i^2}{N_A} \quad \text{et} \quad p_e = \frac{n_i^2}{N_D}$$

avec n_i = concentration intrinsèque dans GaInAs

N_A, N_D = dopages des zones quasi-neutres P et N.

Puis, exprimant les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires, :

$$\begin{aligned} L_n &= \sqrt{\tau_n D_n} \\ L_p &= \sqrt{\tau_p D_p} \end{aligned} \quad (2.7)$$

et négligeant le terme $\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)$ devant 1, les expressions des densités de courants deviennent :

$$\begin{aligned} J_{dn} &= q \frac{D_n}{L_n} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \operatorname{th} \left(\frac{x_p}{L_n} \right) \\ J_{dp} &= q \frac{D_p}{L_p} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} \operatorname{th} \left(\frac{L-x_n}{L_p} \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

II.1.2. VARIATION DU COURANT DE DIFFUSION AVEC LA TEMPERATURE ET LA TENSION

En ne retenant que la variation importante de n_i^2 avec la température, on obtient :

$$J_d \sim \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right) \quad (2.9)$$

où E_g est la largeur de bande interdite de GaInAs.

En raison de sa variation rapide avec la température, le courant de diffusion apporte une contribution importante au courant d'obscurité aux températures élevées.

Le courant de diffusion de trous diminue avec la tension dès que $L-x_n \leq L_p$ et tend à s'annuler quand la zone de type N de la couche GaInAs est totalement déplétée ($x_n = L$) ce qui contribue à améliorer la vitesse de réponse de la photodiode.

Au contraire, le courant de diffusion d'électrons est quasiment indépendant de la tension, étant donné la faible étendue de la zone désertée du côté fortement dopé de type P de la jonction. Il est minimisé en plaçant la jonction P-N au plus près de l'interface avec la couche fenêtre.

II.1.3. ORDRE DE GRANDEUR DU COURANT DE DIFFUSION

L'estimation de l'ordre de grandeur du courant de diffusion nécessite la connaissance des valeurs des longueurs et coefficients de diffusion des porteurs minoritaires.

Les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires, mesurées expérimentalement, sont peu dépendantes du dopage jusque quelques 10^{17} atomes/cm³ et sont de l'ordre de 2 μm tant pour les électrons que pour les trous [II.1].

Quant aux coefficients de diffusion des porteurs minoritaires, ils sont mal connus, et nous supposons qu'ils sont du même ordre de grandeur que ceux des porteurs majoritaires, bien que cette détermination soit certainement erronée.

Utilisant la relation d'Einstein, on obtient [II.2] :

$$D_n \approx \mu_n \frac{kT}{q} \approx 250 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ à } 300 \text{ K} \quad (2.10)$$

$$D_p \approx \mu_p \frac{kT}{q} \approx 5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ à } 300 \text{ K}$$

Supposant ensuite $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, on obtient, d'après les expressions (2.8), en considérant le cas défavorable où $x_p \gg L_n$ et $(L-x_n) \gg L_p$:

$$J_{dn} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2 \quad \text{à } 300 \text{ K}$$

$$J_{dp} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$$

Le courant de diffusion représente la limite inférieure théorique du courant d'obscurité. Il est généralement masqué par le courant de génération que nous abordons maintenant.

II.2. COURANT DE GENERATION

II.2.1. EXPRESSION DU COURANT DE GENERATION

Le courant de génération est lié à la présence de centres profonds en interaction thermique avec les bandes de conduction et de valence.

Le taux net de génération, caractérisant cette interaction, s'exprime par [II.3] :

$$U = N_t \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} (n_i^2 - pn)}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right]} \quad (2.11)$$

avec :

p, n = concentrations de trous et d'électrons

N_t = concentration de centres profonds

E_t = niveau d'énergie du centre profond

E_i = niveau de Fermi intrinsèque

n_i = concentration intrinsèque

σ_p, σ_n = sections de capture

v_{th} = vitesse thermique des porteurs.

En polarisant inverse de la photodiode, on peut considérer que :

$$n \approx p \approx 0$$

dans la zone désertée. Le taux de génération est alors non nul et se met sous la forme :

$$U = \frac{n_i}{\tau_{eff}} \quad (2.12)$$

avec τ_{eff} = durée de vie effective d'une paire électron-trou.

$$\tau_{eff} = \frac{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)}{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t} \quad (2.13)$$

Le courant de génération résultant est alors calculé par :

$$I_g = \int_0^W q S \frac{n_i}{\tau_{eff}} dx \quad (2.14)$$

avec W = largeur de la zone désertée
 S = surface électrique de la photodiode.

II.2.2. VARIATION DU COURANT DE GENERATION AVEC LA TEMPERATURE

D'après les expressions (2.12) et (2.13), la contribution maximale au courant de génération provient de centres profonds proches du milieu de la largeur de bande interdite, tels que :

$$E_t \approx E_i \approx E_g/2$$

Dans ce cas, la durée de vie effective τ_{eff} varie peu avec la température, alors :

$$I_g \sim n_i \sim \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad (2.15)$$

II.2.3. VARIATION AVEC LA TENSION

Le courant de génération croît avec la tension par l'intermédiaire de la largeur W de la zone désertée. Si le dopage résiduel N_d de la couche GaInAs est constant, on a :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon(V + V_{bi})}{q N_d}} \quad (2.16)$$

avec ϵ = permittivité
 V = tension appliquée
 V_{bi} = potentiel de diffusion.

D'après l'expression (2.14), on a alors la dépendance :

$$I_g \sim \sqrt{V} \quad (2.17)$$

II.2.4. ORDRE DE GRANDEUR DU COURANT DE GENERATION

Son importance dépend de la durée de vie effective τ_{eff} , qui est étroitement liée à la qualité cristalline par la quantité de centres profonds introduits dans le matériau au cours de la croissance. Des durées de vie allant de 15 ns à 3 μ s ayant été mesurées dans des photodiodes GaInAs [II.4 à II.7], nous avons estimé l'ordre de grandeur du courant de génération pour une durée de vie $\tau_{eff} = 1 \mu$ s.

On obtient, pour une largeur de zone désertée $W = 3 \mu$ m, à 300 K :

$$I_g \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2.$$

On constate que le courant de génération est généralement d'un ordre de grandeur plus élevé que le courant de diffusion à température ambiante. Cependant de nouvelles structures et la qualité sans cesse croissante des matériaux permettent d'obtenir aujourd'hui des densités de courant d'obscurité proches de la limite fixée par le courant de diffusion ($J \leq 10^{-6} \text{ A/cm}^2$) [II.8, II.9].

II.3. COURANT TUNNEL

II.3.1. EXPRESSION GENERALE

Le courant résultant du franchissement par effet tunnel d'une barrière de potentiel de hauteur E_B s'exprime sous la forme générale suivante [II.10] :

$$I_{tun} = \gamma \cdot S \cdot \exp \left[\frac{-\theta m_0^{1/2} E_B^{3/2}}{q \hbar F} \right] \quad (2.18)$$

avec

γ = facteur dépendant des états initiaux et finaux

m_0 = masse de l'électron dans le vide

F = champ électrique

S = surface

θ est un paramètre dépendant de la masse effective m^* de l'électron, et de la forme de la barrière :

$$\theta = \alpha \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

avec $\alpha = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}$ pour une barrière parabolique (2.20)

et $\alpha = \frac{4\sqrt{2}}{3}$ pour une barrière triangulaire [II.3].

L'expression (2.18) du courant tunnel est obtenue en supposant le champ électrique F constant, si bien qu'elle ne s'applique pas rigoureusement au calcul du courant tunnel d'une jonction P-N polarisée en inverse, dans laquelle le champ électrique décroît linéairement lorsqu'on s'éloigne de la jonction.

Cependant, le courant tunnel augmentant rapidement avec le champ électrique, on considère généralement que la quasi-totalité de celui-ci prend naissance à proximité de la jonction P-N où le champ électrique est maximum et on utilise alors la formule (2.18) en posant :

$$F = F_M$$

où F_M est le champ électrique à la jonction P-N.

II.3.2. COURANT TUNNEL BANDE A BANDE

Ce courant résulte des transitions par effet tunnel entre bande de valence et bande de conduction du matériau semiconducteur. La barrière de potentiel associée à ce mécanisme est donc la largeur de bande interdite du matériau :

$$E_B = E_g (\text{GaInAs})$$

D'autre part, la masse effective de l'électron effectuant la transition est donnée par [II.11] :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_{\ell h}^*} \right) \quad (2.21)$$

où m_e^* et $m_{\ell h}^*$ sont respectivement les masses effectives des électrons et des trous légers.

Compte tenu des valeurs des masses effectives dans GaInAs :

$$m_e^* = 0,041 m_0 \text{ et } m_{\ell h}^* = 0,051 m_0,$$

on obtient :

$$m^* \approx 0,045 m_0$$

et le paramètre θ , d'après les expressions (2.19) et (2.20), est de l'ordre de :

$$0,23 \leq \theta \leq 0,4$$

suivant la forme de la barrière.

Dans le cas d'une jonction P-N supportant une tension inverse V , une expression théorique de la constante γ peut être obtenue :

$$\gamma = \sqrt{\frac{2m^*}{E_g}} \cdot \frac{q^3 F_M \cdot V}{4\pi^2 \hbar^2} \quad (2.22)$$

II.3.3. COURANT TUNNEL PAR L'INTERMEDIAIRE DE PIEGES

Les processus d'émission par effet tunnel peuvent faire intervenir les pièges présents dans le matériau. La hauteur de barrière caractérisant ce mécanisme est généralement inférieure à la largeur de bande interdite, dépendamment de la profondeur du piège impliqué. Par ailleurs, la masse effective de l'électron au cours de la transition n'est pas définie avec certitude et elle peut avoir une valeur différente de celle donnée par l'expression (2.21), caractérisant les processus bande à

bande [II.7]. De même, le paramètre γ n'est pas défini, et dépendra de la concentration de pièges impliqués dans le mécanisme.

II.3.4. VARIATION DU COURANT TUNNEL AVEC LA TEMPERATURE

Par rapport aux courants de diffusion et de génération, le courant tunnel varie peu avec la température. Si l'on néglige la dépendance de γ , la variation de courant tunnel avec la température n'est due qu'à la faible variation de la barrière de potentiel E_B avec la température.

$$I_{\text{tun}} \sim \exp \left[-K_1 E_B^{3/2}(T) \right]. \quad (2.23)$$

Pour un processus bande à bande, la hauteur de barrière varie comme la largeur de bande interdite du matériau. Dans GaInAs, elle varie quasi-linéairement avec la température au delà de 150 K :

$$E_B = E_g(T) \approx E_g(0) - \sigma T \quad (2.24)$$

avec $\sigma \approx 3.10^{-4} \text{ eV/K}$. [II.4]

Une variation de la hauteur de barrière identique à la variation de largeur de bande interdite peut être admise dans le cas d'un courant tunnel par l'intermédiaire de pièges.

II.3.5. VARIATION DU COURANT TUNNEL AVEC LA TENSION

Le courant tunnel varie rapidement avec la tension appliquée par l'intermédiaire du champ électrique F_M . En raison des faibles valeurs des masses effectives des électrons et des trous légers dans GaInAs, les mécanismes de type tunnel apportent une contribution significative au courant d'obscurité

des photodiodes, et le courant tunnel bande à bande est généralement responsable du claquage progressif des photodiodes observé aux tensions inverses élevées.

II.4. COURANTS DE SURFACES, FUITES

La présence de charges électriques absorbées sur les flancs de la méso modifie la courbure des bandes à proximité de la surface et peut donner lieu à des courants parasites du type génération-recombinaison. Par ailleurs, le déplacement de charges sur la surface reliant les contacts peut être à l'origine de fuites significatives de type ohmique caractérisées par une résistance de fuite R_f .

C H A P I T R E I I I

METHODES CAPACITIVES APPLIQUEES A LA

CARACTERISATION DES PHOTODIODES

III.1. METHODE CAPACITIVE DITE "STATIQUE"

III.1.1. CAPACITE STATIQUE

La capacité statique C_S est définie par la pente de la caractéristique Q-V de la diode au point de polarisation V_0 considéré :

$$C_S = \left(\frac{dQ}{dV} \right)_{V=V_0} \quad (3.1)$$

Q étant la charge contenue dans la zone désertée, côté P ou N, de la jonction.

L'accroissement de cette charge d'une quantité dQ, relatif à une augmentation dV de la tension appliquée, produit une élévation dF du champ électrique à la jonction P-N, égale, d'après le théorème de Gauss à :

$$dF = - \frac{dQ}{\epsilon S} \quad (3.2)$$

où ϵ est la permittivité et S la surface de jonction.

En posant :

$$\frac{dV}{dF} = - W \quad (3.3)$$

la capacité se met alors sous la forme, par analogie avec l'expression de la capacité d'un condensateur plan :

$$C_S = \frac{\epsilon S}{W} \quad (3.4)$$

W représente ici la largeur apparente de la zone désertée,

tout se passant d'après (3.3) comme si la charge dQ était localisée à une distance W de la jonction P-N.

III.1.2. DETERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE

L'augmentation dQ de la charge contenue dans la jonction P-N, consécutive à l'accroissement dV de la tension inverse, et dans l'hypothèse d'une zone désertée abrupte, est reliée au dopage N_A et N_D aux extrémités de la zone désertée par :

$$dQ = qN_A S dW_p = qN_D S dW_n \quad (3.5)$$

où dW_p et dW_n sont respectivement les accroissements de la zone désertée côté P et côté N.

Si la jonction est fortement dissymétrique, on peut admettre que la zone désertée s'étend uniquement du côté peu dopé, et le dopage N_A ou N_D à la distance W de la jonction est alors calculé, d'après (3.5), par :

$$N^*(W) = \frac{1}{qS} \frac{dQ}{dW} \quad (3.6)$$

Utilisant les expressions (3.2) et (3.3), puis, identifiant la capacité mesurée à la capacité statique, il vient :

$$N^*(W) = \frac{-1}{q\epsilon S^2} \frac{C^3}{(dC/dV)} \quad (3.7)$$

avec

$$W = \frac{\epsilon S}{C}. \quad (3.8)$$

III.1.3. LIMITES DE LA METHODE

La principale limitation de la méthode provient de la représentation abrupte de la zone désertée, qui n'est pas physique, si bien que les grandeurs N^* et W ne sont qu'apparentes. En effet, la charge dQ évacuée consécutivement à l'augmentation dV de la tension appliquée provient d'une zone éta-

lée sur quelques longueurs de Debye aux extrémités de la charge d'espace. Aussi, si le dopage n'est pas constant sur cette distance, la charge évacuée n'est pas reliée de façon simple au dopage réel, et le dopage apparent est alors davantage représentatif du profil de porteurs libres en équilibre, avec toutefois, une résolution spatiale limitée par la longueur de Debye qui caractérise la distance sur laquelle s'étend la perturbation [III.1].

De plus, il est supposé implicitement que la zone désertée ne contient pas de pièges modifiant leur état de charge au cours de la mesure. La contribution éventuelle de ceux-ci à la capacité de la diode induit des erreurs systématiques dans l'estimation de la largeur de la zone désertée et du dopage.

Cependant, malgré ses limitations, cette méthode s'avère utile à l'observation et à la caractérisation de l'hétérojonction isotype GaInAs/InP séparant les couches absorbante et tampon, dans la mesure où la tension de polarisation requise pour étendre la zone désertée jusqu'à l'interface est inférieure à la tension de claquage de la photodiode.

III.2. APPLICATION DE LA METHODE STATIQUE A L'OBSERVATION DE L'HETEROJONCTION GaInAs/InP

III.2.1. DIAGRAMME DE BANDE DE L'HETEROJONCTION ISOTYPE GaInAs/InP

En raison de la différence de largeur de bande interdite entre les matériaux GaInAs et InP, il existe une discontinuité à l'hétérojonction sur les bandes de conduction et de valence. Si l'on admet la validité du modèle d'Anderson [III.2], qui suppose la continuité du niveau du vide, on obtient, dans

le cas d'une hétérojonction de type N, le diagramme de bande comme schématisé en figure 7.

La discontinuité de bande de conduction attendue est [III.3] :

$$\Delta E_c \approx 0,20 \text{ eV}$$

si bien que la discontinuité de bande de valence est :

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c \approx 0,4 \text{ eV} \quad (3.9)$$

où ΔE_g est la différence de largeur de bande interdite des matériaux GaInAs et InP.

La distorsion des bandes à proximité de l'interface fait apparaître une zone d'accumulation d'électrons côté GaInAs et une zone désertée côté InP. La charge globale contenue dans la zone de charge d'espace est nulle, en l'absence de charge fixe à l'interface.

III.2.2. PROFIL DE DOPAGE APPARENT DE L'HETEROJONCTION ISOTYPE GaInAs/InP

L'extension progressive de la zone désertée jusqu'à l'interface avec la couche tampon InP se traduit, dans le cas d'une hétérojonction idéale, lorsque les charges d'espace de la jonction P^+-N et de l'hétérojonction interagissent, par un profil de dopage apparent analogue à celui reproduit en figure 8, calculé par Kroemer et al. pour l'hétérojonction isotype GaAs/GaAlAs [III.4].

La concentration apparente $N^*(x)$, présente un maximum à l'interface suivi d'un minimum, si bien que le profil reflète partiellement la distribution $n(x)$ des électrons libres dans l'hétérojonction à l'équilibre.

Le profil apparent conserve globalement la charge, ainsi que le moment [III.4], c'est-à-dire qu'on a les égalités :

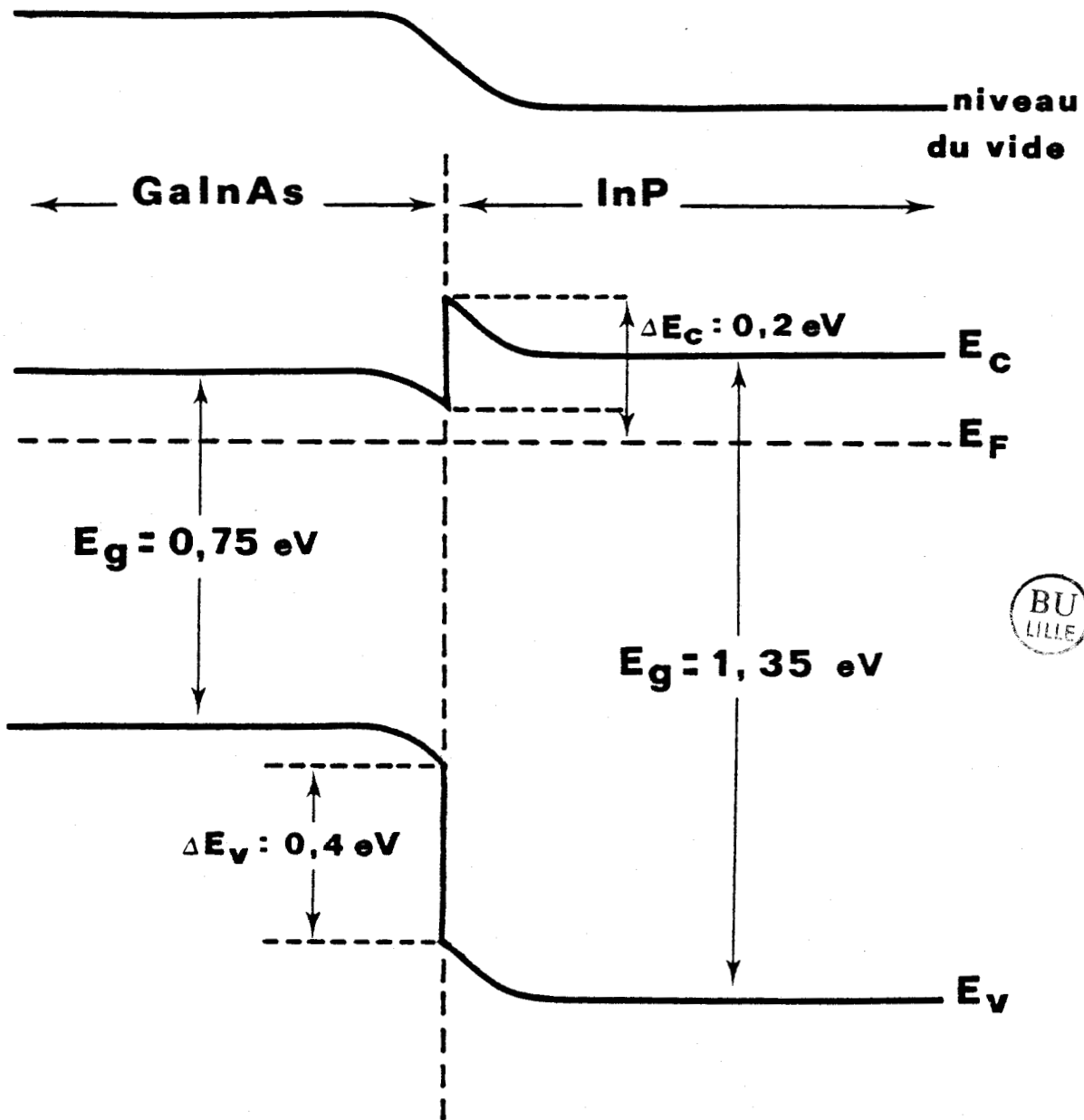


FIGURE 7 : Diagramme de bande de l'hétérojonction GaInAs/InP.

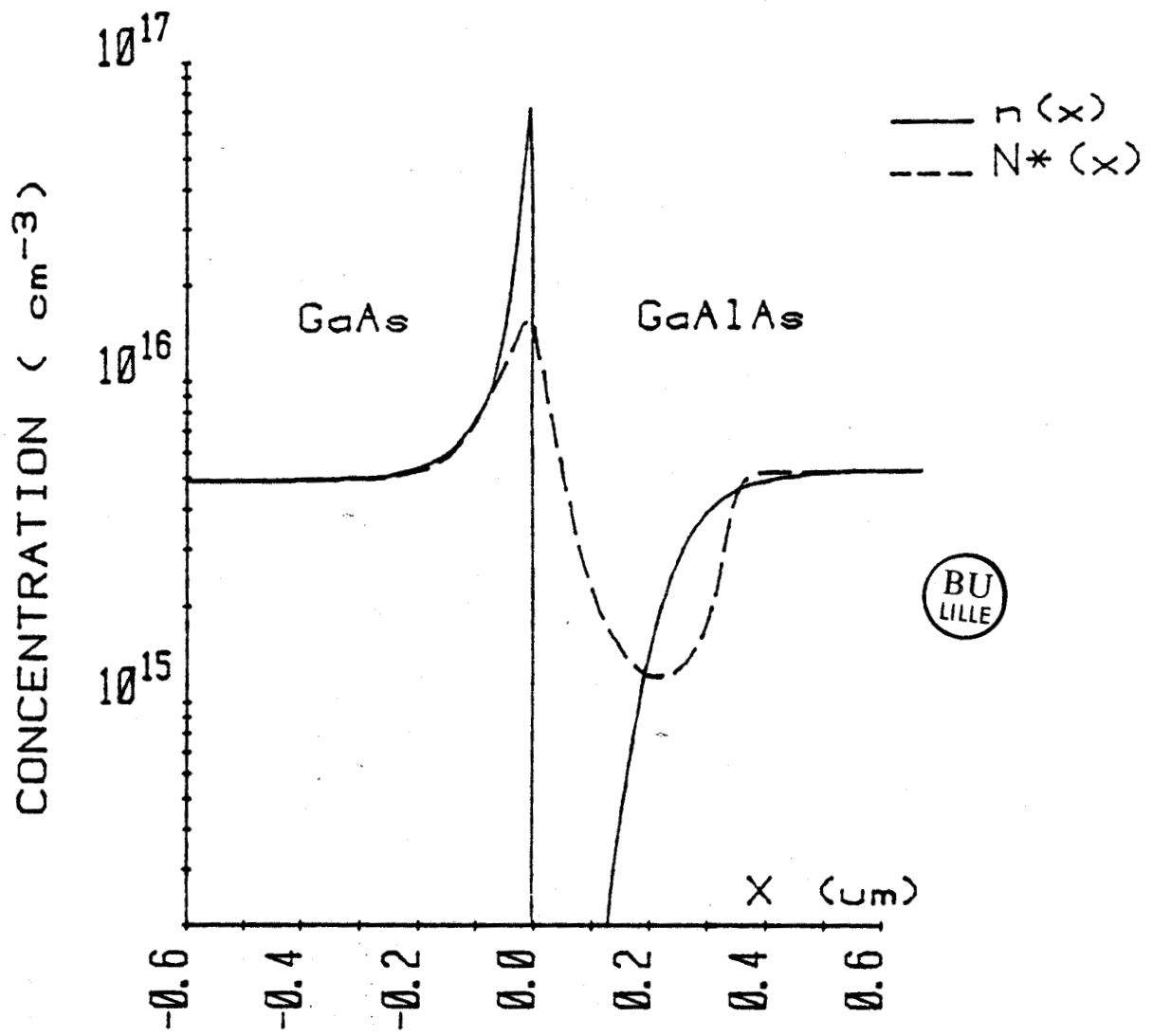


FIGURE 8

$$\int_{-\infty}^{\infty} n(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} N^*(x) dx \quad (3.10)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} n(x)x dx = \int_{-\infty}^{\infty} N^*(x)x dx \quad (3.11)$$

A partir de ces égalités, il est alors possible de calculer, d'après le profil apparent, la densité surfacique de charge fixe σ_i présente à l'interface, ainsi que la discontinuité de bande de conduction ΔE_c . La concentration de porteurs libres $n(x)$ est en effet reliée au dopage réel $N_d(x)$ par :

$$\sigma_i/q + \int_{-\infty}^{\infty} N_d(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} n(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} N^*(x) dx \quad (3.12)$$

D'autre part, la différence de potentiel $\Delta\phi$ supportée par l'hétérojonction à l'équilibre est :

$$\Delta\phi = \frac{E_c(+\infty) - E_F}{q} - \frac{E_c(-\infty) - E_F}{q} + \frac{\Delta E_c}{q} \quad (3.13)$$

où E_c est le niveau de la bande de conduction et E_F le niveau de Fermi.

D'après l'équation de Poisson, $\Delta\phi$ se calcule aussi par :

$$\Delta\phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q}{\epsilon} [N_d(x) - n(x)] [x - x_J] dx \quad (3.14)$$

où x_J est la position de l'hétérojonction, et d'après les équations (3.10) et (3.11)

$$\Delta\phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q}{\epsilon} [N_d(x) - N^*(x)] [x - x_J] dx \quad (3.15)$$

Si le profil de dopage réel $N_d(x)$ est connu, il est alors possible, à partir des équations (3.12, 3.13, 3.15) de calculer la discontinuité de bande de conduction ΔE_c ainsi que la densité de charge fixe σ_i éventuellement présente à l'interface. Cependant, le profil de dopage réel est généralement inconnu et la détermination des grandeurs caractéristiques de l'hétérojonction est effectuée, en supposant :

- D'une part, que le dopage est constant de chaque côté de l'hétérojonction. On estime alors celui-ci par :

$$\begin{aligned} N_d(x > x_J) &= N^*(+\infty) \\ N_d(x < x_J) &= N^*(-\infty) \end{aligned} \quad (3.16)$$

alors, la position du niveau de Fermi E_F par rapport à la bande de conduction E_c , loin de l'hétérojonction est donnée par :

$$\begin{aligned} E_c(+\infty) - E_F &= kT \text{ Log } \left[\frac{N_c(+\infty)}{N^*(+\infty)} \right] \\ E_c(-\infty) - E_F &= kT \text{ Log } \left[\frac{N_c(-\infty)}{N^*(-\infty)} \right] \end{aligned} \quad (3.17)$$

- D'autre part, que la position x_J de l'hétérojonction est repérée par la position où le maximum de $N^*(x)$ intervient.

III.3. ADMITTANCE D'UNE JONCTION P-N COMPORTANT DES PIEGES

III.3.1. INTRODUCTION

Nous entendons par piège, un état dans la bande interdite dont le niveau d'énergie est situé sous le niveau de Fermi. La présence de pièges dans la zone désertée, et modifiant leur état de charge en réponse à la modulation appliquée à la diode, apporte une contribution à l'admittance de celle-ci, dépendemment de la fréquence de mesure et de la température. Dans les paragraphes qui suivent nous rappelons les équations qui régissent le comportement dynamique d'un piège, et déduisons à l'aide d'une théorie [III.5] dont nous montrerons les limitations, une expression simple de l'admittance d'une jonction P^+-N comportant un seul type de pièges.

III.3.2. STATISTIQUE D'OCCUPATION D'UN NIVEAU PIEGE

La variation au cours du temps de la quantité d'électrons piégés n_t associée à un seul type de pièges est gouvernée par l'équation ci-dessous :

$$\frac{dn_t}{dt} = N_t \left[c_n n(1-f_t) + e_p(1-f_t) - e_n f_t - c_p p f_t \right] \quad (3.18)$$

avec N_t = concentration de pièges

f_t = probabilité d'occupation par un électron

n, p = concentrations d'électrons et de trous

c_n, c_p = coefficients de capture

e_n, e_p = taux d'émission

$n_t = N_t f_t$.

A l'équilibre :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = 0$$

d'autre part, l'occupation du piège est constante, d'où :

$$\frac{dn_t}{dt} = 0.$$

On en déduit que les coefficients de capture et taux d'émission sont reliés par :

$$\begin{aligned} c_n n(1-f_t) &= e_n f_t \\ e_p(1-f_t) &= c_p p f_t \end{aligned} \quad (3.19)$$

La probabilité d'occupation vérifiant ces équations est :

$$f_t = \frac{c_n n + e_p}{c_n n + e_n + e_p + c_p p} \quad (3.20)$$

Par ailleurs, celle-ci est donnée, à l'équilibre thermodynamique par:

$$f_t = f_e = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (3.21)$$

avec E_t = niveau d'énergie du piège
 E_F = niveau de Fermi
 g = facteur de dégénérescence.

Puis, exprimant les concentrations de porteurs libres en fonction des densités d'états effectives N_c et N_v dans les bandes de conduction et de valence :

$$\begin{aligned} n &= N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) \\ p &= N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right). \end{aligned} \quad (3.22)$$

Il s'ensuit, d'après les expressions (3.19) que les coefficients de capture et les taux d'émission sont reliés par :

$$\begin{aligned} e_n &= \frac{c_n}{g} N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \\ e_p &= g c_p N_v \exp\left(-\frac{E_v - E_t}{kT}\right). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Exprimant les coefficients de capture $c_{n,p}$ en fonction des sections de capture $\sigma_{n,p}$ et des vitesses thermiques v_n et v_p des porteurs :

$$\begin{aligned} c_n &= \sigma_n v_n \\ c_p &= \sigma_p v_p \end{aligned} \quad (3.24)$$

il vient :

$$\begin{aligned} e_n &= \frac{1}{g} \sigma_n v_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \\ e_p &= g \sigma_p v_p N_v \exp\left(-\frac{E_v - E_t}{kT}\right). \end{aligned} \quad (3.25)$$

Et si la capture fait intervenir un processus d'émission multiphonon, la section de capture varie avec la température de la façon suivante [III.6] :

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \sigma_{n\infty} \exp\left(-\frac{E_{\sigma_n}}{kT}\right) \\ \sigma_p &= \sigma_{p\infty} \exp\left(-\frac{E_{\sigma_p}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (3.26)$$

Les taux d'émission s'expriment alors par :

$$e_n = K_n \sigma_{na} T^2 \exp\left(-\frac{E_{na}}{kT}\right) \quad (3.27)$$

$$e_p = K_p \sigma_{pa} T^2 \exp\left(-\frac{E_{pa}}{kT}\right)$$

où σ_{na} et σ_{pa} sont les sections de capture apparentes :

$$\begin{aligned} \sigma_{na} &= \frac{\sigma_{n\infty}}{g} \\ \sigma_{pa} &= \sigma_{p\infty} g \end{aligned} \quad (3.28)$$

E_{na} et E_{pa} sont les énergies d'activation apparentes :

$$\begin{aligned} E_{na} &= E_c - E_t + E_{\sigma_n} \\ E_{pa} &= E_t - E_v + E_{\sigma_p} \end{aligned} \quad (3.29)$$

et les coefficients K_n , K_p sont donnés par :

$$\begin{aligned} K_n &= \frac{N_c v_n}{T^2} = \frac{4\pi\sqrt{6\pi} m_n^* k^2}{h^3} \\ K_p &= \frac{N_v v_p}{T^2} = \frac{4\pi\sqrt{6\pi} m_p^* k^2}{h^3} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Considérons maintenant une jonction P^+-N comportant des pièges. La zone désertée s'étendant dans le matériau de type N, nous négligeons la concentration de trous : $p \approx 0$.

A proximité de la jonction, l'expression (3.20) de la fonction d'occupation des pièges se réduit à :

$$f_t \approx f_d = \frac{e_p}{e_n + e_p} \quad (3.31)$$

A l'extrémité de la zone désertée, dans la partie quasi-neutre du matériau, $n \approx N_d$, l'occupation des pièges est :

$$f_t \approx f_e = \frac{c_n N_d + e_p}{c_n N_d + e_n + e_p} \quad (3.32)$$

S'il s'agit d'un piège à électrons :

$$e_p \ll e_n$$

alors : $f_e \approx 1$ et $f_d \approx 0$

et dans ce cas, l'occupation du piège varie significativement au long de la zone désertée et présente un maximum de variation à une distance X de la jonction pour laquelle

$$f_t(X) = \frac{1}{2} (f_d + f_e) \quad (3.33)$$

A cette distance, on a :

$$c_n n \approx e_n$$

si bien que d'après les expressions (3.23), on a :

$$E_F(X) \approx E_t.$$

Ce résultat montre que le maximum de variation de la fonction d'occupation intervient à proximité de l'endroit de la zone désertée où le niveau du piège coupe le niveau de Fermi (voir figure 9).

III.3.3. EVOLUTION TRANSITOIRE DE L'OCCUPATION DES PIEGES DANS LA ZONE DESERTEE

L'admittance de la jonction P^+-N est déterminée par la quantité de charge qui répond à la modulation appliquée. Une partie de cette charge provient de la modulation de l'occupation des pièges contenus dans la zone désertée. La réponse des pièges est gouvernée par l'équation (3.18), que l'on peut réécrire, tant que l'amplitude de la modulation $v(t)$ est faible devant la tension inverse continue appliquée à la jonction sous la forme suivante :

$$\frac{dn_t}{dt} = -\left(n_t - n_{t_0}\right) \left[c_n n_0 + e_n + e_p \right] + c_n \left(n - n_0 \right) \left(N_t - n_0 \right) \quad (3.34)$$

avec n_{t_0} , n_0 , p_0 = concentrations à l'équilibre statique.

A chaque instant, la charge piégée répondant à la modulation est :

$$q_t = q \int_0^{\infty} (n_t - n_{t_0}) dx \quad (3.35)$$

et sa variation au cours du temps est :

$$\frac{dq_t}{dt} = q \int_0^{\infty} \frac{dn_t}{dt} dx \quad (3.36)$$

Compte tenu des variations spatiales de la fonction d'occupation, on constate d'après la figure 9, que la charge q_t répondant à la modulation ne provient que d'une zone d'étendue limitée autour de la position X définie précédemment. Considérant alors que la fonction d'occupation varie abruptement au point X entre les limites f_e et f_d , on obtient l'approximation :

$$q_t \approx q N_t (f_e - f_d) x_t \quad (3.37)$$

où x_t est le déplacement de la fonction d'occupation par rapport à sa position d'équilibre. La perturbation appliquée étant faible, $x_t \ll x$, d'où :

$$\int_0^{\infty} (n_t - n_{t_0}) [c_n n_0 + e_n + e_p] dx \approx q_t (c_n n_0(X) + e_n + e_p) \quad (3.38)$$

L'équation (3.36) se met alors sous la forme :

$$\frac{dq_t}{dt} = -q_t \cdot \omega_0 + q \int_0^{\infty} c_n (n - n_0) (N_t - n_{t_0}) dx \quad (3.39)$$

$$\text{avec } \omega_0 = (c_n n_0(X) + e_n + e_p)$$

Le second terme de l'équation, sous forme intégrale, dépend de la quantité de charge libre q_n évacuée de la zone désertée :

$$q_n = \int_0^{\infty} (n - n_0) dx \quad (3.40)$$

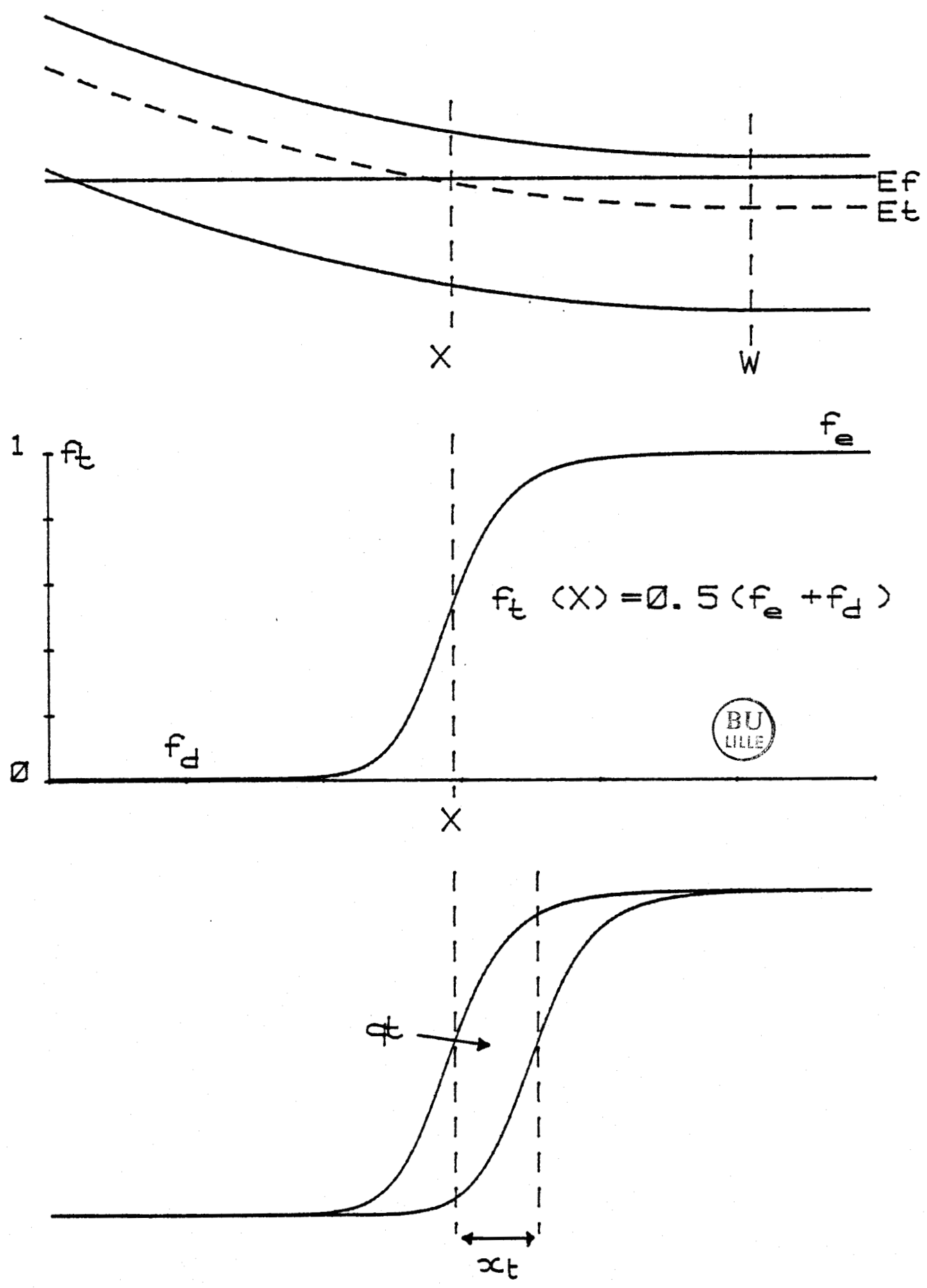


FIGURE 9 : Occupation des pièges dans la zone désertée de la jonction P-N.

On peut alors écrire :

$$q \int_0^{\infty} c_n (n - n_0) (N_t - n_{t_0}) dx = q_n \cdot \omega_n \quad (3.41)$$

où ω_n , ayant la dimension d'une pulsation, est déterminé à partir de la limite quasi-statique :

$$\frac{dq_t}{dt} = 0 \quad (3.42)$$

$$\text{On obtient : } \omega_n = \omega_0 \cdot \frac{q_t}{q_n} \quad (3.43)$$

Utilisant l'approximation de la zone désertée abrupte, il vient :

$$q_n = qn^*(W)w \quad (3.44)$$

avec W = largeur de la zone désertée

w = variation de la largeur de la zone désertée

$n^*(W)$ = concentration apparente d'électrons libres.

Exprimant la charge q_t , on obtient :

$$\omega_n = \omega_0 \frac{N_t [f_e - f_d] \cdot x_t}{n^*(W) \cdot w} \quad (3.45)$$

D'autre part, dans l'hypothèse d'un dopage constant dans la partie de la zone désertée s'étendant de X à W , la limite quasi-statique impose :

$$x_t = w \quad (3.46)$$

alors :

$$\omega_n = \omega_0 \frac{N_t [f_e - f_d]}{n^*(W)} \quad (3.47)$$

L'équation (3.39) régissant le comportement dynamique est finalement, d'après les expressions (3.41) et (3.47) :

$$\frac{dq_t}{dt} = -q_t \cdot \omega_0 + q_n \cdot \omega_0 \frac{N_t^*(X)}{n^*(W)} \quad (3.48)$$

où nous avons posé :

$$N_t^*(X) = N_t [f_e - f_d]. \quad (3.49)$$

D'autre part, les charges q_t et q_n apparaissant à des endroits très localisés dans la zone désertée ; elles sont reliées à la tension de modulation par :

$$v = \frac{q_n}{\epsilon} \cdot W + \frac{q_t}{\epsilon} X. \quad (3.50)$$

Nous sommes maintenant en mesure de calculer l'admittance de la jonction P⁺-N.

III.3.4. CALCUL DE L'ADMITTANCE

La modulation sinusoïdale v appliquée est supposée avoir une amplitude suffisamment faible pour que l'on puisse admettre une réponse linéaire de la jonction. Le courant variable parcourant la jonction est alors sinusoïdal et s'exprime par :

$$i = j\omega (q_t + q_n) \cdot S \quad (3.51)$$

avec S = surface de la jonction.

Utilisant les résultats (3.48) et (3.50) puis les expressions (3.37) et (3.44) des charges q_t et q_n , on obtient finalement le courant i sous la forme :

$$i = (G + j\omega C) v \quad (3.52)$$

où la conductance G et la capacité C sont données par :

$$G = \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2 \omega_t (C_0 - C_\infty)}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2} \quad (3.53)$$

$$C = C_\infty + \frac{C_0 - C_\infty}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2} \quad (3.54)$$

$$\text{avec } \omega_t = \omega_0 \left(1 + \frac{XN_t^*(X)}{Wn^*(W)}\right) \quad (3.55)$$

$$C_{\infty} = \frac{\epsilon S}{W} \quad (3.56)$$

$$C_0 = C_{\infty} \left(1 + \frac{N_t^*(X)}{n^*(W)} \right) \frac{1}{\left(1 + \frac{XN_t^*(X)}{Wn^*(W)} \right)} \quad (3.57)$$

C_0 et C_{∞} étant respectivement les capacités basse et haute fréquence.

D'après les expressions de la conductance et de la capacité, l'admittance de la diode varie rapidement autour de la pulsation ω_t . Cette dernière représente la pulsation de coupure des pièges, au delà de laquelle leur état de charge ne répond plus à la modulation. La variation de la pulsation de coupure avec la température permet de déterminer leur section de capture ainsi que leur énergie d'activation. L'amplitude de la différence $C_0 - C_{\infty}$ permet d'autre part de calculer leur concentration après avoir estimé le rapport $\frac{X}{\omega}$ et la concentration de porteurs libres $n^*(W)$.

Cette méthode, cependant, ne permet que de mettre en évidence les pièges à porteurs majoritaires et dont l'occupation varie quasiment entre les limites 0 et 1 au long de la zone désertée.

Cette limitation, par rapport à la DLTS [III.7] est compensée par une mise en oeuvre aisée, avantage ici décisif dans la mesure où nous ne disposons pas de l'appareillage nécessaire à l'installation d'un banc de mesure DLTS.

C H A P I T R E I V

ETUDE EXPERIMENTALE DU COURANT D'OBSCURITE

DES PHOTODIODES GAINAS/INP

IV.1. INTRODUCTION

IV.1.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif mis en place pour la mesure du courant d'obscurité est schématisé en figure 10. Il s'articule autour d'un ordinateur qui assure, d'une part, l'acquisition des mesures et leur enregistrement sur cassette, et d'autre part, la régulation de la température de la photodiode, placée dans un cryostat refroidi par azote liquide.

Le circuit de mesure du courant d'obscurité comporte simplement, en série avec la photodiode,

- une résistance de charge, destinée à limiter le courant délivré par l'alimentation en cas de claquage de la photodiode ;

- un électromètre programmable Keithley 619, dont la résolution peut atteindre 10^{-14} A ;

- une alimentation programmable Adret 0-100 V.

Ce dispositif permet une exploration en température continue depuis 77 K jusqu'à 350 K avec une précision de la mesure de température de l'ordre de 1 K.

L'encapsulation des photodiodes dans un boîtier étanche sous azote s'est révélée nécessaire pour stabiliser le courant d'obscurité et minimiser les effets de surface.

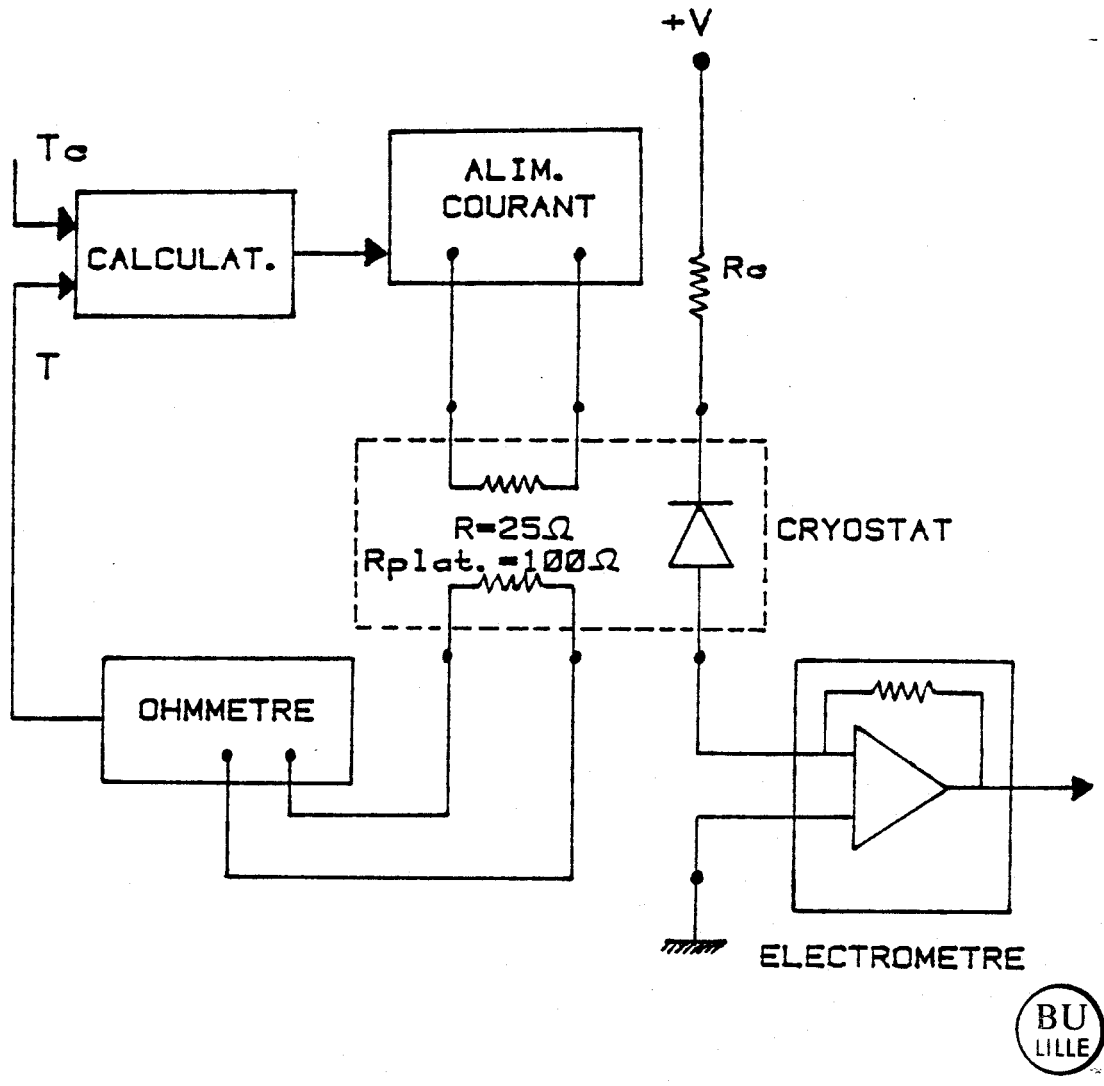


FIGURE 10 : Schéma du dispositif de mesure du courant d'obscurité.

IV.1.2. TRAITEMENT DES MESURES

Les mesures stockées sur cassette sont ensuite traitées afin de mettre en évidence les différentes contributions au courant d'obscurité. Ce traitement nécessite la connaissance du dopage de la couche active. Celui-ci sera estimé d'après la caractéristique capacité-tension de la photodiode. Nous le supposons constant afin d'obtenir une expression simple de la largeur W de la zone désertée et du champ électrique E_M à la jonction, correspondant à la tension V appliquée à la photodiode. L'approximation de la zone désertée abrupte conduit à :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon(V+V_{bi})}{qN_d}} \quad \text{tant que } W \leq L \quad (4.1)$$

$$E_M = \frac{2(V+V_{bi})}{W} \quad \text{tant que } W \leq L \quad (4.2)$$

$$E_M = \frac{V+V_{bi} + \frac{q}{2\epsilon}N_dL^2}{L} \quad \text{si } W = L \quad (4.3)$$

avec L = épaisseur de la couche peu dopée

V_{bi} = potentiel de diffusion

N_d = dopage résiduel

ϵ = permittivité.

IV.2. ANALYSE DU COURANT D'OBSCURITE DES PHOTODIODES E.P.L.

IV.2.1. STRUCTURE DES PHOTODIODES ETUDIEES

L'étude a porté essentiellement sur les photodiodes des séries HQT 154 et 159 qui ont présenté les meilleurs résultats sur le plan du courant d'obscurité. Les caractéristiques de chacune des structures sont résumées dans le tableau 3.

	HQT154 DT102	HQT159 DT102
COUCHE FENETRE	GaInAsP 3,2 μm	GaInAsP 3,3 μm
COUCHE ACTIVE	GaInAs 5,8 μm $99 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	GaInAs 6,5 μm $99 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
COUCHE TAMPON	GaInAs 4 μm $99 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	InP 2,5 μm $99 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
PROF. JONCTION	5 μm	5 μm
DIAM. OPTIQUE	80 μm	80 μm

TABLEAU 3 : Structure des photodiodes EPL.

La concentration résiduelle de la couche active mesurée d'après la capacité de jonction est de l'ordre de 2 à 5.10^{15} atomes/cm³ (voir figures 11 et 12).

IV.2.2. CARACTERISTIQUES DE COURANT D'OBSCURITE

Les caractéristiques typiques de courant d'obscurité de quelques photodiodes sont représentées dans les figures 13, 14, 15.

A température ambiante, le courant d'obscurité est d'environ 2 à 20 nA à 10 volts (3.10^{-5} à 3.10^{-4} A/cm²) et atteint 10 µA vers 70-80 volts.

L'allure générale de la caractéristique varie sensiblement entre diodes d'une même série, et ceci doit être attribué à des fluctuations de dopage et d'épaisseur de couches sur la surface épitaxiée.

Cependant, on constate généralement une augmentation de courant d'obscurité avec la tension, tout d'abord peu marquée, mais dépendante de la température, suivie, aux tensions élevées, par une augmentation plus rapide conduisant au claquage progressif de la photodiode.

IV.2.3. COURANT DE GENERATION

Les caractéristiques $\text{Log}(I_{\text{obs}}) = f\left(\frac{1000 E_g}{T}\right)$ représentées dans les figures 16 et 17 montrent que le courant d'obscurité, à basse tension et autour de la température ambiante, est dominé par un courant de génération. La durée de vie effective des porteurs, τ_{eff} , caractérisant ce mécanisme, varie selon les photodiodes de 85 ns à 750 ns.

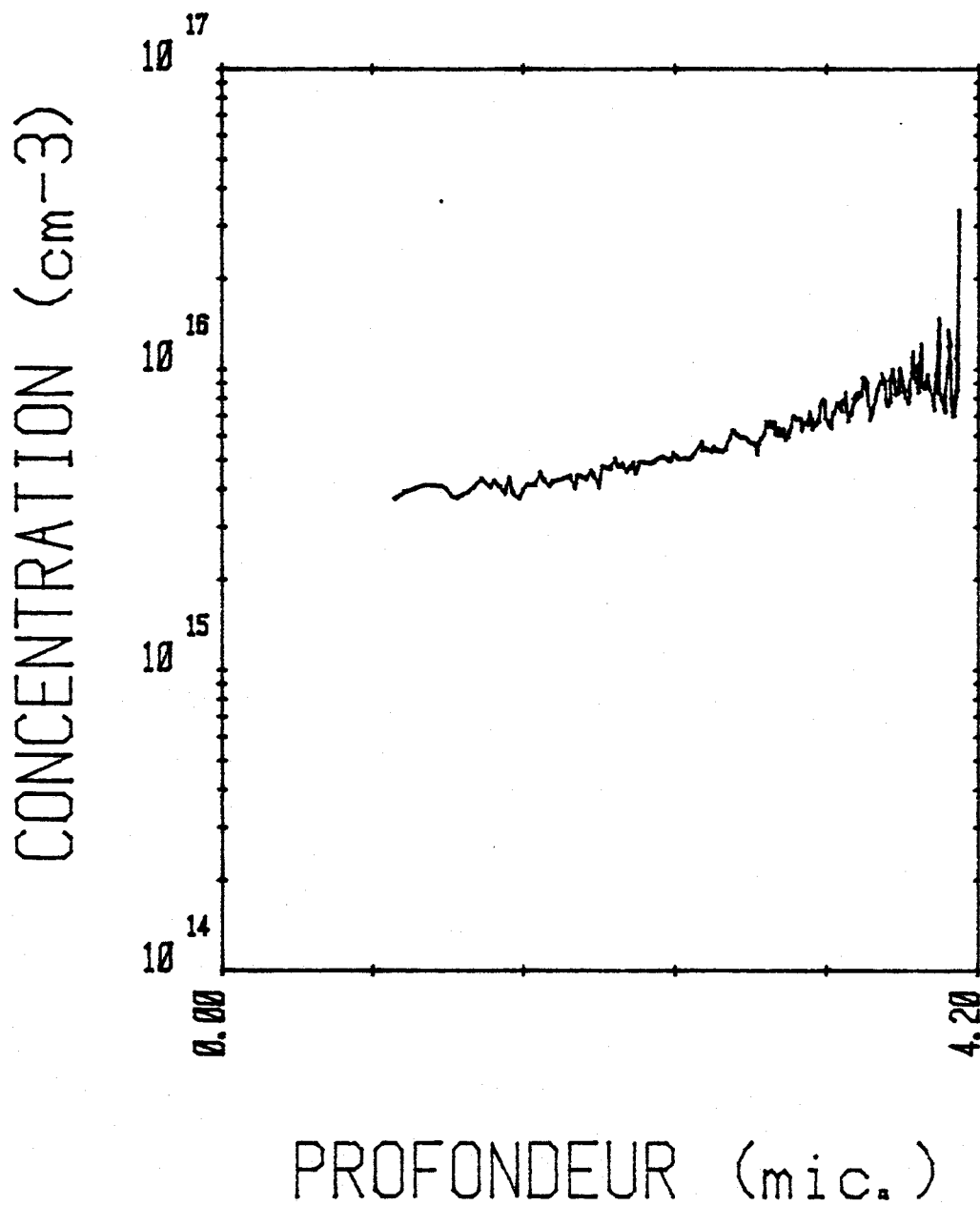


FIGURE 11 : Profil de concentration apparente des photodiodes HQT 154.

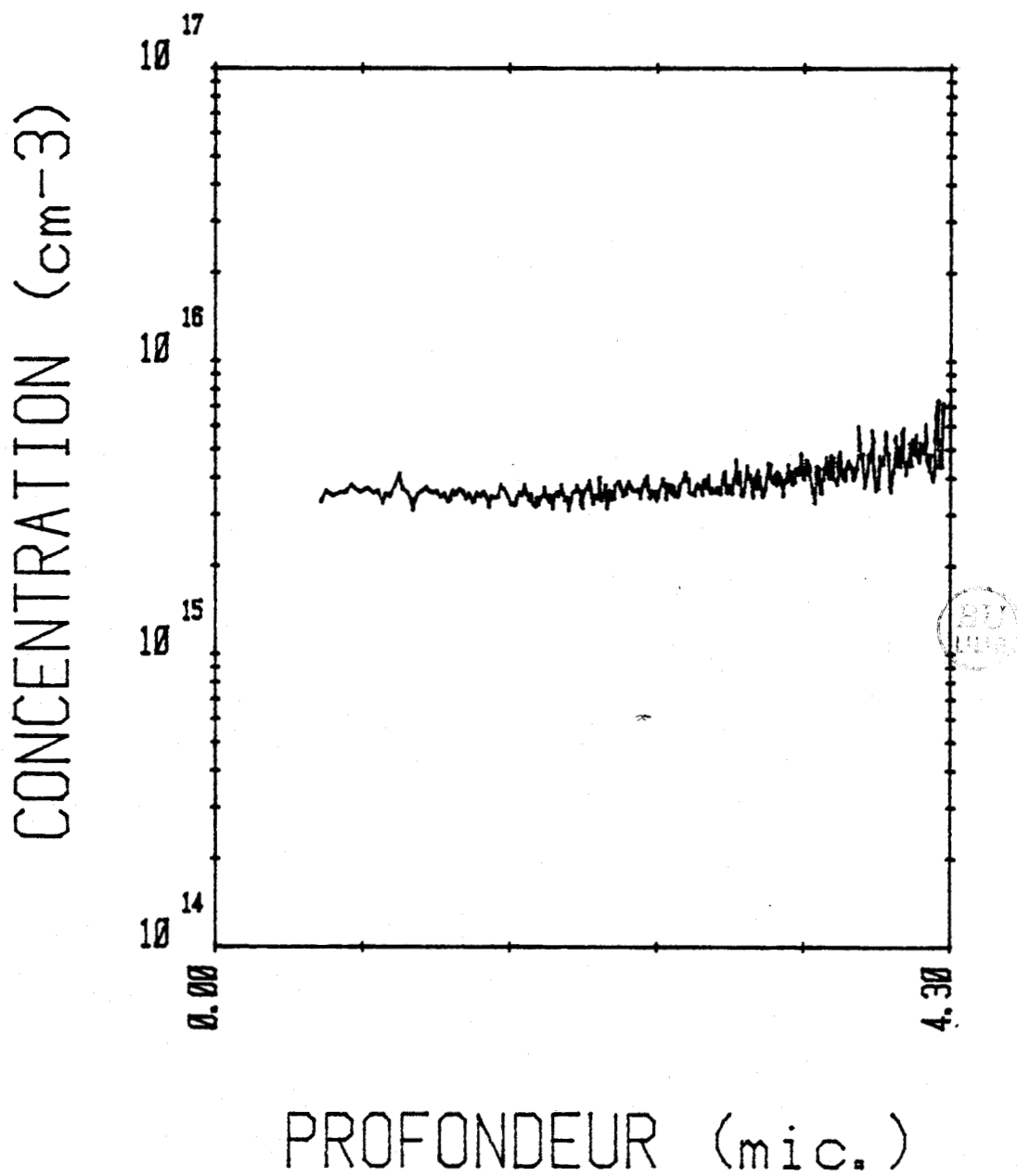


FIGURE 12 : Profil de concentration apparente des photodiodes HQT 159.

$S = 7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$

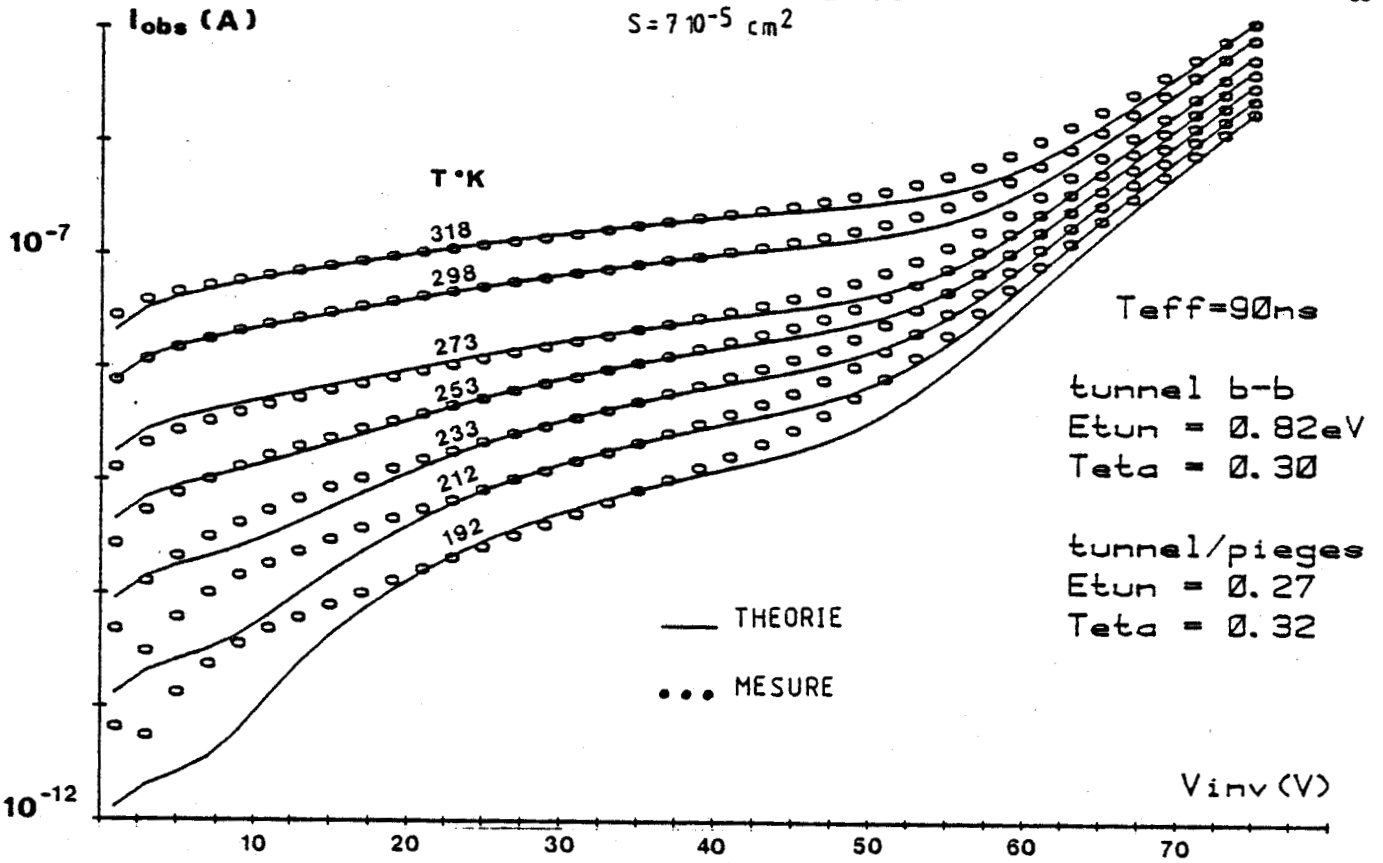


FIGURE 13 : Caractéristiques de courant d'obscurité théoriques et expérimentales.

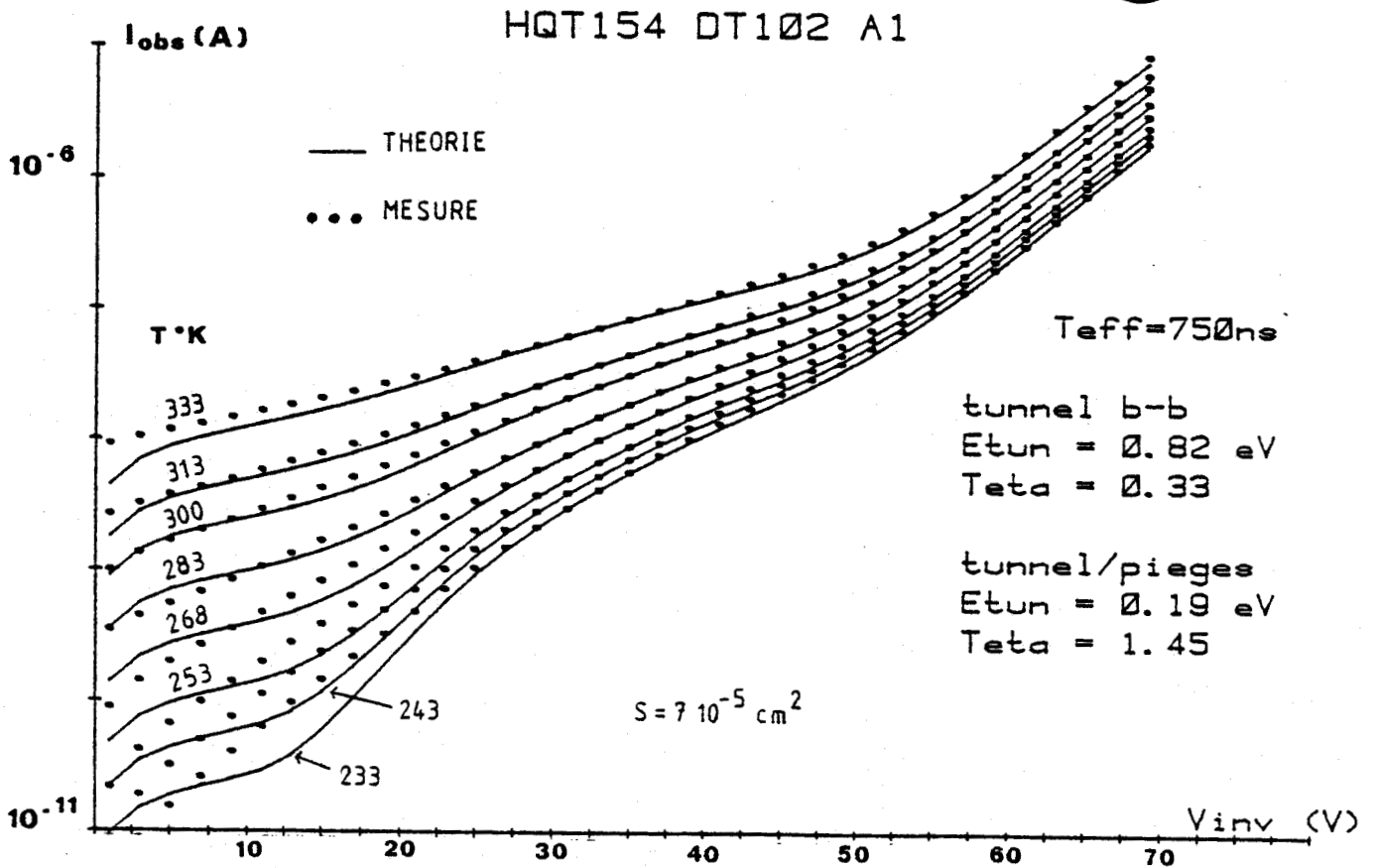


FIGURE 14 : Caractéristiques de courant d'obscurité théoriques et expérimentales.

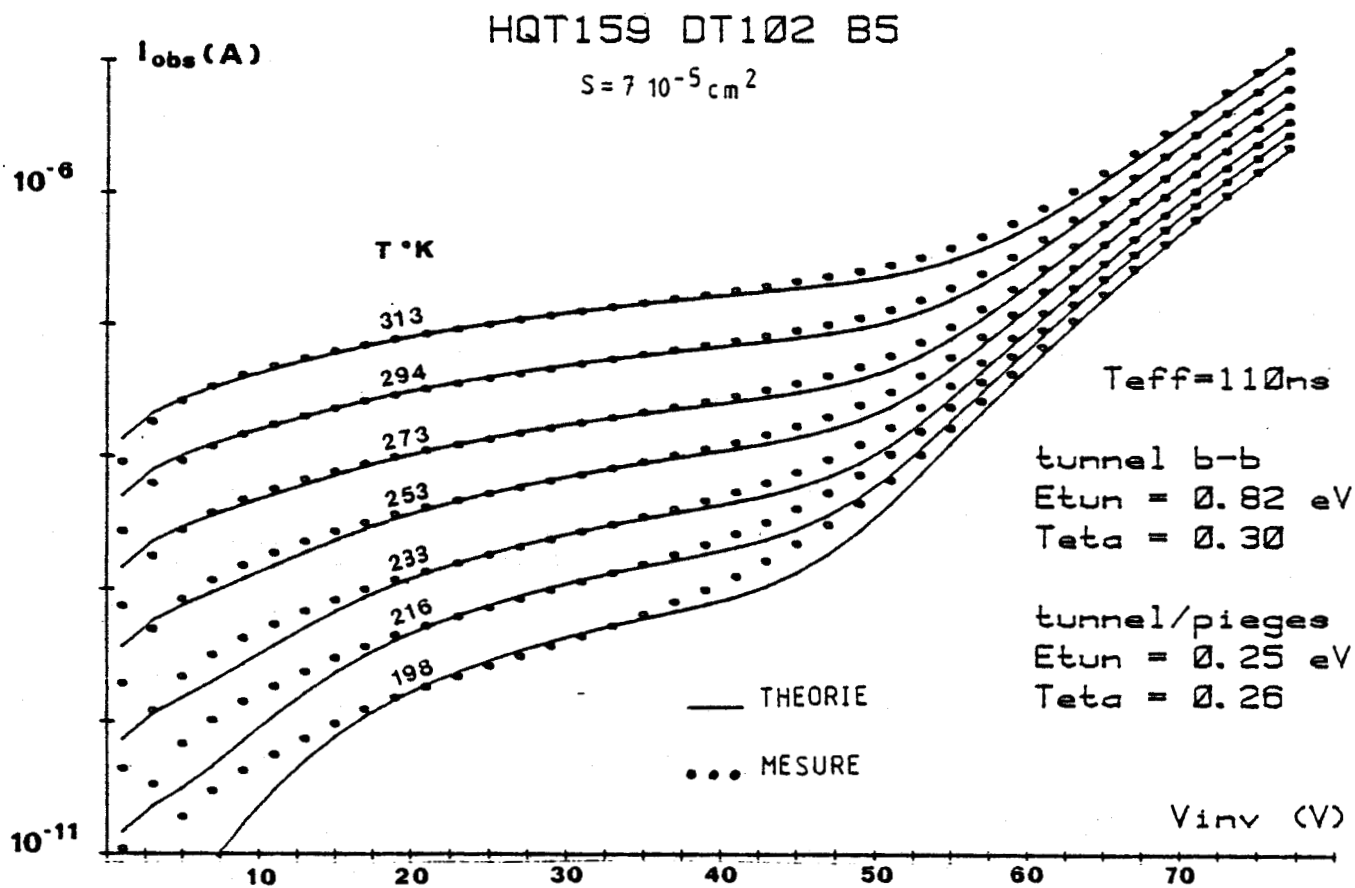


FIGURE 15 : Caractéristiques de courant d'obscurité théoriques et expérimentales.

HQT154 DT102 B3

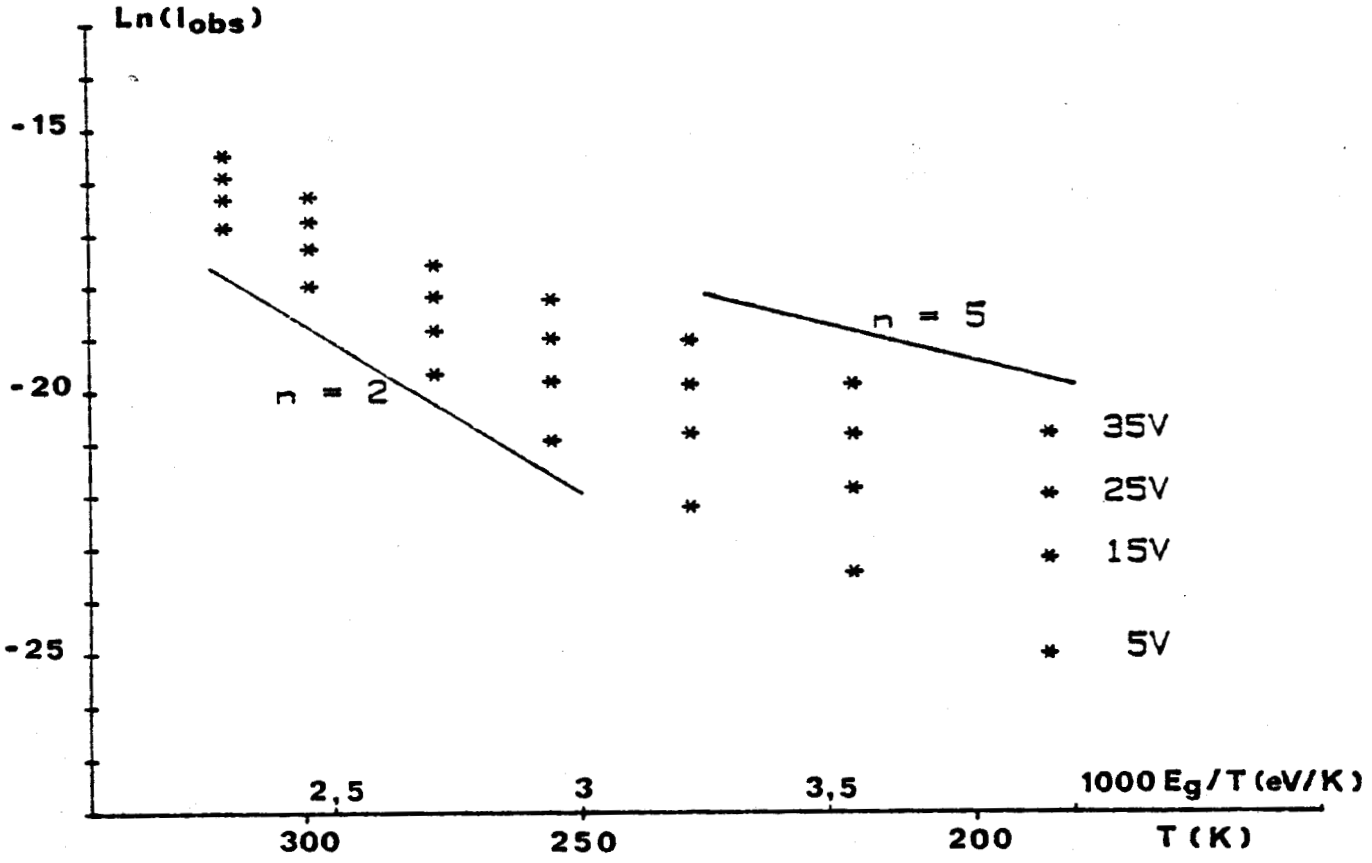


FIGURE 16 : Mise en évidence du courant de génération



HQT159 DT102 B5

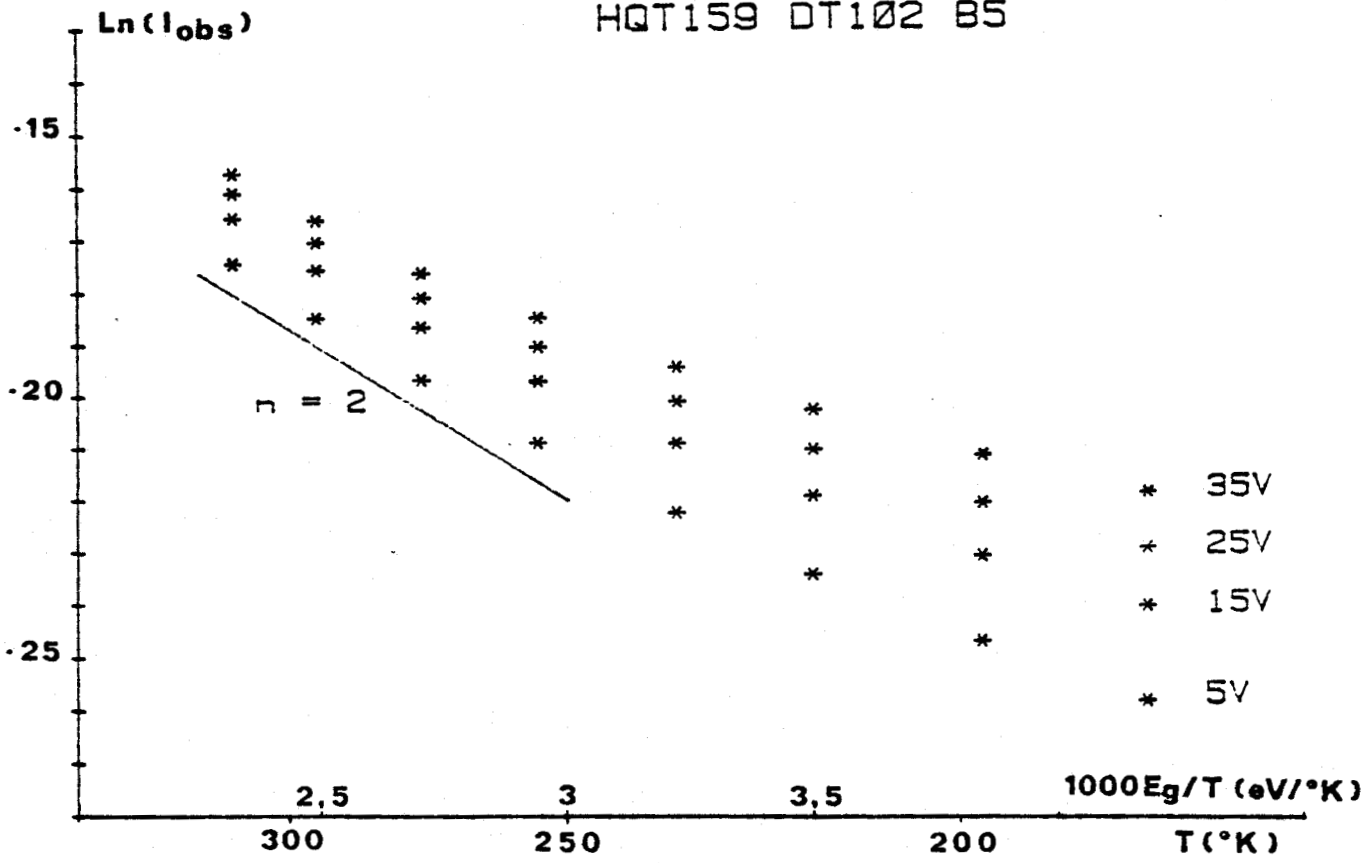


FIGURE 17 : Mise en évidence du courant de génération

Cependant la diminution du courant d'obscurité avec la température est moins rapide que celle prévue par un mécanisme de génération thermique. Ceci peut être lié à l'existence de courants de surface ou de courants de fuite parasites, non négligeables à basse température devant le courant de génération, alors très faible.

On constate également sur les caractéristiques des figures 16 et 17 que l'énergie d'activation E_g/n du courant d'obscurité diminue avec la tension appliquée. En conséquence, l'augmentation du courant d'obscurité avec la tension est plus rapide que celle prévue par le courant de génération, et ce d'autant plus que la température est basse.

Ces résultats nous ont conduit à tester l'hypothèse qu'au courant de génération s'ajoute un courant tunnel assisté par pièges. Il a été en effet montré que cette contribution au courant d'obscurité des photodiodes GaInAs est généralement prépondérante à basse température et aux tensions moyennes [IV.1, IV.2].

IV.2.4. COURANT TUNNEL PAR PIEGES

D'après l'expression (2.18) du chapitre II, le courant tunnel par pièges est mis en évidence si le courant d'obscurité satisfait à la relation :

$$\text{Log}[I_{\text{obs}} - I_g] = C_1 - \frac{C_2}{F_M} \quad (4.1)$$

avec I_g = courant de génération.

Les constantes C_1 et C_2 s'expriment en fonction des paramètres caractéristiques du courant tunnel par :

$$C_1 = \gamma \quad (4.2)$$

$$C_2 = \frac{\theta_m^{1/2} E_B^{3/2}}{q\hbar}$$

Les constantes C_1 et C_2 varient avec la température, et si l'on admet que la variation avec la température de la hauteur de barrière E_B est identique à celle de la largeur de bande interdite :

$$E_B(T) = E_{\text{tun}} - \sigma T \quad (4.4)$$

avec E_{tun} = hauteur de barrière à 0 K,

La linéarisation du tracé de la courbe $C_2^{2/3}(T)$ permet d'obtenir θ et E_{tun} .

Le courant tunnel par pièges n'a pu être mis en évidence de façon certaine étant donné que le courant d'obscurité ne satisfait pas à la relation (4.1) avec une bonne approximation.

La détermination des paramètres θ et E_{tun} est alors imprécise, car dépendante de la portion de caractéristique de courant d'obscurité sur laquelle elle est effectuée. Néanmoins, nous obtenons des valeurs concordantes d'une diode à l'autre

$$\theta = 0,30 \pm 0,05$$

$$E_{\text{tun}} = 0,24 \pm 0,05 \text{ eV,}$$

excepté pour la photodiode HQT 154 Al, pour laquelle on obtient

$$\theta = 1,45 \pm 0,1$$

La hauteur de barrière est peu élevée et sa valeur à $T = 300 \text{ K}$ obtenue par :

$$\begin{aligned} E_B &= E_{\text{tun}} - \sigma T \\ &= 0,15 \text{ eV} \pm 0,05 \text{ eV} \end{aligned}$$

est proche de celle reportée par Trommer et al. [IV.1], et Nickel et al. [IV.2] ($E_B = 0,16 \text{ eV}$). Cette hauteur de barrière apparaît donc comme une constante des photodiodes GaInAs, sans que l'origine physique en soit éclaircie, n'ayant pu jusqu'à maintenant la corrélérer avec un piège bien déterminé :

Trommer établit une corrélation avec un centre profond d'énergie d'activation $E_a = 0,56$ eV et en remarquant que $E_B \approx E_g - E_a$ tandis que Nickel remarque que la hauteur de barrière E_B est proche de l'énergie d'activation $E_a = 0,20$ eV d'un piège observé la couche GaInAs de ses photodiodes.

IV.2.5. COURANT TUNNEL BANDE A BANDE

La linéarité des caractéristiques :

$$\text{Log} \left[\frac{I_{\text{obs}} - I_{\text{ex}}}{F_M \cdot V} \right] = f\left(\frac{-1}{F_M}\right)$$

avec I_{ex} = composante de courant extrapolée exponentiellement depuis les tensions moyennes

reproduites dans les figures 18 et 19 montre que le courant d'obscurité à tension élevée a bien pour origine un mécanisme d'émission tunnel. Une interprétation satisfaisante est obtenue dans l'hypothèse d'un processus bande à bande et la recherche du paramètre θ ajustant au mieux la caractéristique de courant d'obscurité conduit aux résultats :

$$\theta = 0,30 \pm 0,03$$

Cette valeur se situe environ au milieu de l'intervalle prévu par les limites fixées par la forme de la barrière ($0,23 \leq \theta \leq 0,4$), ce qui accrédite l'hypothèse d'un mécanisme d'émission tunnel bande à bande.

IV.2.6. CARACTERISTIQUES THEORIQUES DE COURANT D'OBSCURITE

Les caractéristiques théoriques représentées dans les figures 13 à 15 ont été obtenues par addition des différentes composantes, la contribution de chacune au courant d'obscurité étant détaillée dans la figure 20.

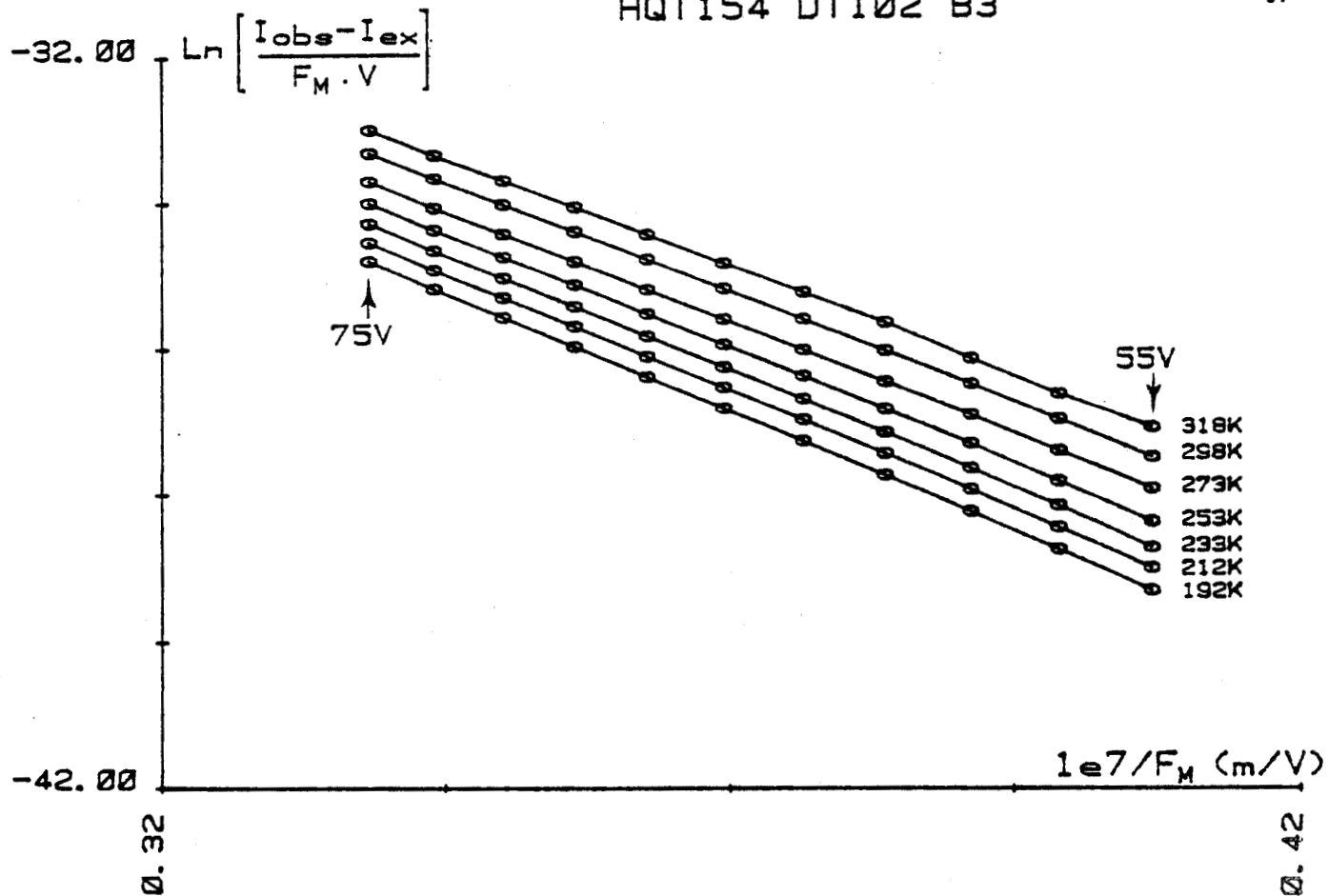


FIGURE 18 : Mise en évidence du courant tunnel

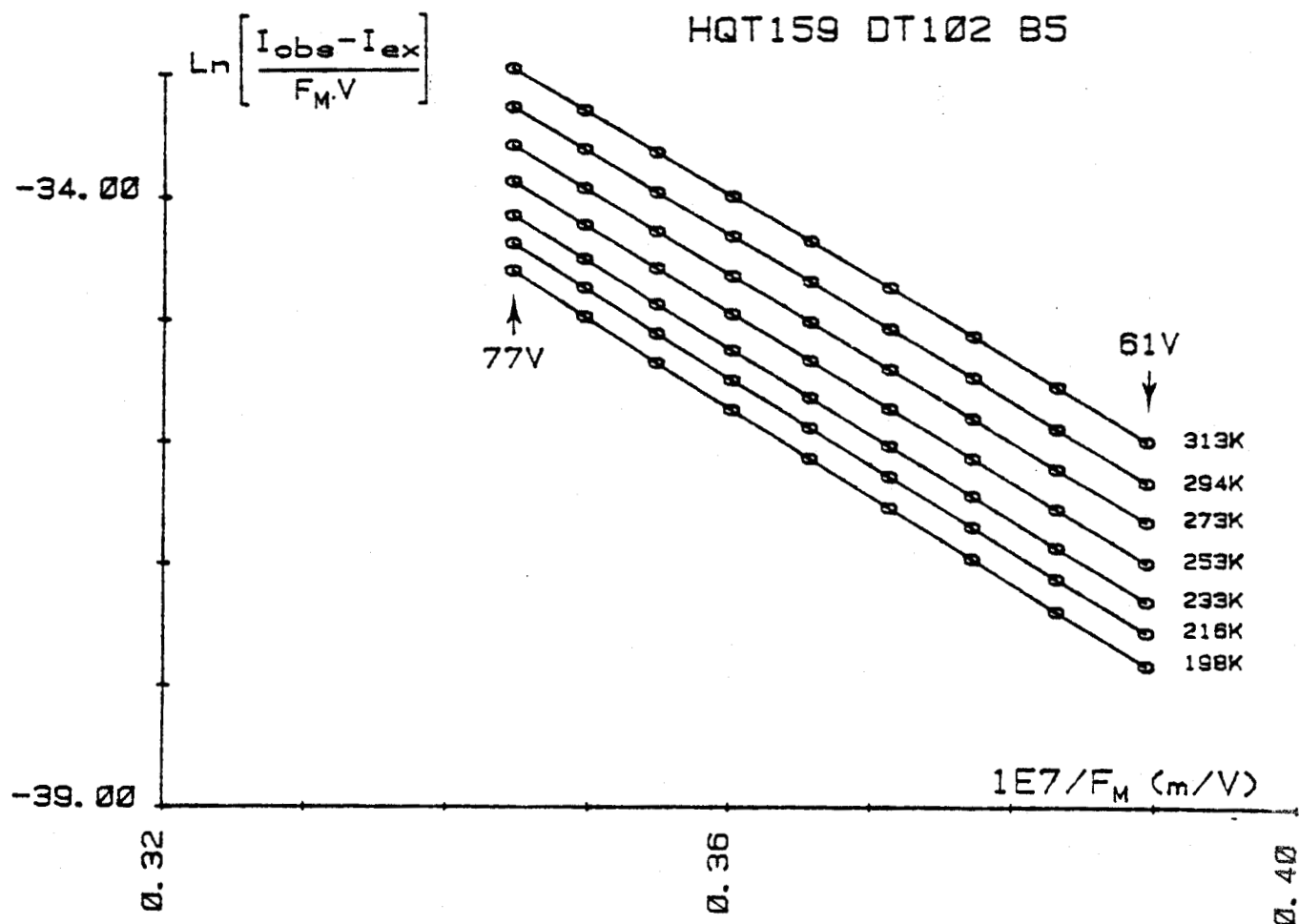


FIGURE 19 : Mise en évidence du courant tunnel.

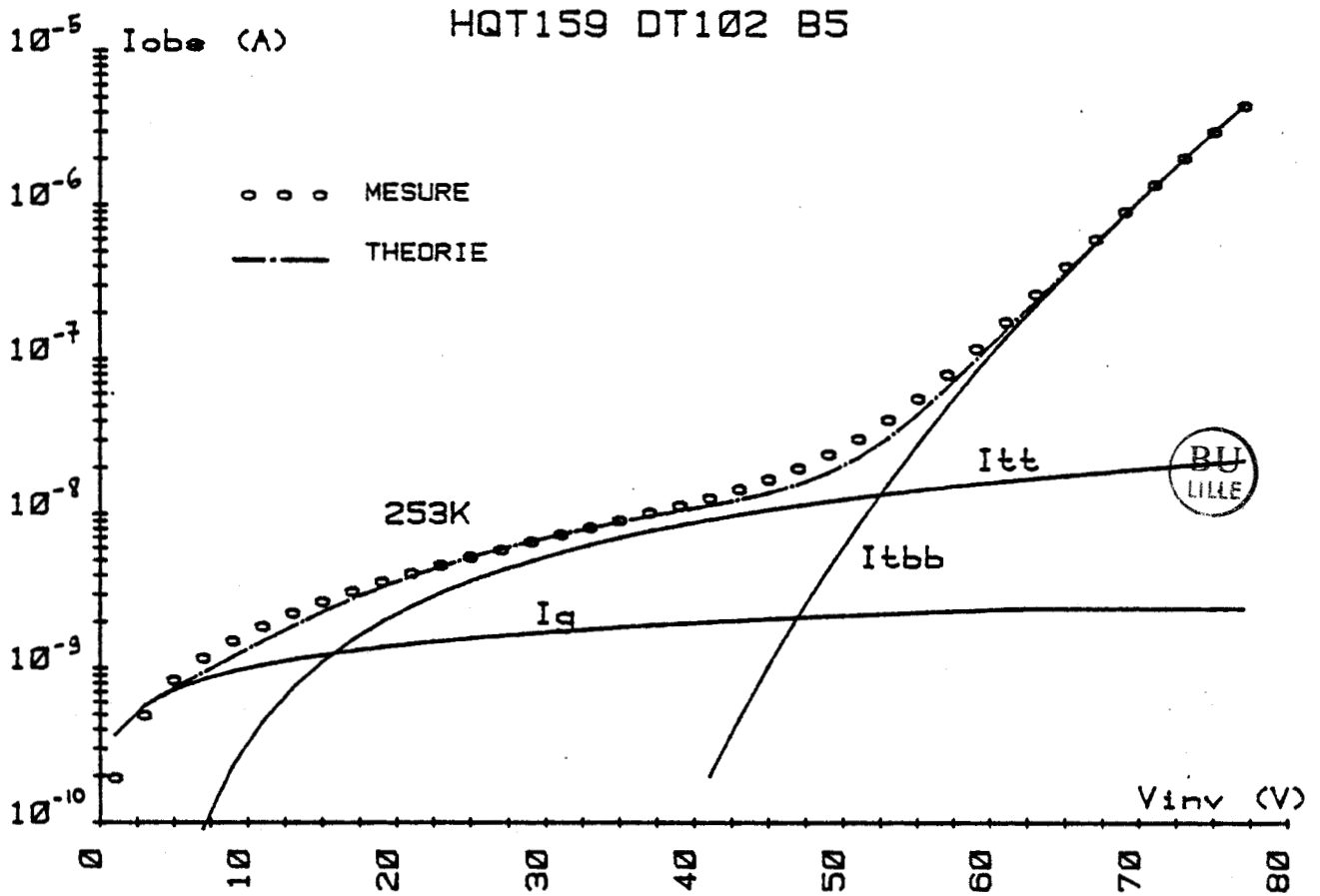


FIGURE 20 : Contribution des différentes sources de courant d'obscurité.

L'accord avec la caractéristique réelle est satisfaisant. Cependant nous émettons quelques réserves dans cette analyse au sujet de l'interprétation du courant d'obscurité en excès par rapport au courant de génération en termes de courant tunnel par pièges. Celui-ci n'a pu être mis en évidence avec certitude et il est probable que cette représentation ne soit pas adaptée au mécanisme physique en cause, qui apparaît comme une constante du matériau GaInAs et pour lequel nous proposerons une explication au paragraphe IV.4, en termes d'émission thermique depuis les centres recombinants contenus dans le matériau.

IV.3. COURANT D'OBSCURITE DES PHOTODIODES MOCVD

IV.3.1. STRUCTURE DES PHOTODIODES ETUDIEES

L'étude a porté essentiellement sur les photodiodes des séries RAZ 729 et RAZ 1112 dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.

Deux diffusions (DT 46 et DT 145) à des profondeurs différentes ont été effectuées dans la structure RAZ 729. Pour l'une, (DT 46), la jonction prévue est située dans la couche fenêtre InP, tandis que pour l'autre (DT 145), elle est située dans la couche absorbante GaInAs. Les profils de dopage apparent déduits des mesures capacitives correspondant aux deux diffusions sont représentés dans les figures 21 et 22.

Le niveau de dopage des diodes diffusées DT 46, tout d'abord très bas (10^{14} atomes/cm³) augmente rapidement en s'éloignant de la jonction, jusqu'à approcher 10^{15} atomes/cm³.

Cet effet peut être expliqué par un phénomène de compensation dû à l'existence d'un deuxième front de diffusion,

	RAZ729 DT46	RAZ729 DT145	RAZ1112 KD202
COUCHE FENETRE	InP 1,6 μm	InP 1,6 μm	InP 1,6 μm
COUCHE ACTIVE	GaInAs 3,4 μm qq 10^{15} cm^{-3}	GaInAs 3,4 μm qq 10^{15} cm^{-3}	GaInAs 3,1 μm qq 10^{15} cm^{-3}
COUCHE TAMPON	InP 1,5 μm qq 10^{15} cm^{-3}	InP 1,5 μm qq 10^{15} cm^{-3}	InP 1,6 μm qq 10^{15} cm^{-3}
PROF. JONCTION	1,2 μm	2 μm	2,4 μm
DIAM. OPTIQUE	80 μm	300 μm	80 et 300 μm

TABLEAU 4 : Structure des photodiodes MOCVD.

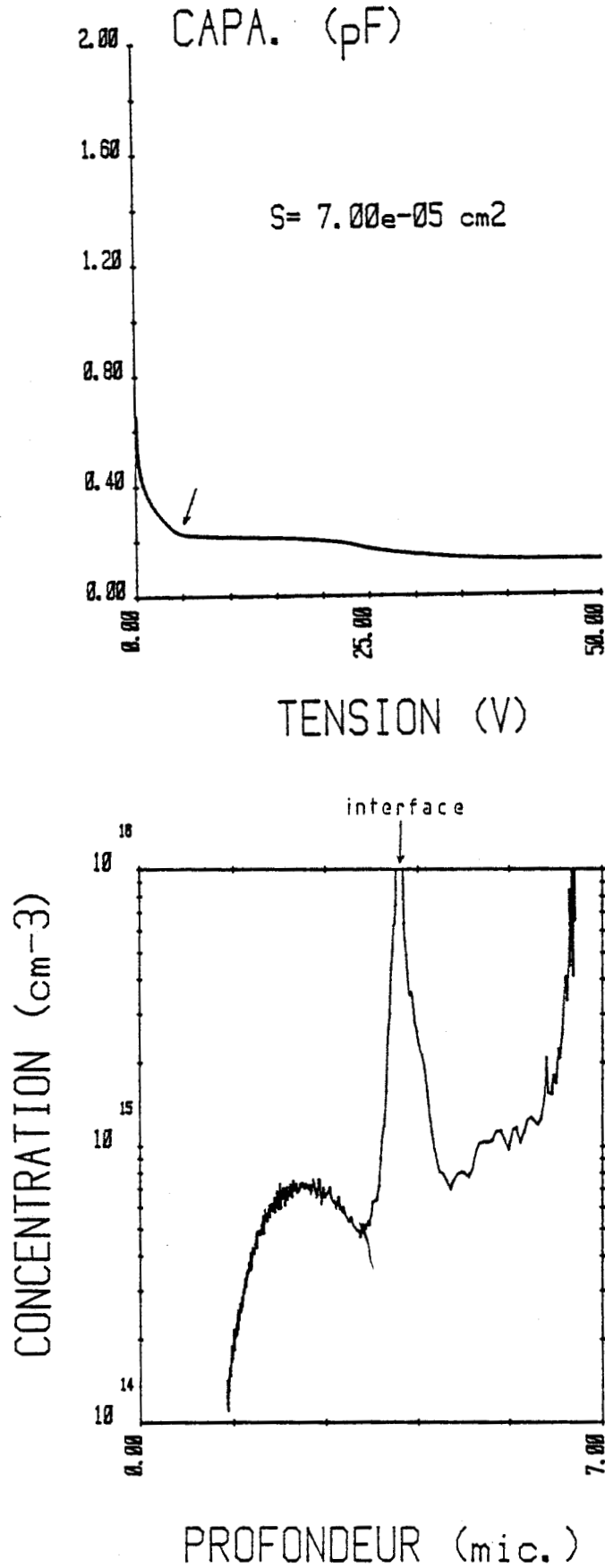


FIGURE 21 : Capacité et profil de concentration apparente des photodiodes RAZ 729 DT 46.

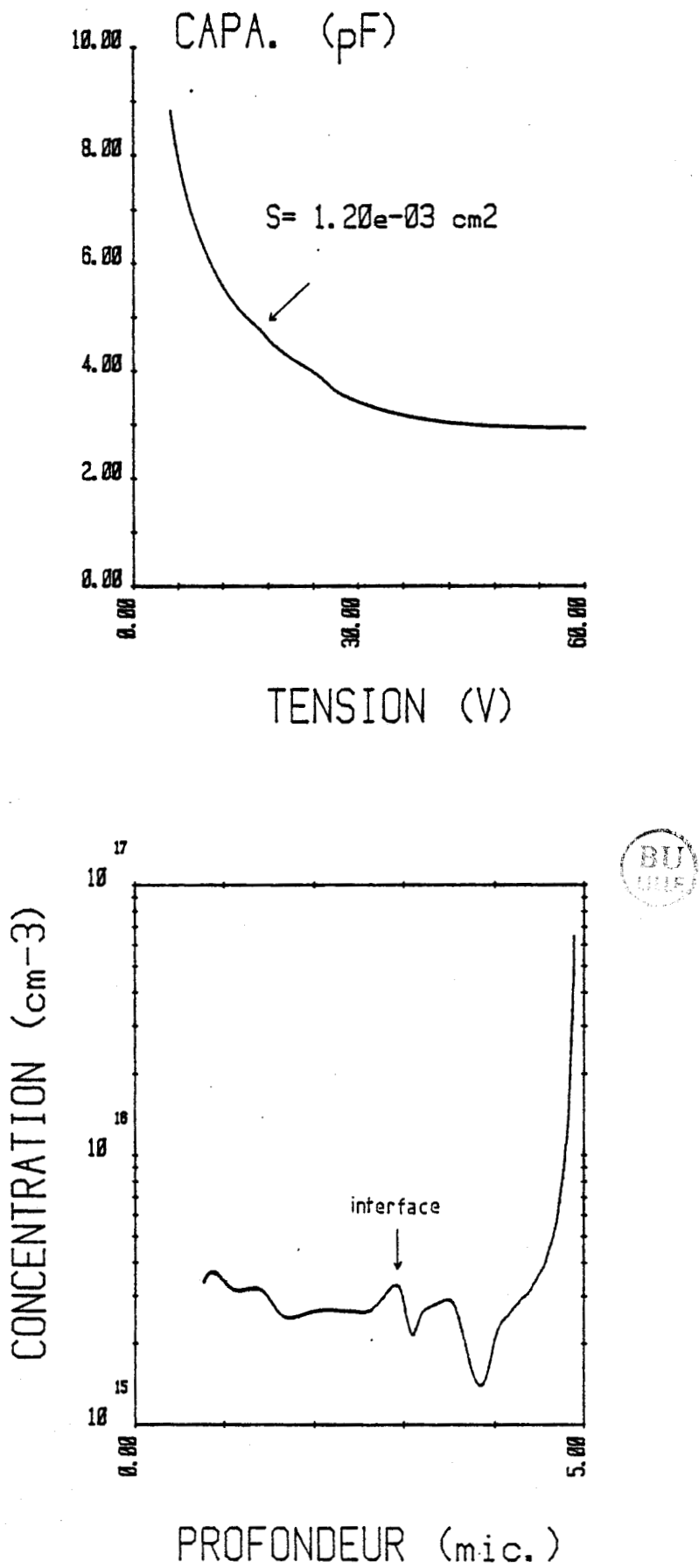
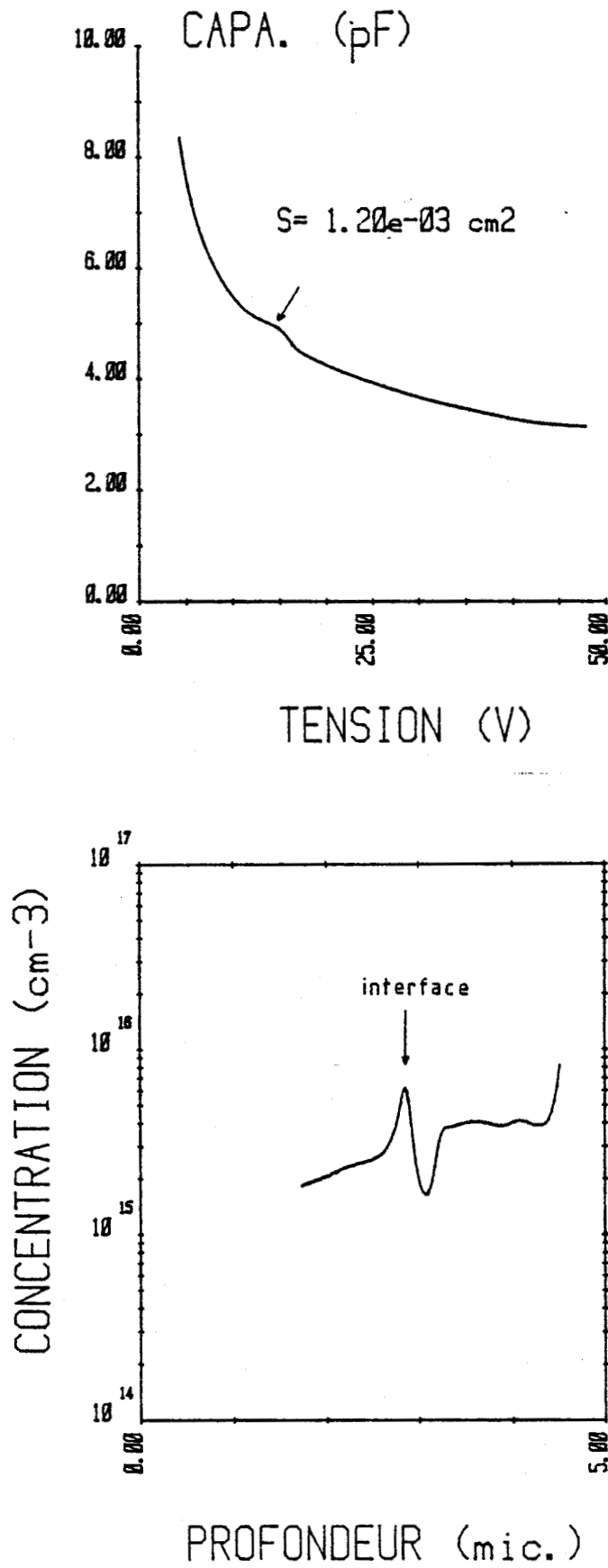


FIGURE 22 : Capacité et profil de concentration apparente des photodiodes RAZ 729 DT 145.



BU
LILLE

FIGURE 23 : Capacité et profil de concentration apparente des photodiodes RAZ 1112.

pouvant même conduire à la formation d'une zone de type P⁻ entre les deux fronts. De ce fait, la localisation précise de la jonction électrique est incertaine, ce qui rend difficile l'interprétation du profil de dopage apparent. Il est cependant probable que le pic observé sur le profil signe la position de l'interface avec la couche tampon InP. Il doit être attribué à une forte concentration de pièges ou de défauts à cet interface.

La concentration résiduelle des photodiodes diffusées DT 145 est de l'ordre de $2 \text{ à } 4 \cdot 10^{15}$ atomes/cm³. A proximité de la position attendue de l'hétérojonction avec la couche tampon (3 μm), le profil présente une irrégularité (pic suivi d'un creux) analogue à celle qu'on peut attendre d'une hétérojonction, quoique très peu marquée. Cet effet apparaît plus nettement sur le profil de concentration apparente des photodiodes RAZ 1112 représenté en figure 23, l'amplitude du pic et du creux étant plus importante. Utilisant la méthode décrite au chapitre III pour calculer la discontinuité de bande de conduction ΔE_c et la densité de charge fixe N_s , on obtient

$$\Delta E_c = 0,21 \text{ eV}$$

$$N_s = 10^9 \text{ cm}^{-2}$$

La valeur très faible de N_s semble indiquer la bonne qualité de l'hétérojonction d'autant plus que la valeur de ΔE_c est en bon accord avec la valeur attendue. Cependant, l'analyse capacitive des photodiodes de cette série, développée au chapitre V, révélera qu'il n'est pas possible de conclure, à partir de ces résultats, quant à la qualité de l'interface.

IV.3.2. CARACTERISTIQUES DE COURANT D'OBSCURITE

Les caractéristiques de courant d'obscurité typiques des photodiodes des séries RAZ 729 DT 46 et DT 145 sont représentées dans les figures 24 et 25. On observe pour les

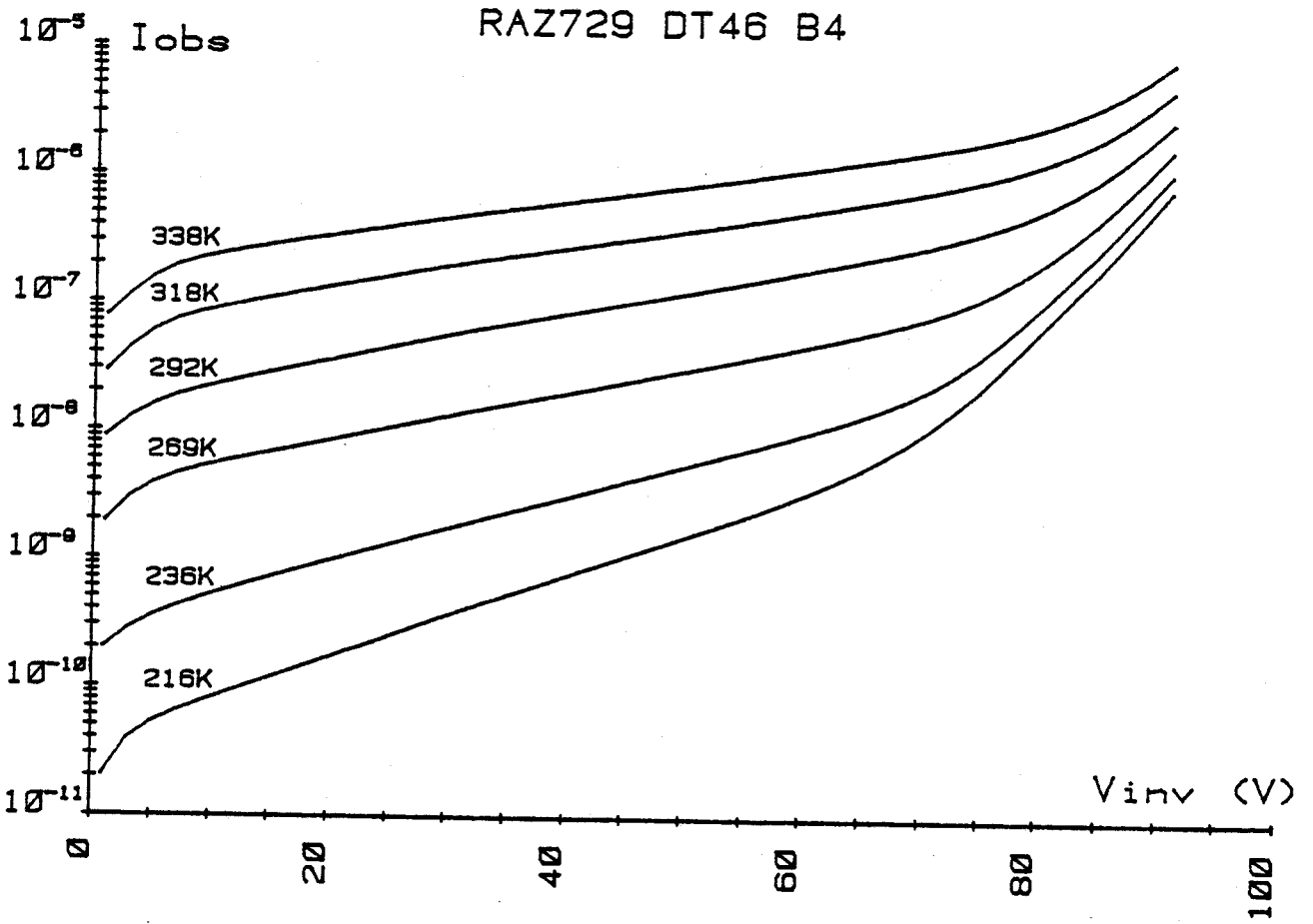


FIGURE 24

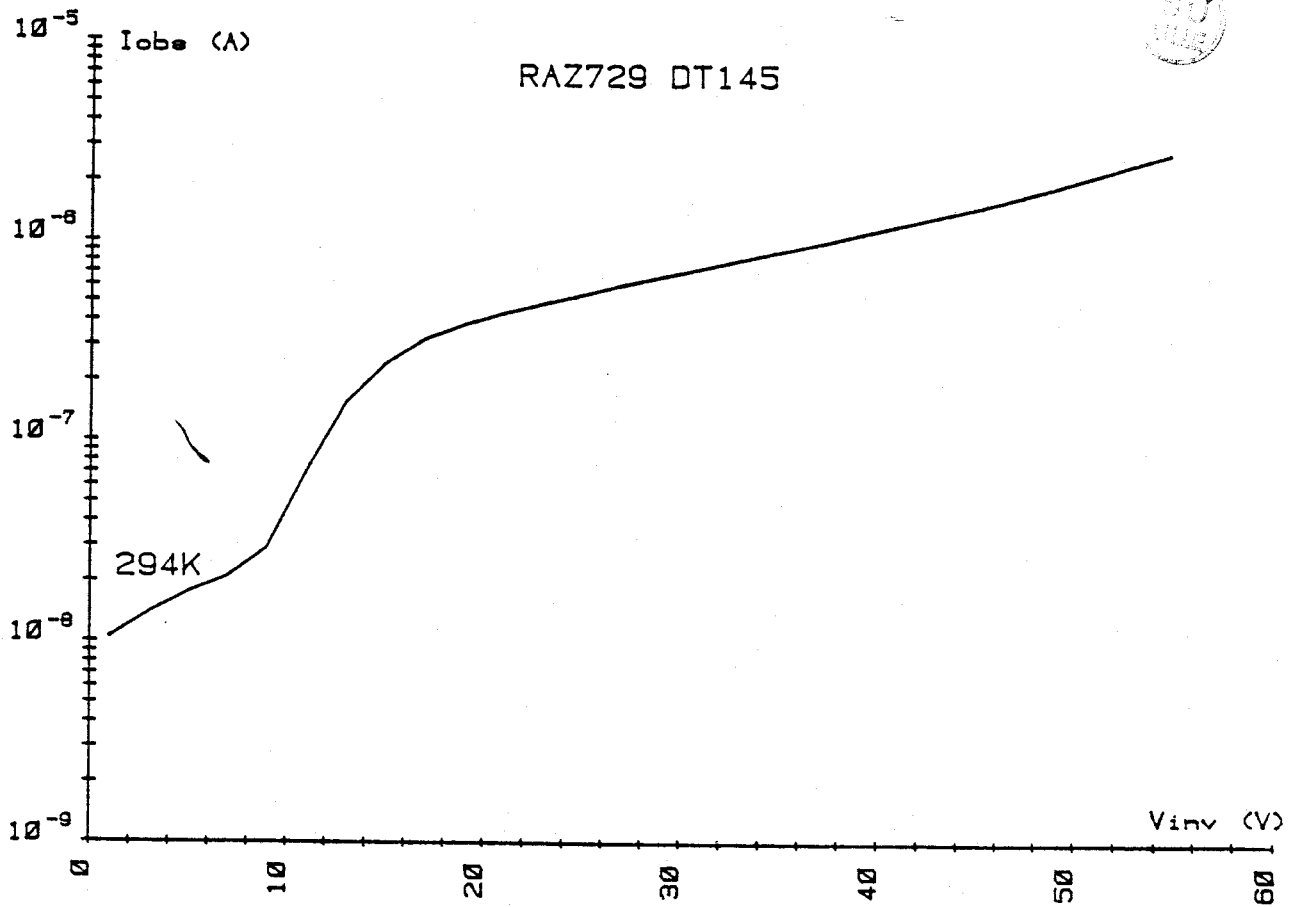


FIGURE 25

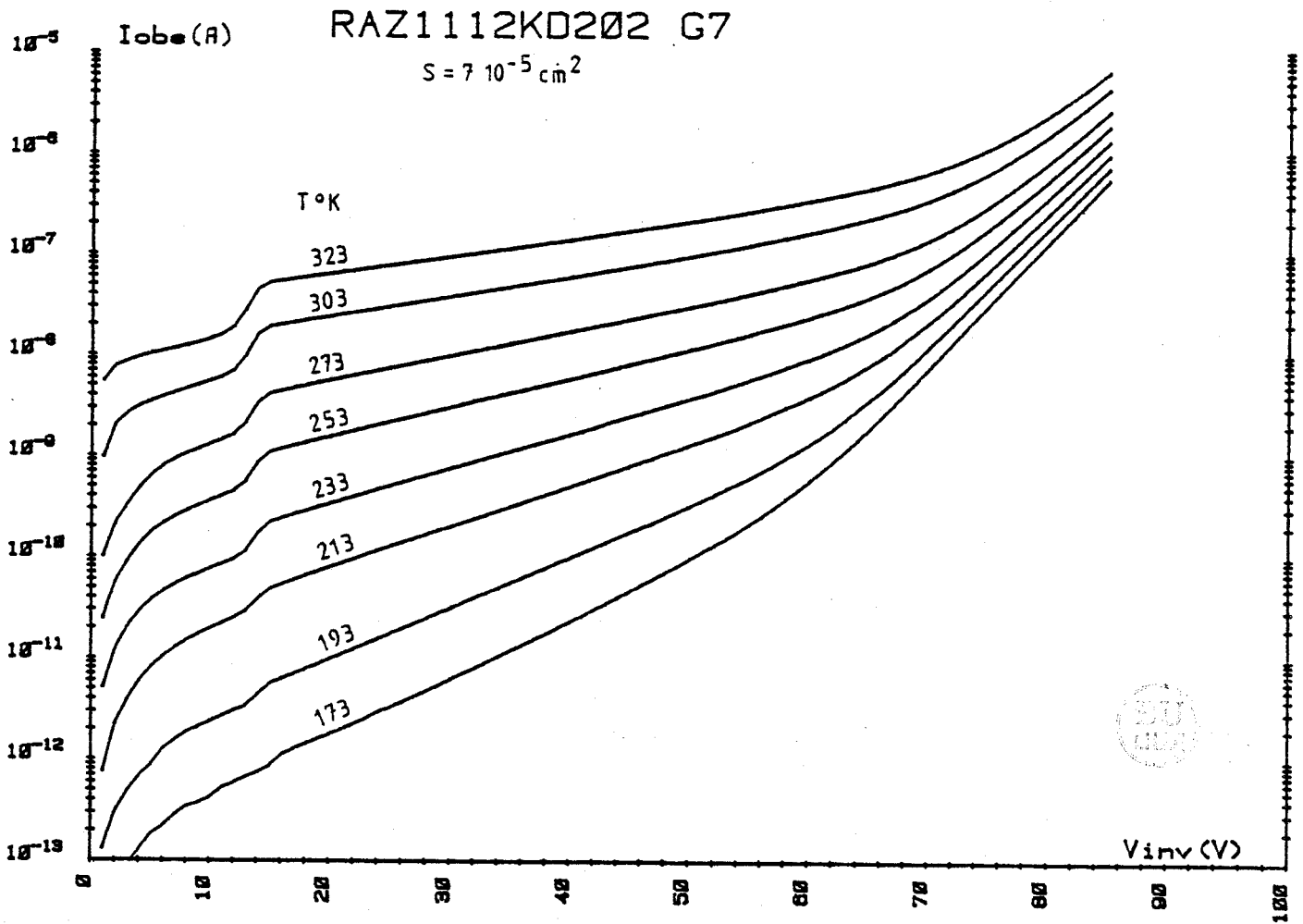


FIGURE 26 : Caractéristique de courant d'obscurité des photo-diodes RAZ 1112.

photodiodes DT 145, une augmentation importante du courant d'obscurité lorsque la tension est telle que la charge d'espace atteint l'interface avec la couche tampon (voir caractéristique C(V) de la figure 22). Pour les photodiodes DT 46, la charge d'espace s'étend, d'après la caractéristique C(V) de la figure 21, jusqu'à l'interface vers 5 volts, si bien que dès les plus basses tensions, le courant d'obscurité est élevé, sa densité à 5 volts ($\sim 4 \cdot 10^{-4}$ A/cm) étant du même ordre de grandeur que celles des photodiodes DT 145, mesurée à 20 volts après la "marche" sur la caractéristique I(V).

Le même phénomène se reproduit pour les photodiodes de la série RAZ 1112, dont la caractéristique de courant d'obscurité est représentée en figure 26. Ces remarques permettent de conclure que la dégradation du courant d'obscurité est liée à l'hétérojonction GaInAs/InP.

IV.3.3. COURANT DE GENERATION

La figure 27 montre que le courant d'obscurité des photodiodes RAZ 729 DT 46 est parfaitement représenté par un courant de génération, la durée de vie effective des porteurs étant $\tau_{\text{eff}} = 85$ ns.

Disposant de photodiodes RAZ 1112 de différentes surfaces ($S = 7 \cdot 10^{-5}$ cm² et $S = 1,2 \cdot 10^{-3}$ cm²), nous avons pu vérifier, en comparant leurs densités de courant respectives ($J = 3 \cdot 10^{-5}$ A/cm²), que le courant d'obscurité était d'origine volumique. La figure 28 montre que celui-ci est assez bien représenté par un mécanisme de génération thermique, tant avant la "marche" (10 volts) qu'après (20 volts), ce qui laisse supposer la présence d'une grande quantité de centres de génération à l'interface GaInAs/InP.

Ce problème d'interface qui apparaît ici dans l'étude des photodiodes MOCVD, n'a pu être mis en évidence dans les photodiodes EPL, celles-ci n'étant pas adaptées à l'observation

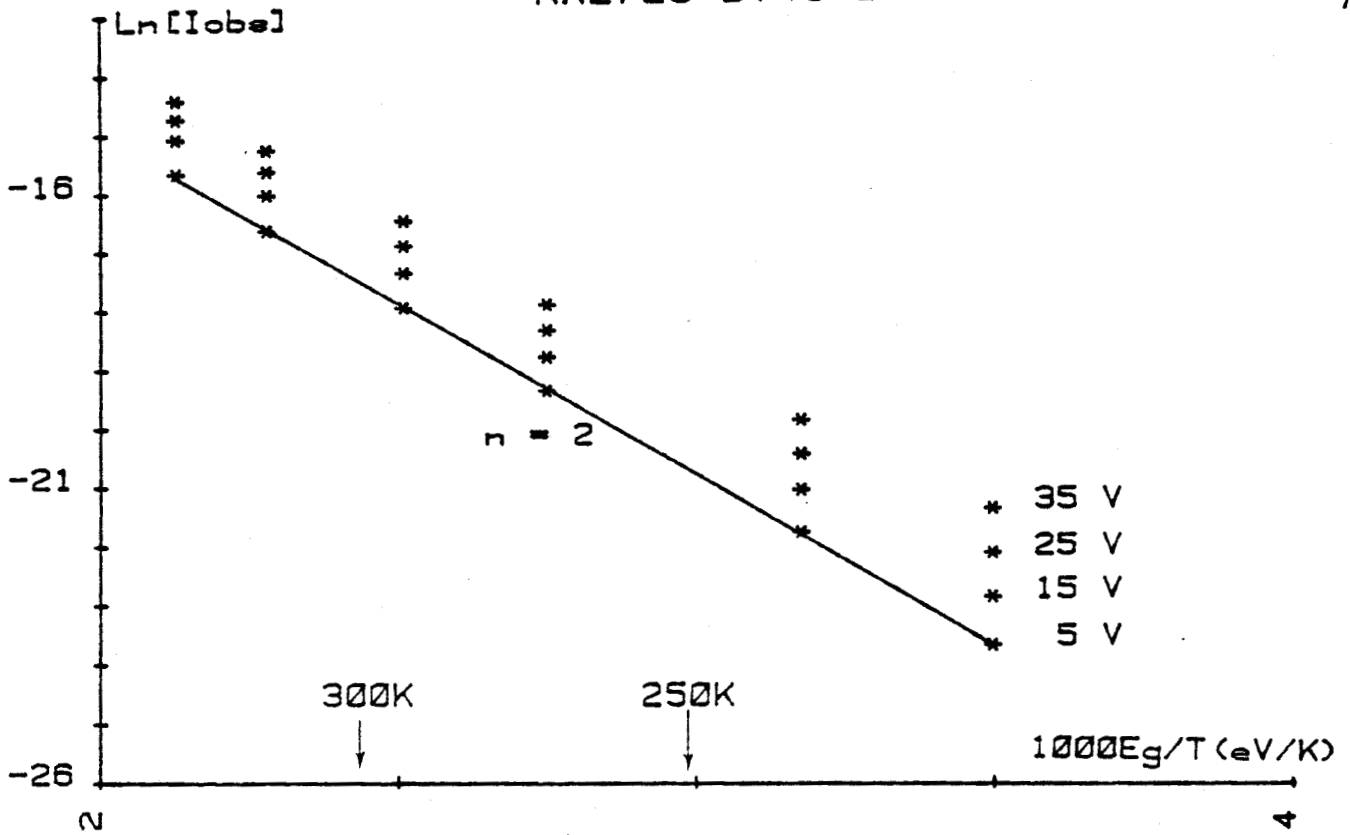


FIGURE 27 : Mise en évidence du courant de génération.

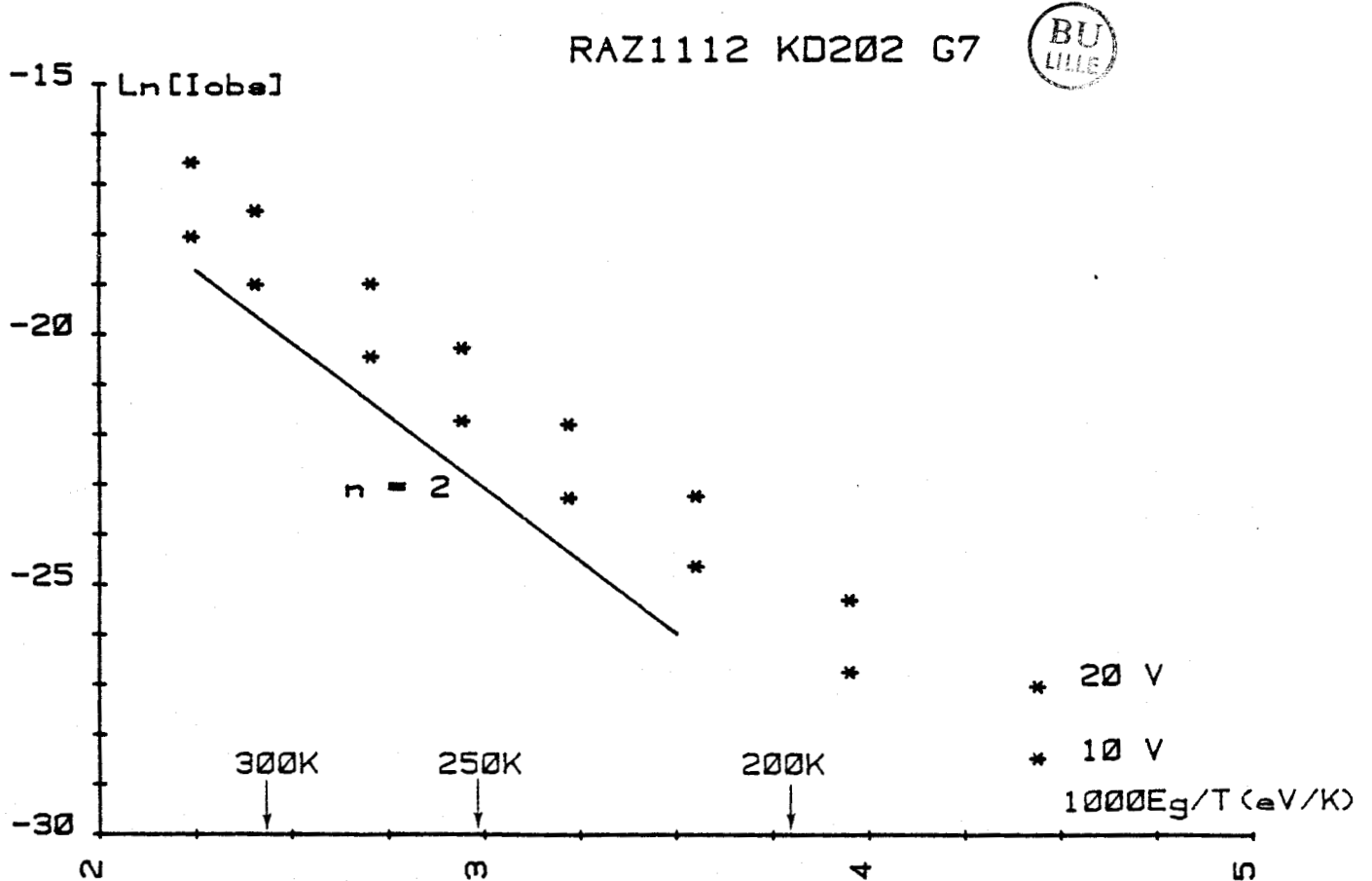


FIGURE 28 : Mise en évidence du courant de génération.

de l'hétérojonction GaInAs/InP en raison d'une épaisseur de couche GaInAs trop élevée. Il n'est donc pas possible de comparer les qualités des interfaces obtenus par ces deux techniques d'épitaxie. Cependant les niveaux de courant d'obscurité atteint par les deux techniques tant que la charge d'espace s'étend dans GaInAs sont du même ordre de grandeur, ce qui permet de conclure que les puretés des matériaux GaInAs épitaxiés par EPL et MOCVD sont voisines.

IV.3.4. COURANT D'OBSCURITE AUX TENSIONS MOYENNES

Au delà de la tension pour laquelle on commence à dépléter la couche tampon InP, le courant d'obscurité continue d'augmenter alors que le courant de génération prévoit une saturation lorsque la couche GaInAs est totalement désertée. Comme nous l'avions déjà remarqué pour les photodiodes EPL, cette augmentation est d'autant plus marquée que la température est basse, et elle suit de plus une variation quasi-exponentielle avec la tension, que l'on peut représenter sous la forme :

$$I_{\text{obs}} = I_0 \exp (a.V) \quad (4.5)$$

Etudiant l'évolution avec la température des paramètres I_0 et a , nous avons constaté que $\text{Log}(I_0)$ et a variaient linéairement avec l'inverse de la température, comme il est montré en figure 29. Ce résultat suggère que l'énergie d'activation E_g/n du courant d'obscurité est progressivement diminuée sous l'action de la tension inverse appliquée.

Bien que le comportement quasi-exponentiel du courant d'obscurité des photodiodes EPL soit moins affirmé, sa représentation par la relation (4.5) conduit à des variations similaires de $\text{Log } I_0$ et a avec la température.

Patillon et al. [IV.3] ayant observé cette variation quasi-exponentielle du courant d'obscurité l'ont attribuée

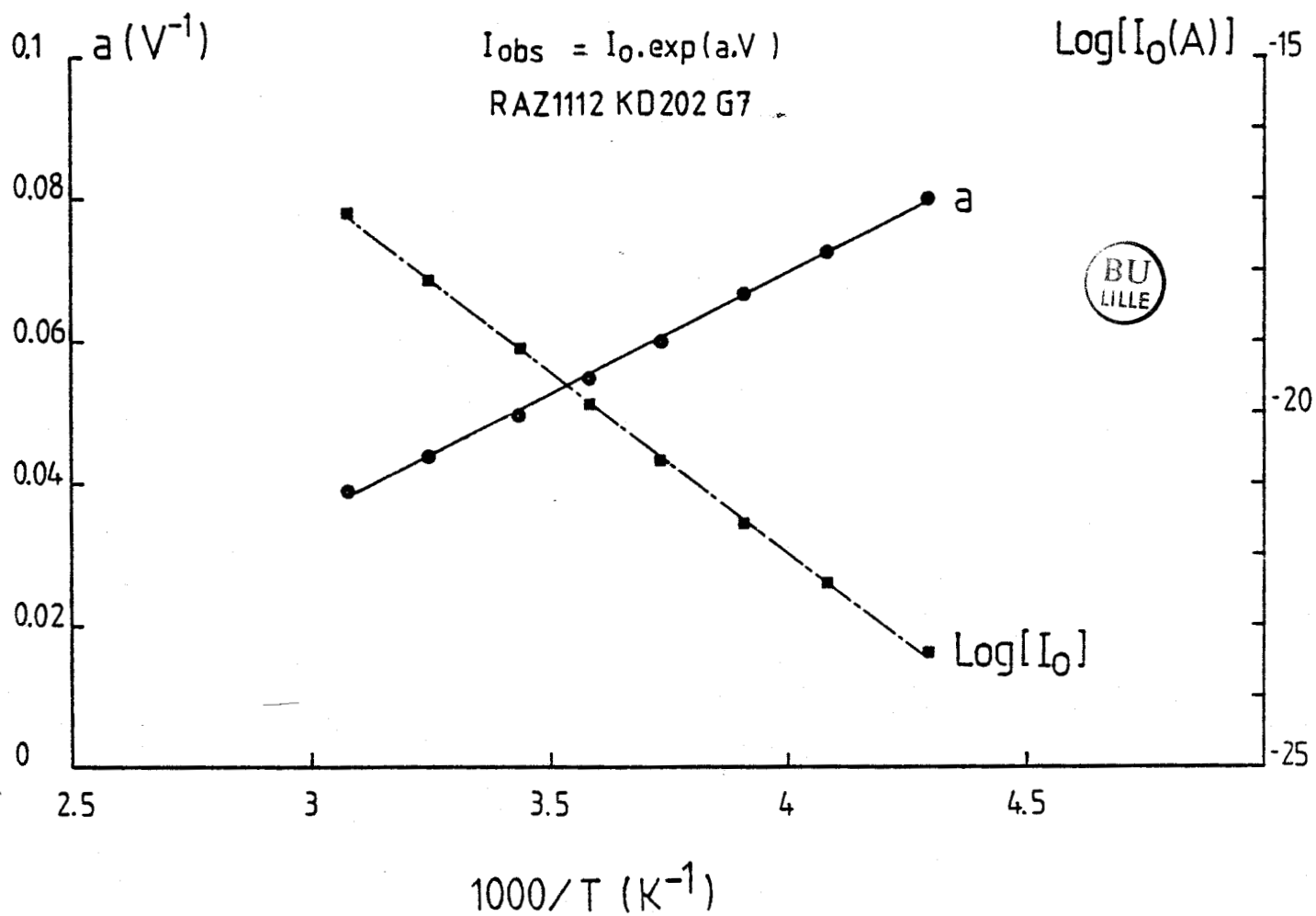


FIGURE 29 : Caractérisation du comportement quasi-exponentiel du courant d'obscurité dépendant de la température.

à un mécanisme de génération activé par le champ électrique, hypothèse avancée à la suite de l'observation de l'accroissement du taux d'émission électronique de certains pièges dans GaAs et GaP, sous l'action du champ électrique [IV.4].

Dans le paragraphe suivant nous présentons un modèle théorique simple pour décrire ce phénomène, que nous appliquerons ensuite à l'interprétation du courant d'obscurité des photodiodes.

IV.4. MODELE DE COURANT DE GENERATION ACTIVE PAR LE CHAMP ELECTRIQUE

IV.4.1. MODELE

Dans ce modèle, on admet l'existence d'un quasi-continuum de niveaux d'énergie accessibles dans la bande interdite, à partir desquels les électrons sont émis dans la bande de conduction par génération thermique ou par effet tunnel. Une situation semblable peut exister pour les trous.

Ce continuum d'états peut être virtuel et résultant du couplage d'un niveau d'énergie discret avec les phonons du réseau cristallin : c'est la théorie développée par Pons et al. [IV.5]. Ou bien il peut être réel et lié à un type de défaut particulier dans le matériau.

Une formulation approchée des mécanismes d'émission électronique associés à un continuum d'états peut être obtenue en considérant qu'il s'agit d'un processus d'émission en deux étapes à partir d'un niveau d'énergie discret, comme schématisé en figure 30 : [IV.6, IV.7] :

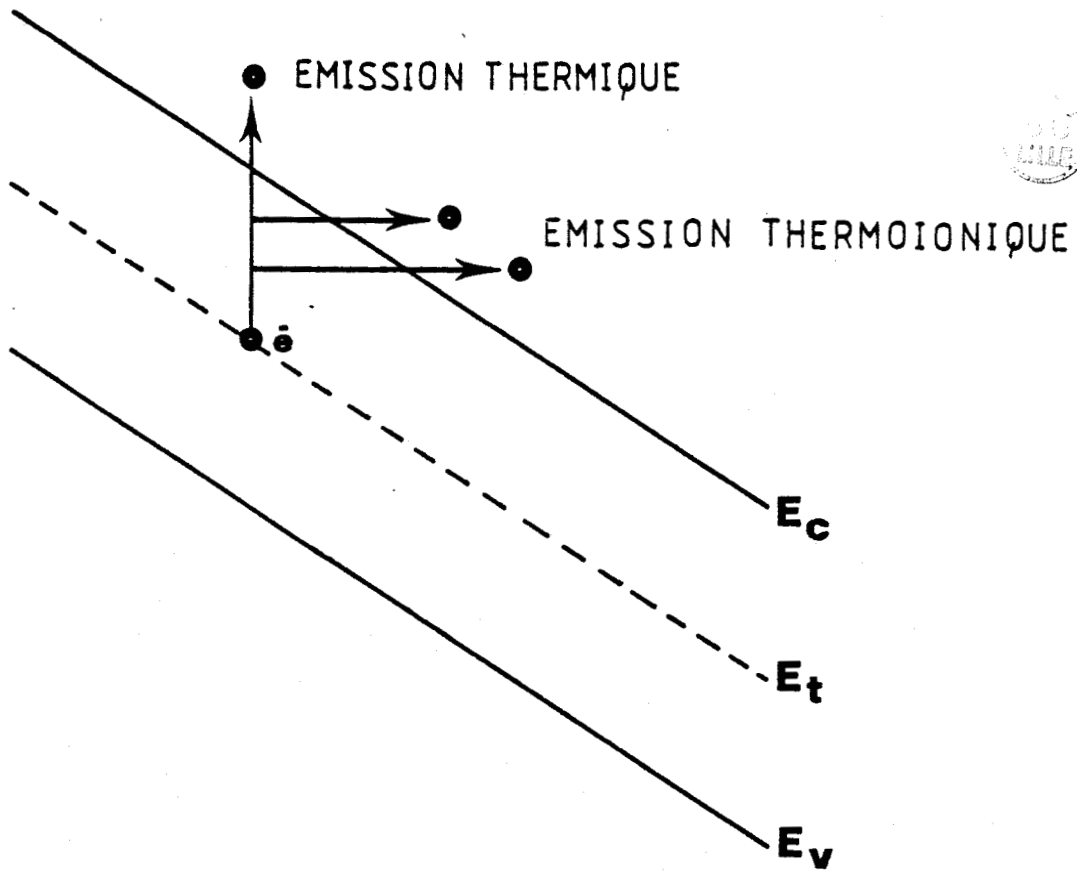


FIGURE 30 : Schéma du processus d'émission thermo-ionique à partir de centres profonds.

a) L'électron piégé sur un niveau d'énergie E_t est tout d'abord émis thermiquement vers un état intermédiaire d'énergie $E < E_c$. La probabilité associée à cette transition est donnée par :

$$f(E) dE = \frac{1}{kT} \exp \left[- \frac{(E - E_t)}{kT} \right] dE \quad (4.6)$$

b) L'électron est ensuite émis dans la bande de conduction par effet tunnel. La barrière étant supposée triangulaire, la probabilité d'émission p s'exprime par :

$$p = \exp \left[- \frac{4}{3} \frac{(2m^*)^{1/2} (E_c - E)^{3/2}}{q\hbar F} \right] \quad (4.7)$$

avec F = champ électrique local

m^* = masse effective de l'électron

Le taux d'émission électronique e_n^F associé à ce mécanisme est alors calculé par :

$$e_n^F = \int_{E_t}^{E_c} N_c \sigma_n v_n p \cdot f(E) dE \quad (4.8)$$

avec N_c = densité d'états effective dans la bande de conduction

σ_n = section de capture

v_n = vitesse thermique des électrons.

Ajoutant le taux d'émission d'origine purement thermique e_n^T donné par :

$$\begin{aligned} e_n^T &= \int_{E_c}^{\infty} N_c \sigma_n v_n f(E) dE \\ &= N_c \sigma_n v_n \exp \left[- \frac{(E_c - E_t)}{kT} \right] \end{aligned} \quad (4.9)$$

On obtient le taux d'émission total :

$$e_n = e_n^F + e_n^T$$

En raison de la valeur peu élevée de la masse effective des électrons dans les matériaux III-V, le taux d'émission e_n^F devient rapidement supérieur à e_n^T sous l'action du champ électrique et il en résulte une diminution ΔE de l'énergie d'activation dépendante du champ électrique que l'on peut estimer à partir du maximum du produit $p \cdot f(E)$ par :

$$\Delta E \approx \left[\frac{q\hbar F}{2(2m^*)^{1/2} kT} \right]^2 \quad (4.10)$$

Le traitement développé ci dessus s'applique également au calcul du taux d'émission de trous. L'effet du champ électrique se manifestera plus particulièrement sur l'émission des trous légers.

IV.4.2. APPLICATION A L'INTERPRETATION DU COURANT D'OBSCURITE

Négligeant dans la zone désertée les taux de capture d'électrons et de trous, le courant généré à partir de centres profonds se met sous la forme :

$$I_g = q \int_0^W N_t \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} dx \quad (4.11)$$

avec W = largeur de la zone désertée

N_t = concentration de centres profonds.

Les masses effectives des électrons et des trous légers étant sensiblement égales dans GaInAs, nous admettons une variation identique des taux d'émission e_n et e_p avec la température et le champ électrique si bien que l'on pose :

$$\frac{e_n e_p}{e_n + e_p} = e_{eff} \quad (4.12)$$

où e_{eff} est un taux d'émission effectif dont la dépendance vis à vis du champ électrique et de la température est donnée par les expressions (4.8) et (4.9).

L'interprétation du courant d'obscurité a été réalisée en supposant que l'énergie d'activation $E_c - E_t$ du taux d'émission est de 0,37 eV à champ nul, ce qui correspond à un niveau proche du milieu de la bande interdite. La variation du taux d'émission avec le champ électrique à différentes températures, obtenue en prenant la valeur de la masse effective des électrons $m^* = 0,041 m_0$, est représentée dans la figure 31. On observe que l'effet du champ électrique est d'autant plus important que la température est basse et qu'il conduit à une diminution de l'énergie d'activation.

Utilisant ce résultat, on calcule alors le courant de génération par l'expression (4.11) en tenant compte de la variation du taux d'émission au long de la zone désertée.

Dans le cas des photodiodes RAZ 1112, pour rendre compte de la marche sur la caractéristique de courant d'obscurité, nous avons supposé une densité de centres profonds uniforme dans la couche GaInAs et 25 fois plus élevée sur une distance de 0,15 μm à proximité de l'interface avec la couche tampon InP. Nous avons également négligé la contribution au courant de génération apportée par l'InP en raison de la largeur de bande interdite élevée de ce matériau.

Le résultat obtenu, dans l'hypothèse d'une zone désertée abrupte et en admettant le dopage uniforme dans chacune des couches, est représenté dans la figure 32, sur laquelle nous avons porté, pour comparaison, la caractéristique de courant d'obscurité mesurée.

L'accord entre caractéristiques théorique et expérimentale est satisfaisant sur la gamme de température jusqu'à environ 50 volts, une divergence apparaissant au delà lorsque le courant tunnel bande à bande, non pris en compte ici, devient dominant.

On observe également que la variation de la hauteur de la "marche" avec la température est assez bien reproduite.

Celle-ci s'explique alors par le fait que les centres profonds à l'interface génèrent sous un champ électrique moins élevé que ceux à proximité de la jonction, si bien que l'énergie d'activation du courant d'obscurité, une fois l'interface atteinte, est plus élevée.

L'application de ce modèle à l'analyse du courant d'obscurité des photodiodes EPL a conduit également à des résultats satisfaisants.

Pour la photodiode HQT 159, dont les caractéristiques théorique et expérimentale sont représentées dans la figure 33, nous avons supposé la concentration de centres profonds constante dans la couche GaInAs. L'accord obtenu est satisfaisant, quoique un décalage soit observé aux températures les plus basses, le courant d'obscurité réel diminuant moins rapidement que prévu avec la température.

L'interprétation du courant d'obscurité des photodiodes par ce modèle apparaît finalement satisfaisante, d'autant plus qu'elle n'a nécessité que l'ajustement d'un seul paramètre qui est le dopage résiduel dans GaInAs dont dépend le profil de champ électrique dans la zone désertée, pour aboutir à une représentation satisfaisante. Dans tous les cas, la valeur du dopage introduit dans le modèle théorique est très proche du dopage mesuré d'après la caractéristique $C(V)$, ce qui accrédite cette interprétation.

Enfin, ayant introduit, au cours de l'analyse du courant d'obscurité des photodiodes MOCVD, l'hypothèse d'une concentration élevée de centres de génération à l'interface GaInAs/InP, nous avons effectué des mesures capacitives sur les photodiodes RAZ 1112, afin de chercher à les mettre en évidence.

Les résultats obtenus font l'objet du chapitre suivant.

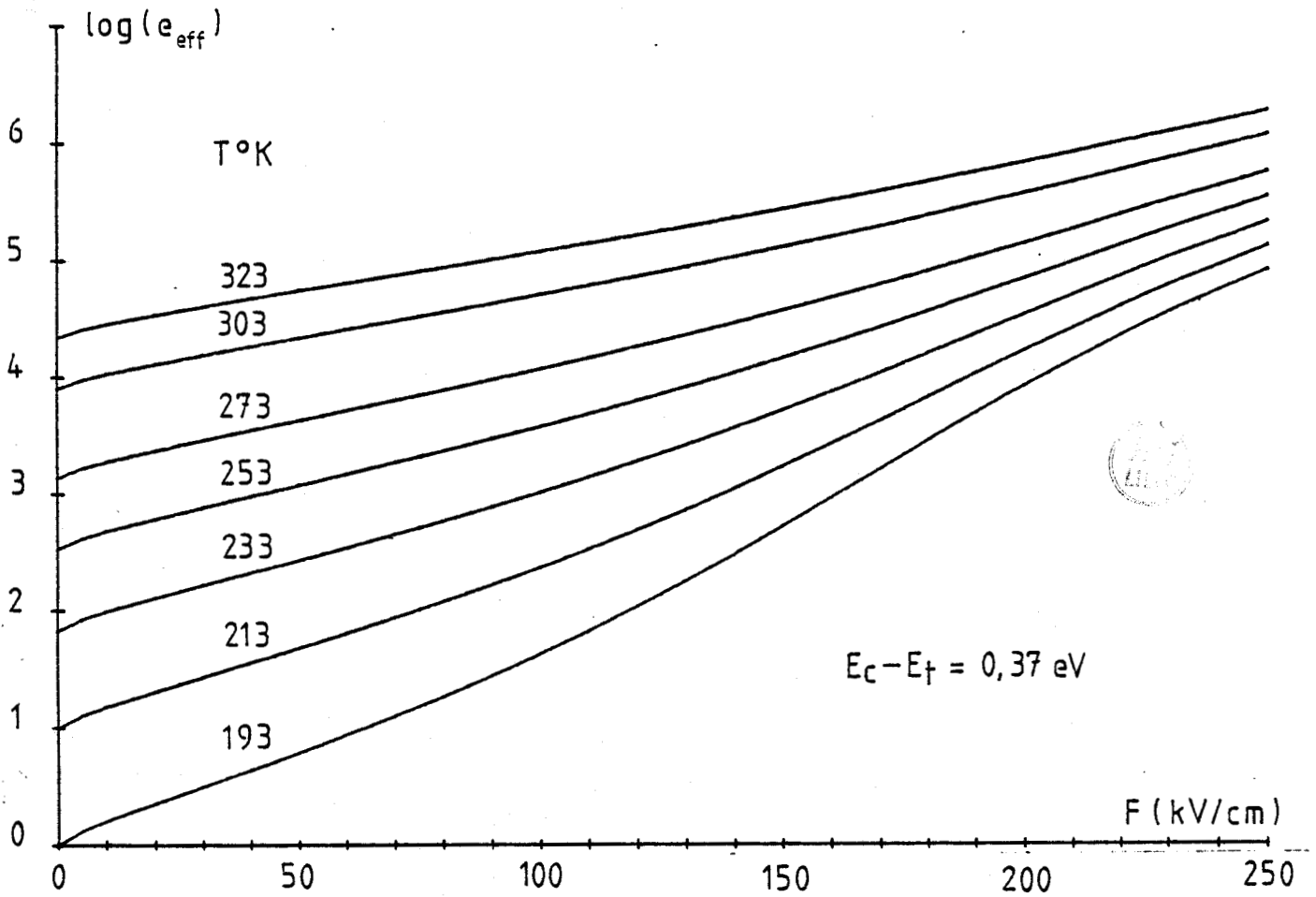


FIGURE 31 : Variation du taux d'émission avec la température et le champ électrique dans l'hypothèse d'un processus d'émission thermo-ionique.

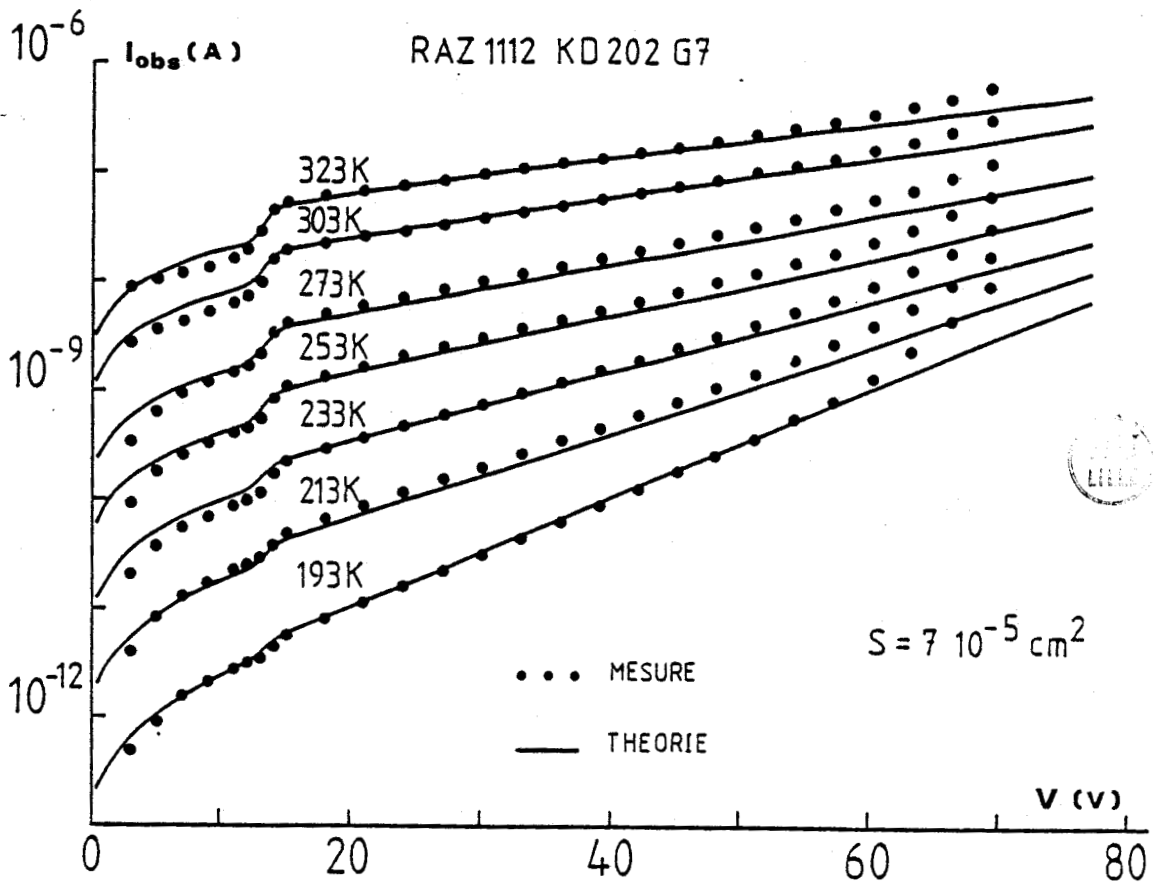


FIGURE 32 : Interprétation du courant d'obscurité des photo-diodes RAZ 1112 en termes d'émission thermo-ionique à partir de centres profonds.

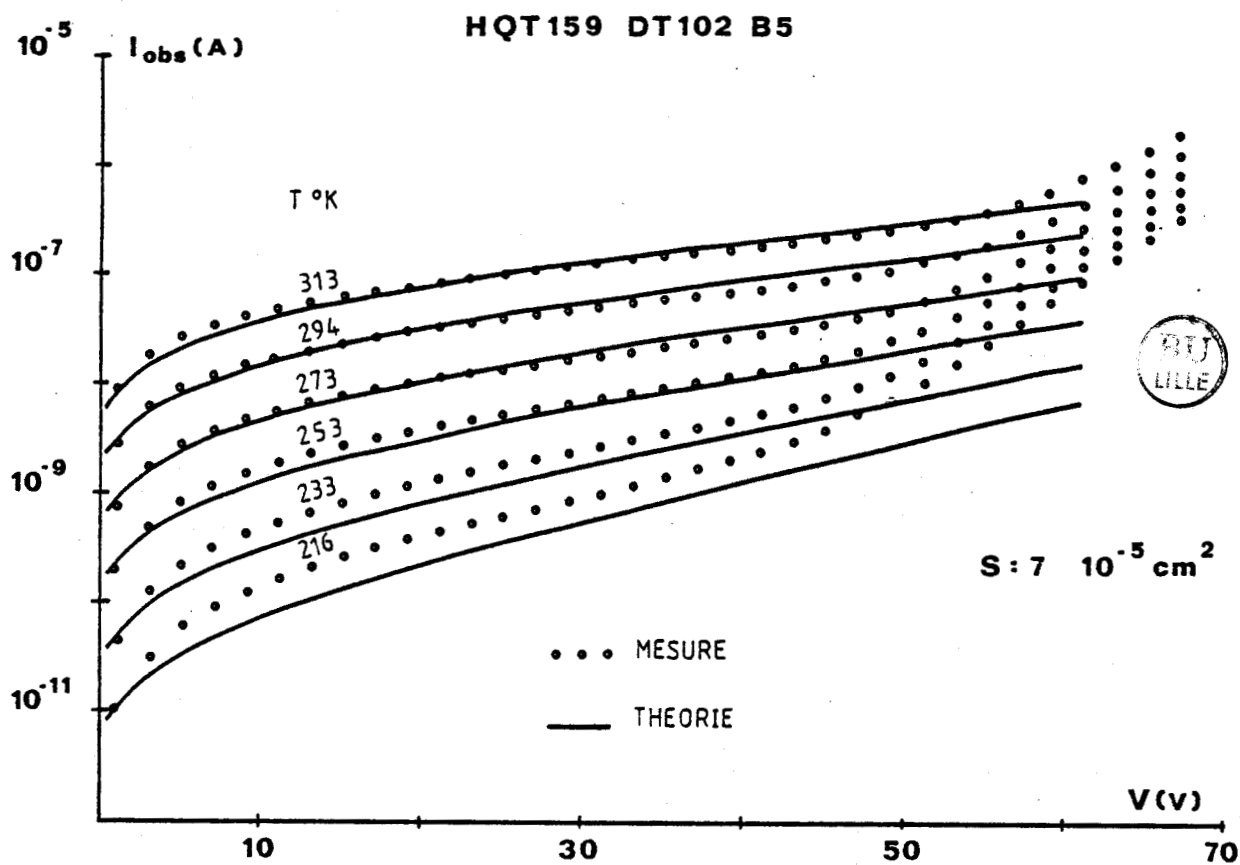


FIGURE 33 : Interprétation du courant d'obscurité des photo-diodes HQT 159 (EPL) en termes d'émission thermo-ionique à partir de centres profonds.

CHAPITRE V

ANALYSE CAPACITIVE DES PHOTODIODES

MOCVD

V.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental mis en place est schématisé dans la figure 34. Comme pour la mesure du courant d'obscurité, il s'articule autour d'un ordinateur assurant le pilotage des appareils, l'acquisition et le stockage des mesures, ainsi que la régulation de la température de la photodiode, encapsulée dans un boîtier étanche et placée dans un cryostat refroidi par azote liquide.

On dispose, pour la mesure de la capacité de la photodiode, d'un capacimètre à détection synchrone travaillant à fréquence fixe $f = 1$ MHz, et d'une détection synchrone fonctionnant de $f = 1$ Hz à 100 kHz.

Dans le cas de mesures effectuées à l'aide de la détection synchrone, la modulation est appliquée à la photodiode via un diviseur, et le courant alternatif est recueilli par une capacité de liaison et amplifié par un préamplificateur de courant dont l'entrée est une masse virtuelle. Le schéma équivalent en alternatif du circuit de mesure est représenté dans la figure 35.

Afin d'obtenir un courant d'entrée du préamplificateur directement proportionnel à l'admittance de la photodiode, les valeurs des résistances de charge R_c et capacité de liaison C_λ ont été calculées de façon à présenter une impédance négligeable devant celle de la photodiode à la fréquence de travail.

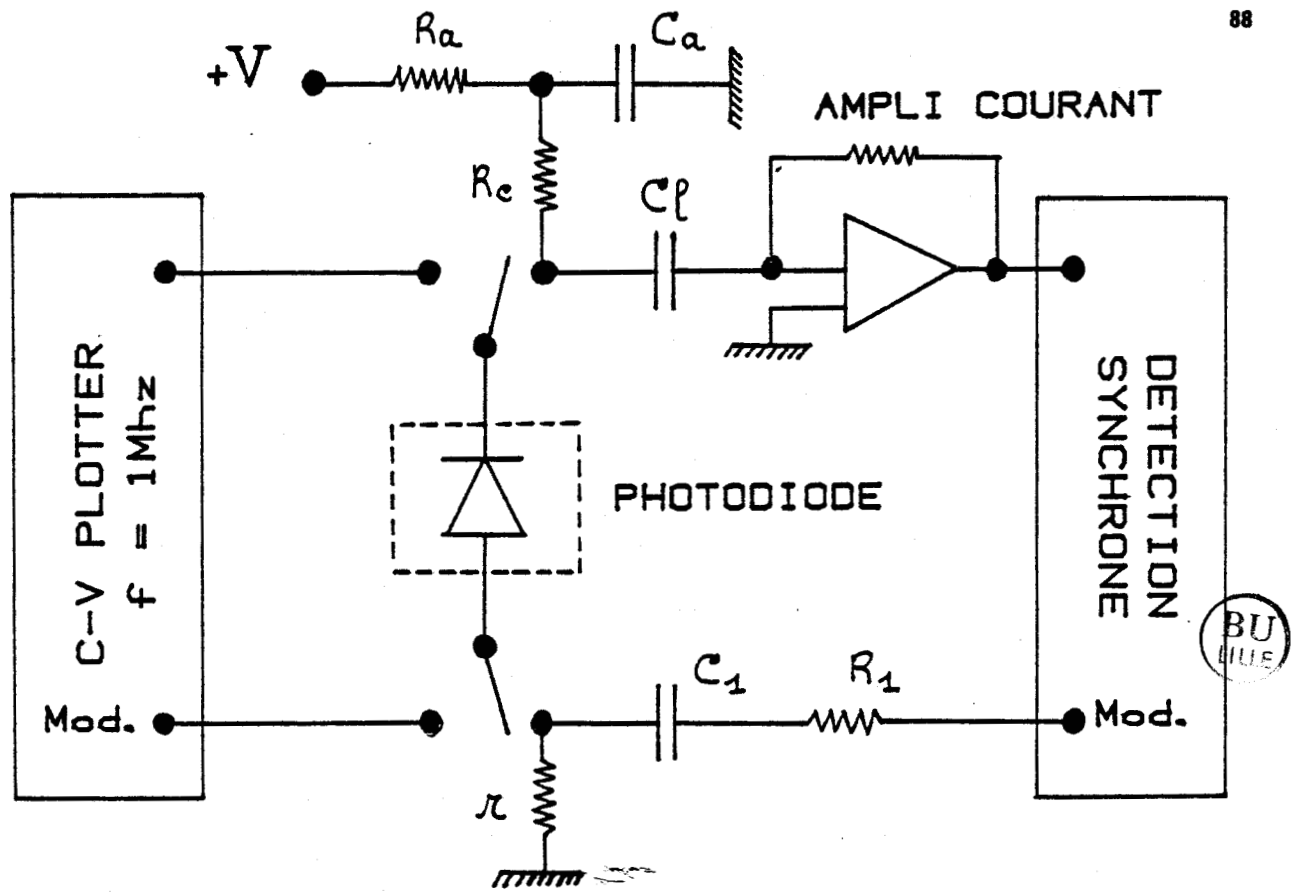


FIGURE 34 : Schéma du dispositif de caractérisation capacitive.

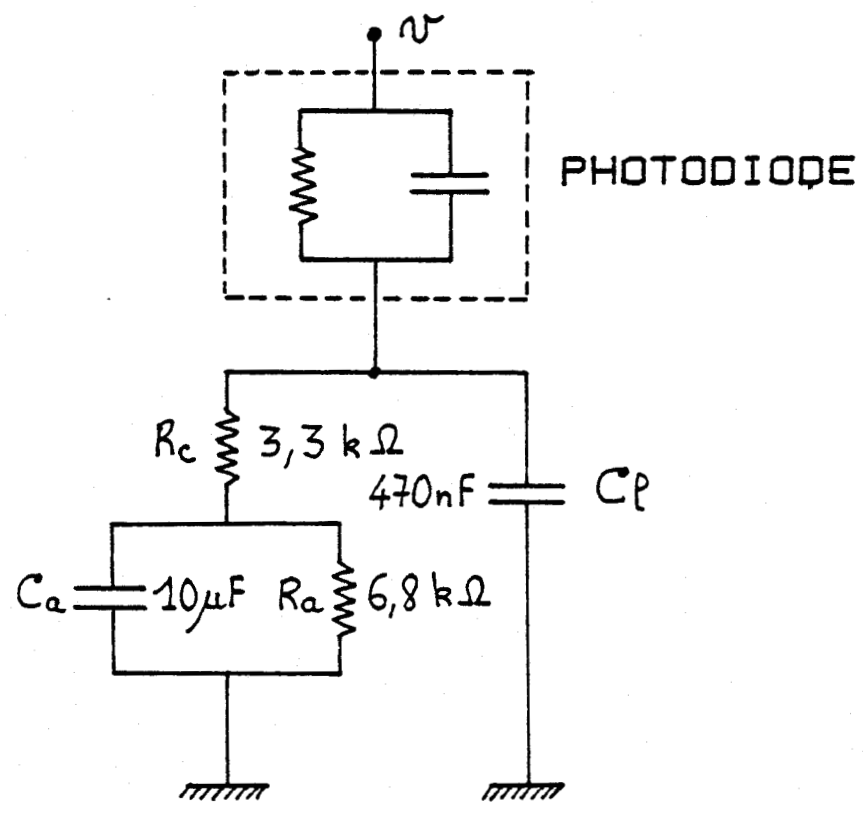


FIGURE 35 : Schéma équivalent du circuit de mesure.

V.2. CARACTERISATION DE L'HETEROJONCTION GaInAs/InP

Nous nous sommes particulièrement intéressés aux photodiodes de la série RAZ 1112 dont le profil de dopage apparent, à température ambiante (fig.23), présente tous les signes d'une hétérojonction idéale alors que l'analyse du courant d'obscurité laisse supposer la présence d'une concentration élevée de centres de génération à l'interface GaInAs/InP.

Pour éclairer cette contradiction, nous avons procédé à un relevé du profil de dopage apparent dans la région de l'hétérojonction, à différentes températures, depuis 300 K jusqu'à 100 K, à la fréquence de 1 MHz. Les résultats obtenus sont résumés par la figure 36, représentant trois aspects caractéristiques du profil à diverses températures, puis par la figure 37 représentant les variations, avec la température, de la discontinuité de bande de conduction ΔE_c et de la densité superficielle de charge fixe, $N_s = \sigma_i/q$, déduites du profil par la méthode décrite au chapitre III.

Depuis la température ambiante jusqu'à environ 180 K, nous n'avons constaté aucune évolution sensible dans l'aspect du profil de concentration apparente $N^*(x)$. Celui-ci présente, comme le profil relevé à 284 K (fig.36), un pic suivi d'un creux, caractéristiques d'une hétérojonction. Les amplitudes du pic et du creux s'équilibrent si bien que l'on déduit, sur cette gamme de température, une discontinuité de bande de conduction ΔE_c sensiblement constante et égale à 0,21 eV, ainsi qu'une densité superficielle de charge fixe N_s faible (fig.37).

Autour de 160 K, l'aspect du profil de concentration apparente $N^*(x)$ évolue rapidement avec la température et on observe une diminution importante de l'amplitude du pic et du creux, associée à un décalage spatial de la position du pic. Le profil obtenu est typiquement celui de la figure 36, mesuré à 150 K, pour lequel on déduit : $\Delta E_c = 0,04$ eV et

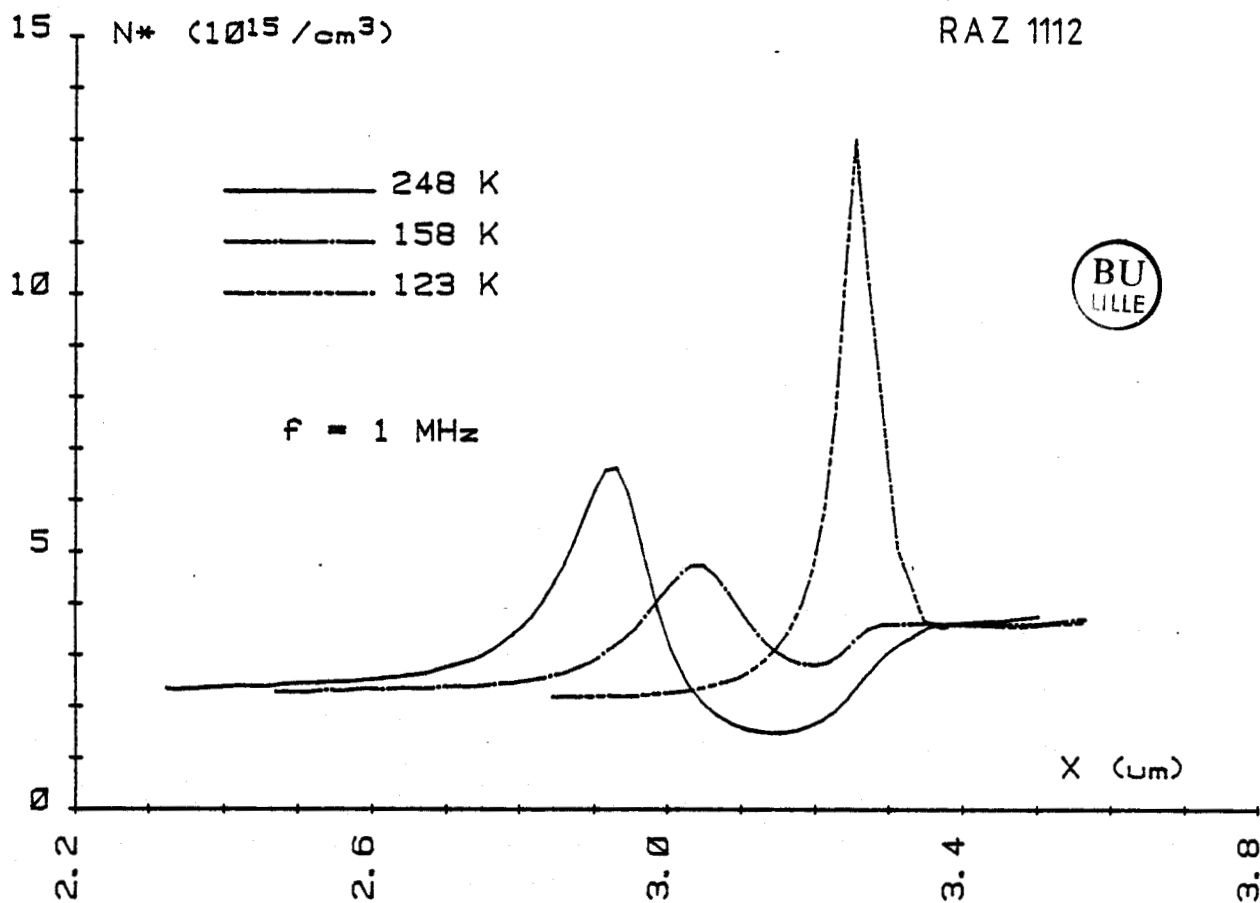


FIGURE 36 : Profils de concentration apparente $N^*(x)$ de l'hétérojonction GaInAs/InP mesurés à $f = 1 \text{ MHz}$ et à $T = 248 \text{ K}$, 158 K et 123 K .

RAZ 1112

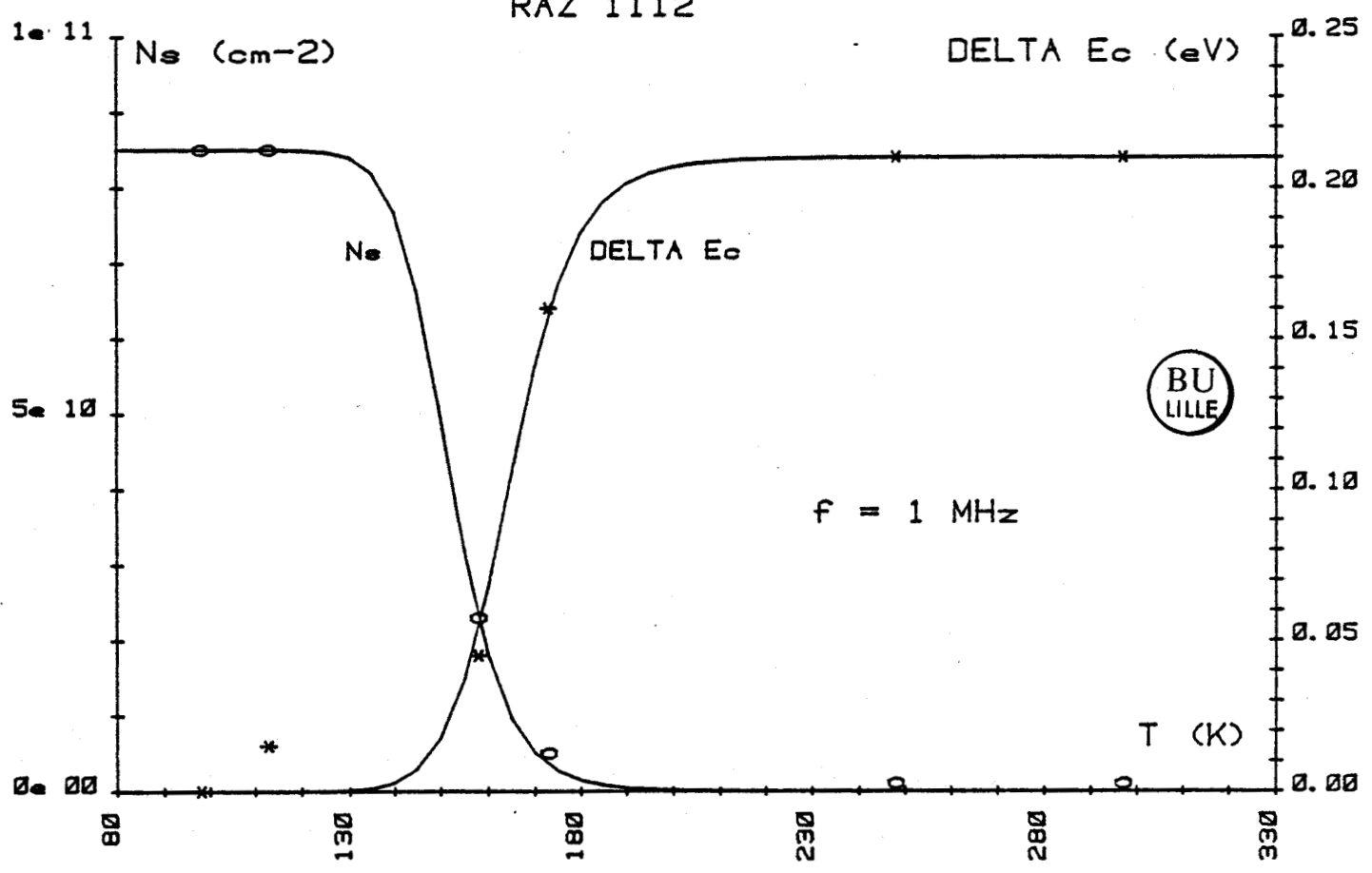


FIGURE 37 : Variations avec la température de la discontinuité de bande ΔE_c et de la densité superficielle de charge fixe N_s déduites des profils de concentration apparente $N^*(x)$ mesurés à $f = 1 \text{ MHz}$.

$$N_s = 2.10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ (fig.37).}$$

Diminuant encore la température, l'amplitude du pic après être passée par un minimum, augmente de nouveau, tandis que le creux disparaît. En deçà de 140 K, l'aspect du profil de concentration apparente $N^*(x)$ n'évolue plus, et présente un pic de concentration atteignant 10^{16} cm^{-3} . Nous déduisons alors une discontinuité de bande de conduction ΔE_c quasiment nulle tandis que la densité de charge fixe N_s , mesurée par l'intégrale du pic, atteint la valeur élevée :

$$N_s = 8,5.10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ (fig.37).}$$

Nos résultats sont en tout point comparables à ceux obtenus par Forrest et al. [V.1] et Ogura et al. [V.2] dans des hétérostructures GaInAs/InP réalisées par épitaxie liquide.

Forrest et al. attribuent cette évolution au profil de dopage avec la température à la présence de pièges de type quasi-accepteurs à l'hétérojonction. Ces pièges seraient vides d'électrons et neutres aux températures supérieures à 160 K et remplis d'électrons et chargés négativement en deçà de 160 K, lorsque le niveau de Fermi, en se rapprochant de la bande de conduction sous l'effet de la diminution de la température, dépasse le niveau du piège. Ces pièges, une fois chargés, modifieraient le diagramme de bande dans la région de l'hétérojonction de façon à faire disparaître quasi-totalement la discontinuité de bande de conduction.

Forrest et al. interprètent alors le pic observé sur le profil de dopage apparant à basse température, comme résultant de la décharge des pièges, celle-ci se produisant lorsque le quasi-niveau de Fermi devient supérieur au niveau du piège sous l'effet de la tension de polarisation croissante.

Une telle analyse ne nous apparaît pas satisfaisante : il est en effet difficile d'admettre que la présence de pièges

à l'interface puisse faire disparaître la discontinuité de bande de conduction.

Même si l'on admet cette hypothèse, l'interprétation avancée par Forrest et al., ne tenant pas compte du comportement dynamique des pièges en réponse à la modulation appliquée, ne permet pas d'expliquer la variation de ΔE_c et N_s avec la fréquence de mesure, que nous avons également constatée.

En effet, la figure 38 montre que l'évolution avec la fréquence du profil de dopage apparent $N^*(x)$, relevé à température fixe, est tout à fait semblable à celle obtenue à fréquence fixe et température variable (fig.36). Ceci conduit à des variations de ΔE_c et N_s avec la fréquence similaires à celles obtenues en faisant varier la température, comme il est montré dans la figure 39.

Ces résultats, tout en infirmant l'analyse développée par Forrest et al., confirment et renforcent l'hypothèse de la présence de pièges à l'interface, sans toutefois éclaircir totalement les mécanismes physiques qui conduisent à l'évolution observée du profil de dopage apparent dans la région de l'hétérojonction avec la température et la fréquence.

Ces pièges ont pu être mis en évidence par la méthode d'analyse capacitive décrite au chapitre III.

V.3. CARACTERISATION DES PIEGES A L'INTERFACE GaInAs/InP

V.3.1. INTRODUCTION

La théorie développée au chapitre III a permis d'obtenir une expression simple des variations de la capacité de jonction avec la fréquence à température constante en présence de pièges.

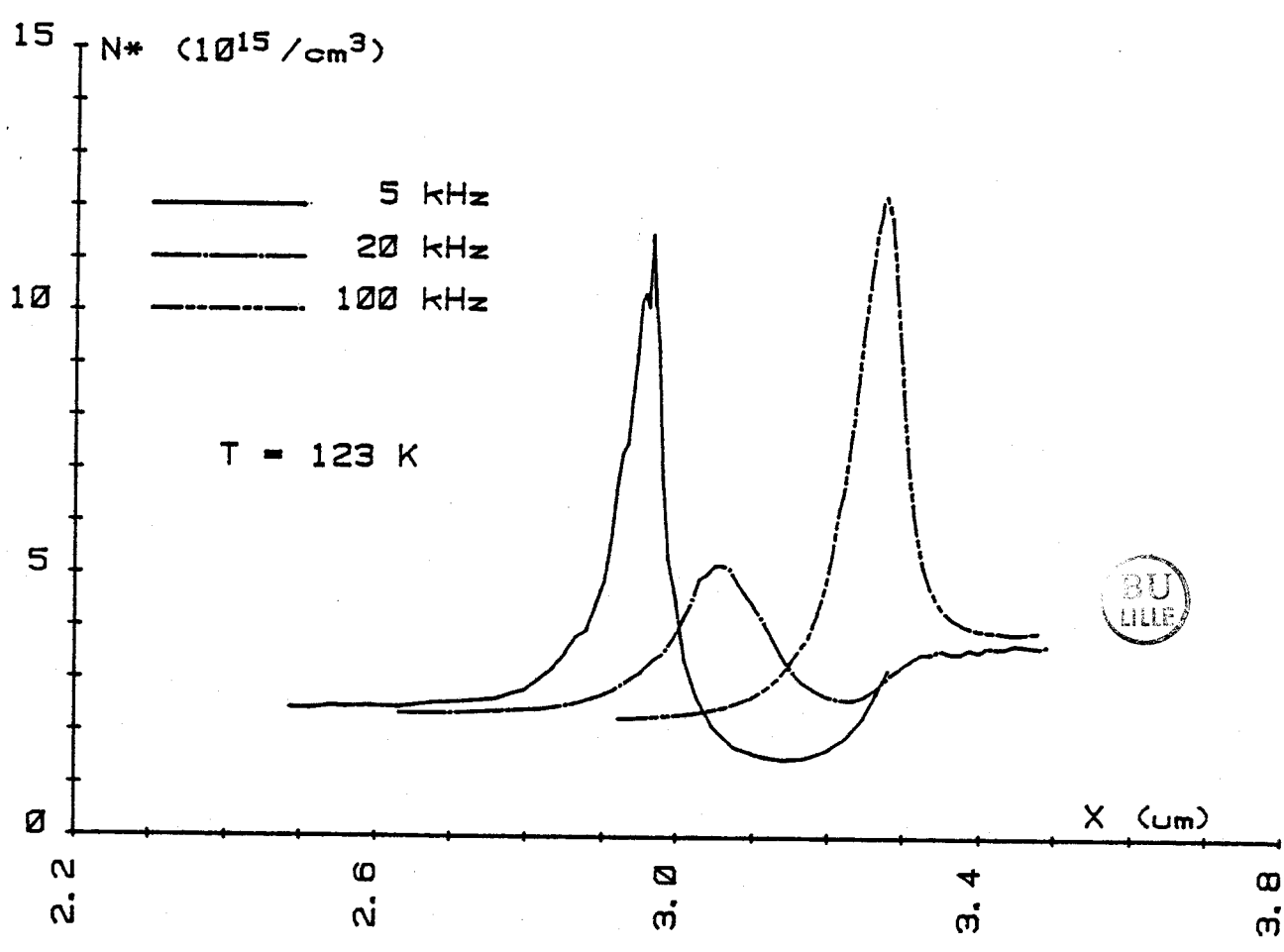


FIGURE 38 : Profils de concentration apparente $N^*(x)$ de l'hétérojonction GaInAs/InP mesurés à $T = 123$ K et à $f = 5$ kHz, 20 kHz et 100 kHz.

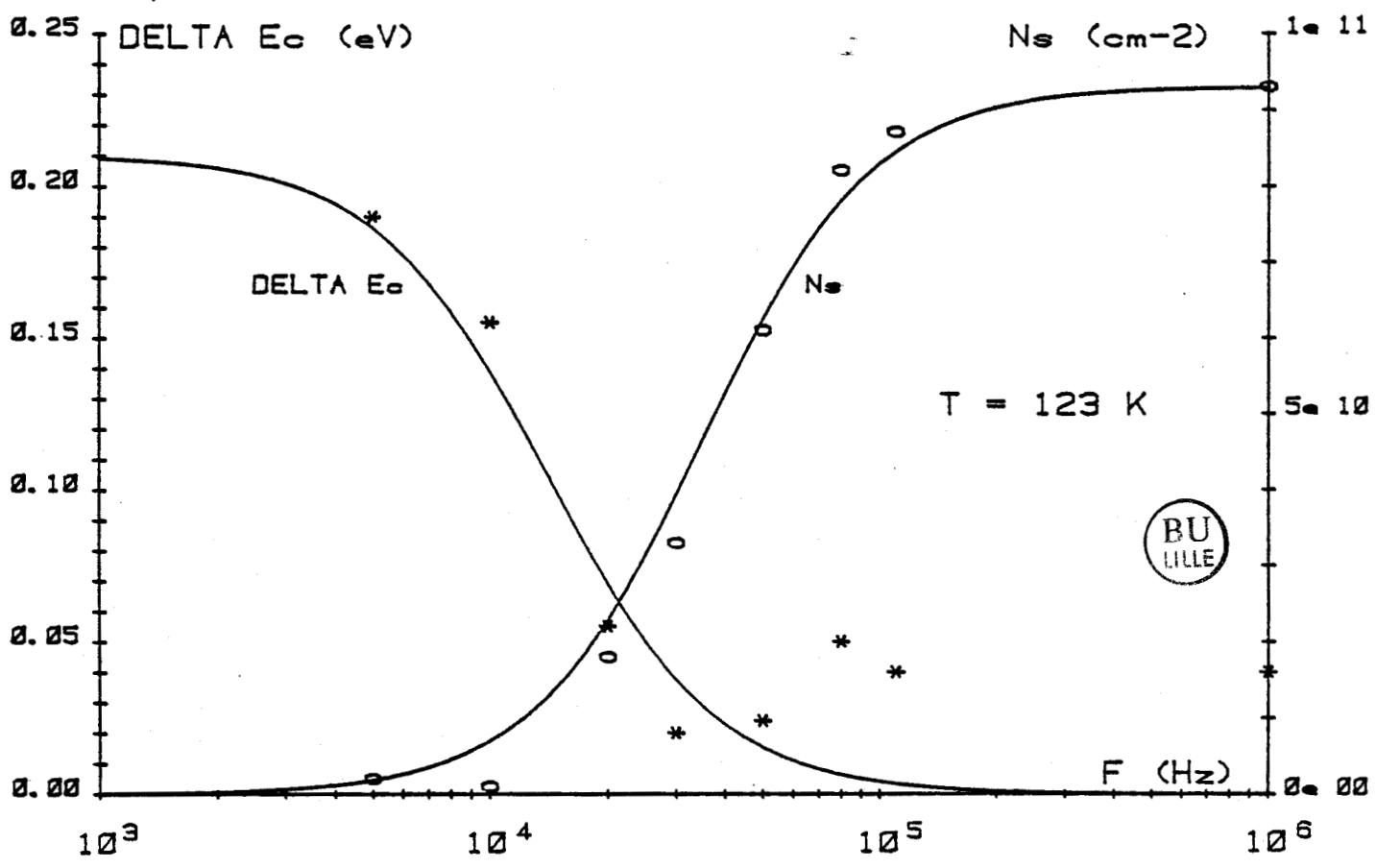


FIGURE 39 : Variations avec la fréquence de la discontinuité ΔE_c et de la densité superficielle de charge fixe N_s déduites des profils de concentration apparente mesurés à $T = 123 \text{ K}$.

Cependant, notre système ne permettant qu'une exploration continue en fréquence limitée (0-110 kHz), et compte tenu de l'étendue du domaine de variation de la capacité (3 décades) et de la dégradation de la précision des mesures aux fréquences les plus basses, nous avons préféré réaliser une analyse capacitive à température variable plutôt qu'à fréquence variable.

L'action de la température sur le comportement dynamique des pièges étant similaire à celle de la fréquence de mesure, on peut admettre que la variation de la capacité de jonction avec la température, se met sous la forme, par analogie avec l'expression (III.54) du chapitre III :

$$C(T) = C_{BT} + \frac{C_{HT} - C_{BT}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_t(T)}\right)^2} \quad (5.1)$$

avec ω = pulsation de mesure

ω_t = pulsation des pièges

C_{BT} , C_{HT} = capacités basse et haute températures

et
$$C_{BT} = \frac{\epsilon S}{W} \quad (5.2)$$

$$C_{HT} = \left(1 + \frac{N_t^*(X)}{n^*(W)}\right) \frac{C_{BT}}{\left(1 + \frac{XN_t^*(X)}{Wn^*(W)}\right)} \quad (5.3)$$

L'expression (5.1) suppose que les grandeurs X , W , $N_t^*(X)$ et $n^*(W)$ sont constantes sur le domaine de variation de la capacité. En toute rigueur, celles-ci changent sous l'effet de la variation de l'occupation des pièges avec la température, mais l'incidence sur les capacités C_{BT} et C_{HT} est suffisamment faible devant l'amplitude $C_{HT} - C_{BT}$ pour qu'on puisse les considérer comme constantes.

V.3.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les variations observées de la capacité de jonction avec la température reproduites dans les figures 40 et 41, sont bien décrites par une expression du type (5.1), ce qui signale effectivement la présence de pièges.

La caractéristique $C(T)$ présente une "marche" dont l'amplitude est fonction de la polarisation appliquée à la diode (fig.40), et dont la position se déplace vers les basses températures à mesure que la fréquence diminue (fig.41).

On remarque que, au delà d'une tension de 14 volts pour laquelle la charge d'espace atteint la couche tampon InP, la capacité ne varie plus avec la température, ce qui indique que les pièges détectés sont situés dans la couche GaInAs seule. Par ailleurs, ceux-ci ne semblent pas uniquement localisés à proximité de l'interface avec la couche tampon InP, puisqu'ils sont détectés dès 0 volt, alors que l'extrémité de la zone désertée est à environ 2 μm de l'hétérojonction.

Enfin, le signe de la "marche" $C_{HT} - C_{BT}$ permet de déterminer la nature du piège. La capacité étant plus élevée à haute température, on conclut que la charge provenant des pièges s'ajoute à celle liée à la modulation de la concentration d'électrons libres, ce qui indique qu'il s'agit d'un piège à électrons.

V.3.3. ENERGIE D'ACTIVATION ET SECTION DE CAPTURE APPARENTES

Le comportement dynamique du piège est caractérisé par sa pulsation, ω_t , dont nous rappelons l'expression obtenue au chapitre III :

$$\omega_t = \left(c_n n(X) + e_n \right) \left(1 + \frac{XN_t^*(X)}{Wn^*(W)} \right) \quad (5.4)$$

RAZ 1112

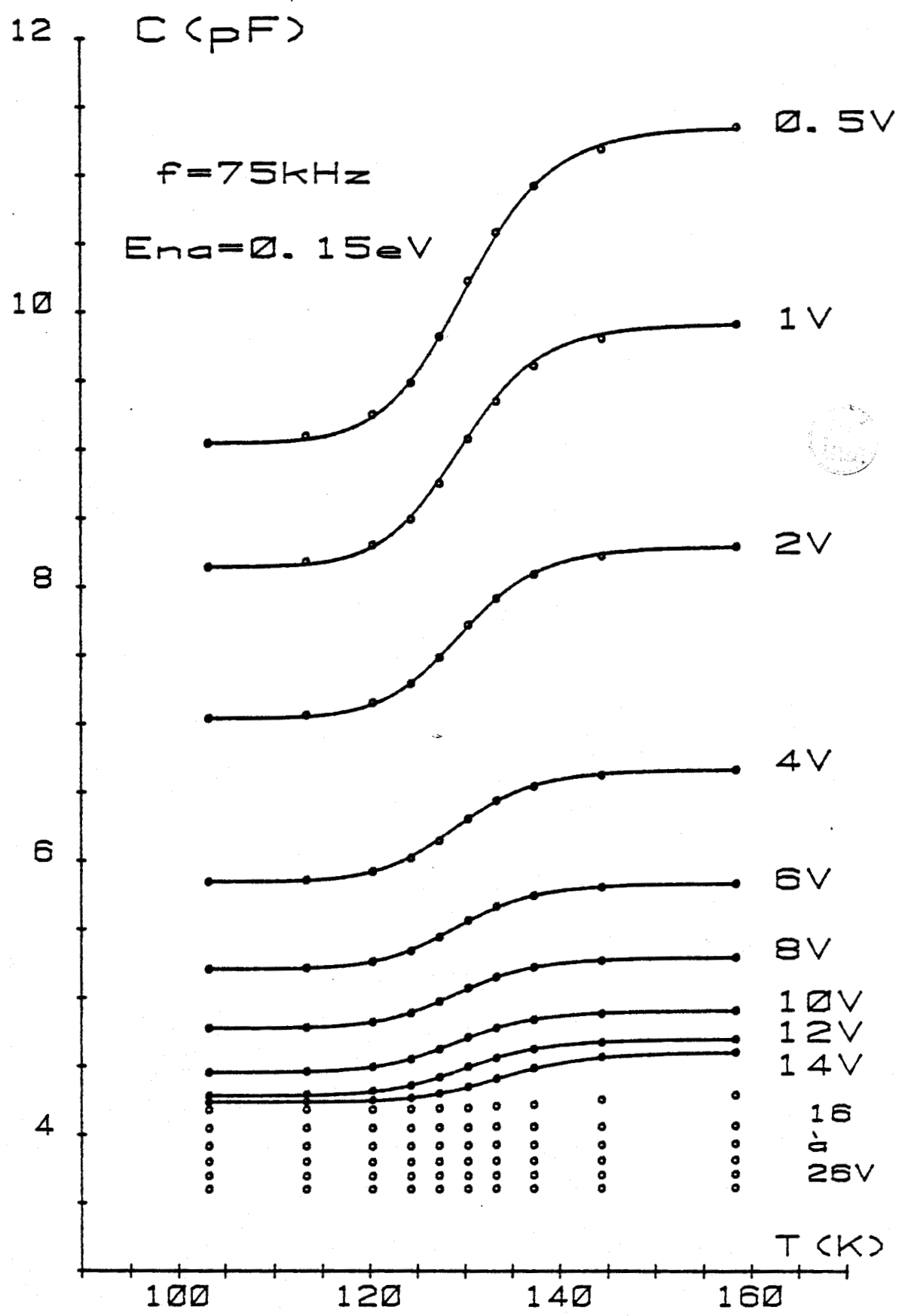


FIGURE 40 : Variations de la capacité avec la température et la tension ($f = 75 \text{ kHz}$).

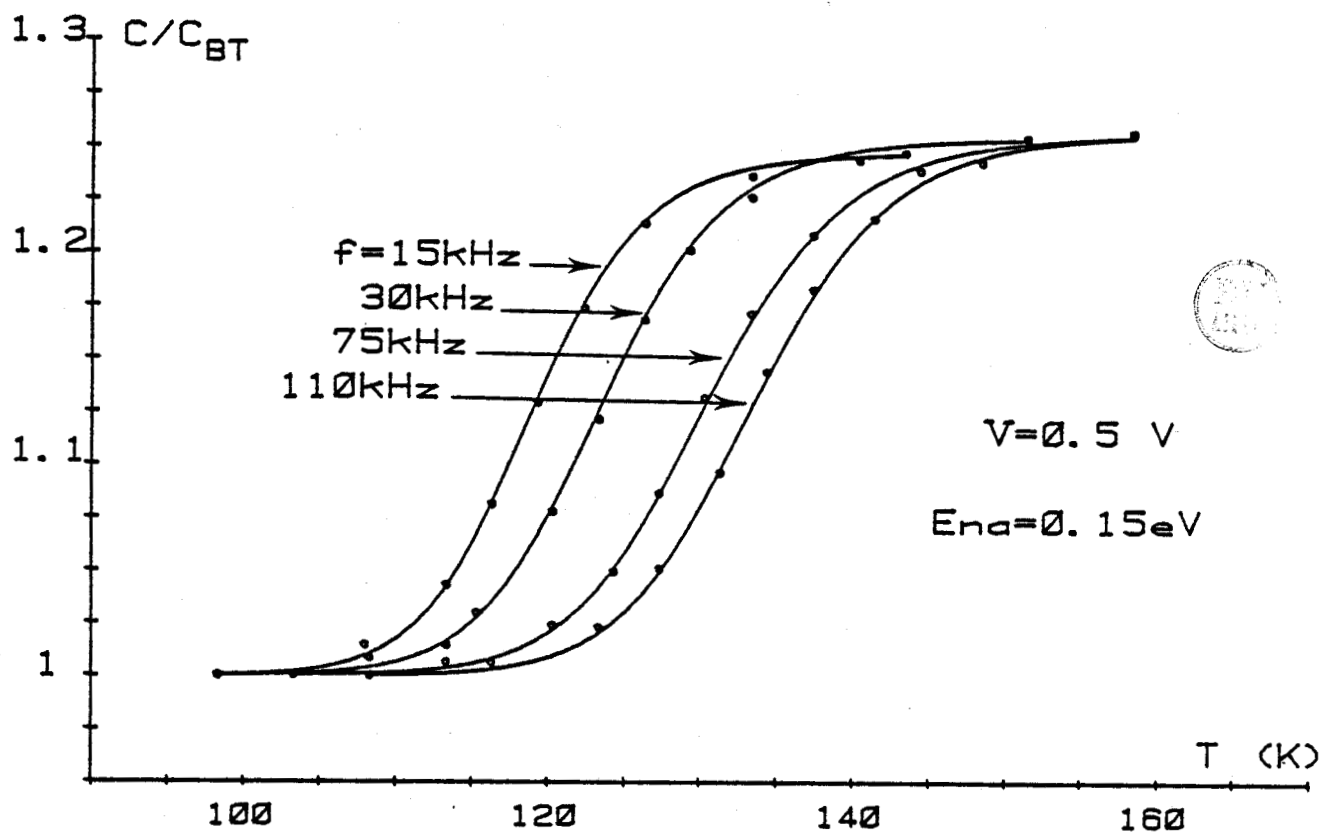


FIGURE 41 : Variation de la capacité avec la température et la fréquence de mesure ($V = 0,5$ volts).

Il a été montré dans le chapitre III qu'à la position X dans la zone désertée où l'état de charge des pièges est modulé, on a :

$$c_n n(X) \approx e_n$$

D'autre part, si l'on suppose que la concentration de pièges est inférieure à la concentration d'atomes dopants, et compte tenu que $\frac{X}{W} < 1$, on obtient :

$$\omega_t \approx 2e_n$$

où e_n est le taux d'émission électronique exprimé par :

$$e_n = K_n \sigma_{na} T^2 \exp\left(-\frac{E_{na}}{kT}\right) \quad (5.5)$$

Compte tenu de la variation de ω_t avec la température, l'énergie d'activation apparente E_{na} peut être obtenue en recherchant la valeur de E_{na} minimisant l'écart quadratique entre les caractéristiques $C(T)$ théoriques et expérimentales.

On obtient ainsi, pour toute tension et toute fréquence de mesure :

$$E_{na} = 0,15 \text{ eV} \pm 0,02 \text{ eV}$$

L'expression (5.1) exprimant la variation de la capacité avec la température suggère une autre méthode de détermination, plus précise.

On remarque en effet qu'à la température T_c définie par :

$$C(T_c) = \frac{C_{BT} + C_{HT}}{2}$$

$$\text{on a : } \omega_t(T_c) = \omega$$

Répétant l'opération pour différentes pulsations de mesures, on obtient autant de points de la caractéristique $\omega_t(T)$.

La caractéristique :

$$\text{Log} \left[\frac{T_c^2}{\omega_t(T_c)} \right] = f\left(\frac{1000}{T_c}\right)$$

représentée dans la figure 42 montre que la variation de ω_t avec la température satisfait bien à une expression du type (5.5), ce qui permet de calculer avec une bonne précision l'énergie d'activation E_{na} et la section de capture σ_{na} apparentes. On obtient :

$$\begin{aligned} E_{na} &= 0,17 \text{ eV} \pm 0,05 \text{ eV} \\ \sigma_{na} &= 4 \pm 2.10^{-13} \text{ cm}^{-2} \end{aligned}$$

Ces résultats semblent indiquer que le piège détecté dans la couche GaInAs est le même que celui observé par Forrest et al. [V.1] ($E_{na} = 0,16 \text{ eV}$, $\sigma_{na} = 3 \pm 1.10^{-13} \text{ cm}^2$) et par Ogura et al. [V.2] ($E_{na} = 0,17 \text{ eV}$) dans des diodes à hétérostructure GaInAs/InP réalisées par EPL.

V.3.4. DETERMINATION DU PROFIL DE CONCENTRATION DE PIEGES

La concentration de pièges peut être obtenue à partir du rapport :

$$\frac{C_{HT}}{C_{BT}} = \left(1 + \frac{N_t^*(X)}{n^*(W)} \right) \times \frac{1}{1 + \frac{XN_t^*(X)}{Wn^*(W)}} \quad (5.6)$$

Cette expression est généralement simplifiée dans la littérature [V.1; V.3], en admettant que :

$$\frac{XN_t^*(X)}{Wn^*(W)} \ll 1$$

de façon à obtenir directement le rapport :

$$\frac{N_t^*(X)}{n^*(W)}$$

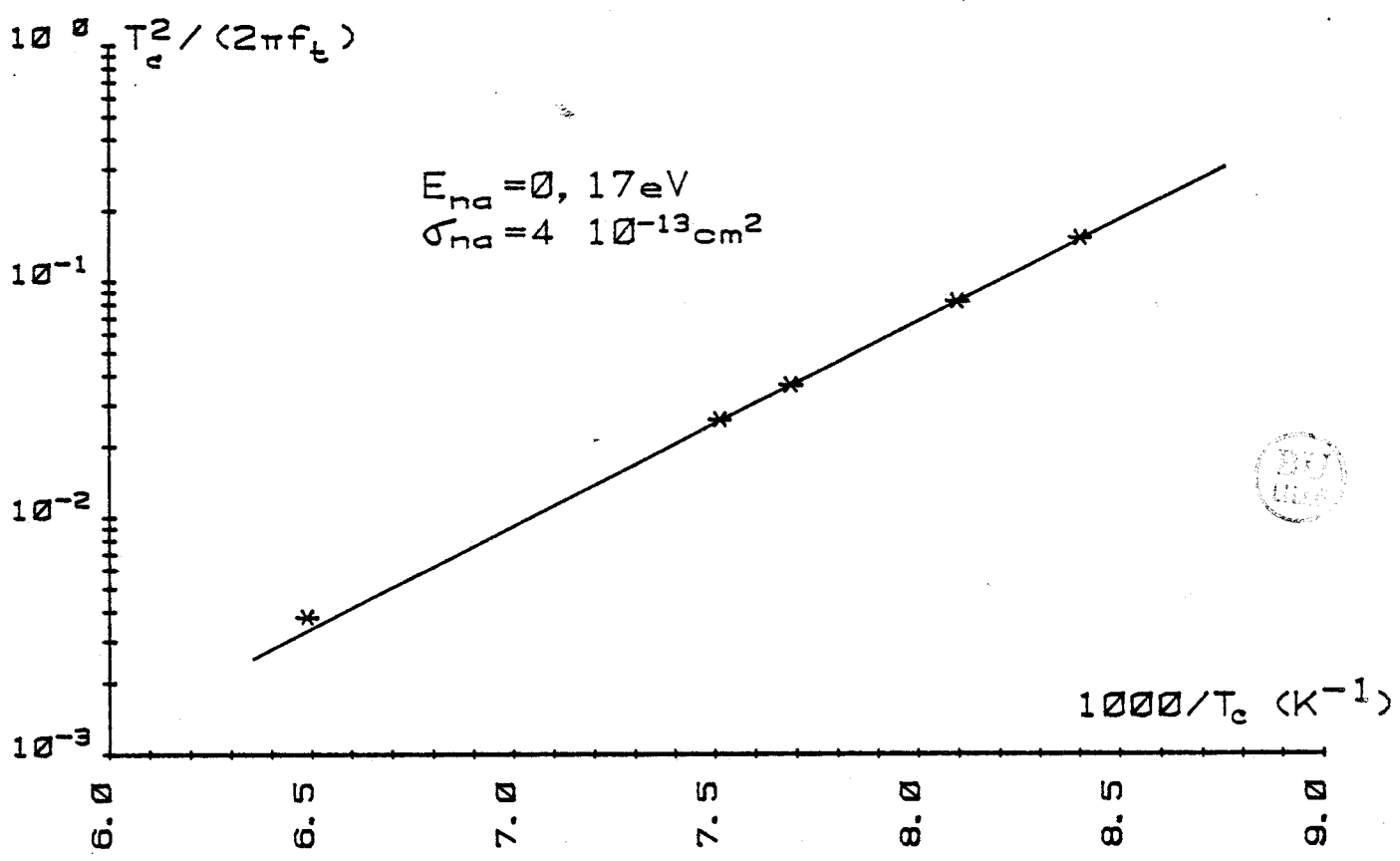


FIGURE 42 : Signature du piège présent dans la couche GaInAs.

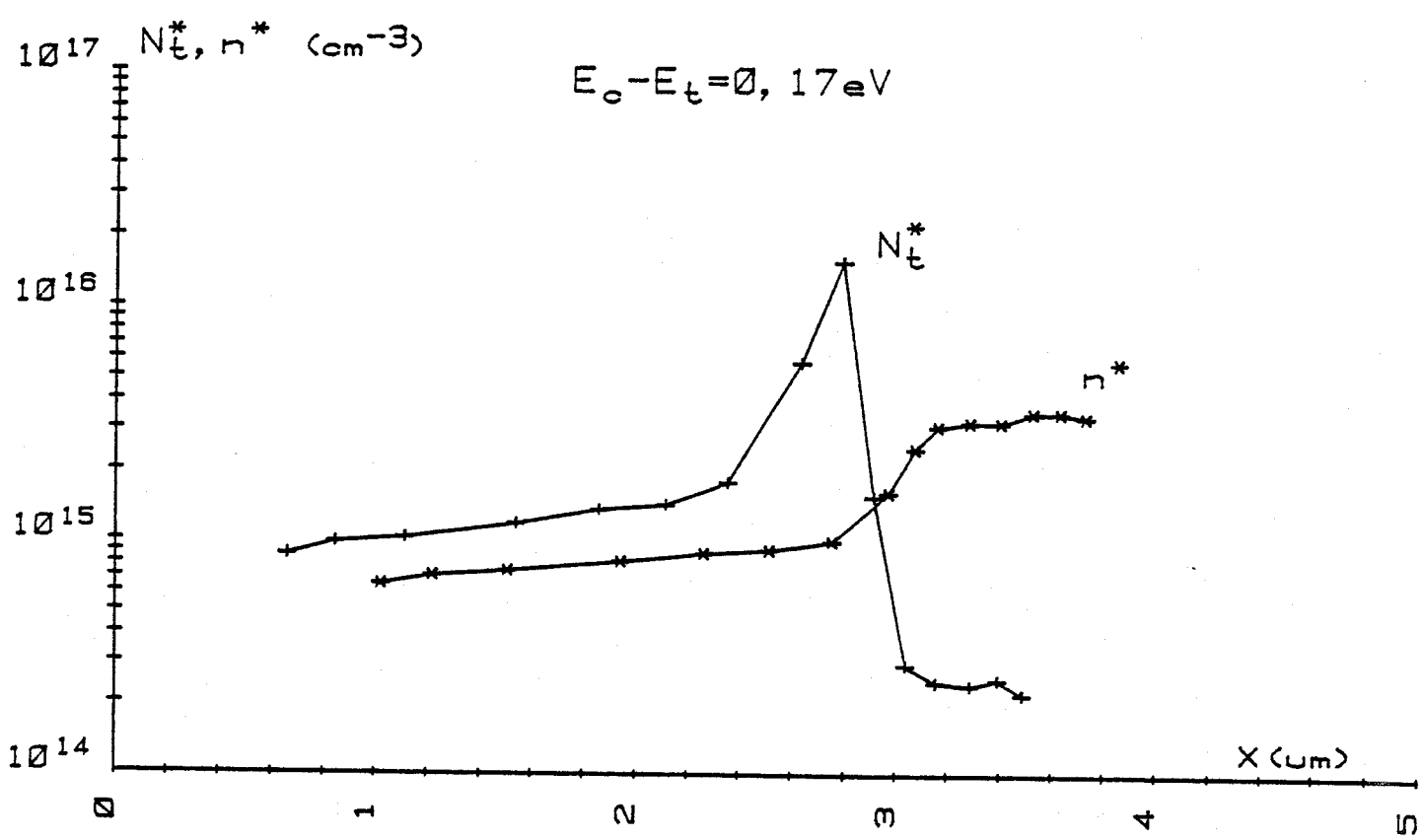


FIGURE 43 : Profils de concentration de pièges (N_t^*) et d'électrons libres (n^*) déduits des mesures capacitives.

Cette méthode n'est justifiée que si $N_t^*(X) \ll n^*(W)$, et conduit dans le cas contraire à une sous-estimation de la concentration $N_t^*(X)$. Aussi nous avons préféré utiliser une méthode plus complexe, mais plus précise, dérivée de celle décrite par Li et al. [V.4] et Qin et al. [V.5], et s'appuyant sur les mêmes hypothèses que celles introduites pour le calcul de l'admittance d'une jonction P-N comportant des pièges.

L'expression (5.6) comporte trois inconnues qui sont $N_t^*(X)$, $n^*(W)$ et $\frac{X}{W}$ et leur détermination nécessite au total trois équations.

Une seconde équation est obtenue en exprimant les variations des grandeurs X et W consécutives à la variation dV du potentiel statique appliqué à la diode. D'après le théorème de Gauss, on obtient :

$$dV = \frac{q}{\epsilon} \left[N_t^*(X) X dX + n^*(W) W dW \right] \quad (5.7)$$

Dans l'hypothèse d'un dopage constant dans la partie de la zone désertée s'étendant entre les points X et W , on a en régime statique :

$$dX = dW$$

et compte tenu que :

$$C_{BT} = \frac{\epsilon S}{W}$$

on obtient à partir de la relation (5.7) :

$$\frac{d(1/C_{BT}^2)}{dV} = \frac{1}{q \epsilon S^2 n^*(W) \left[1 + \frac{X N_t^*(X)}{W n^*(W)} \right]} \quad (5.8)$$

Enfin l'expression du potentiel au point X fournit une troisième équation :

$$V(X) = \frac{q}{\epsilon} n^*(W) [W - X] \quad (5.9)$$

D'autre part, étant donné qu'au point X , le niveau de Fermi E_F est proche du niveau du piège E_t , on a également

$$V(X) = \frac{E_F(\infty) - E_t}{q} \quad (5.10)$$

où $E_F(\infty)$ est le niveau de Fermi dans la zone quasi-neutre à l'extrémité de la zone désertée.

Combinant alors les expressions (5.6), (5.8), (5.9) et (5.10), une équation du troisième degré en $\left(\frac{X}{W}\right)$ est obtenue dont la résolution permet de déterminer ensuite $n^*(W)$ et $N_t^*(X)$.

Les résultats obtenus en admettant que le piège est de type donneur et situé à une profondeur $E_c - E_t = 0,17$ eV sous la bande de conduction sont représentés dans la figure 43.

La concentration de pièges N_t^* est du même ordre de grandeur que la concentration d'électrons libres n^* dans la couche GaInAs, puis présente un pic élevé à l'hétérojonction atteignant 10^{16} cm^{-3} , et décroît ensuite rapidement dans InP.

On remarque aussi que le profil de concentration apparente d'électrons libres $n^*(x)$ ne présente pas l'aspect attendu pour une hétérojonction (pic suivi d'un creux), mais simplement une transition abrupte à l'interface. Ceci semble indiquer que la discontinuité de bande de conduction est nulle et qu'il existe seulement une différence de dopage entre les matériaux GaInAs et InP.

On constate également dans la figure 43 que le pic de concentration de pièges est décalé spatialement par rapport à la transition abrupte sur le profil de concentration d'électrons libres. Ce décalage est vraisemblablement apparent car il est probable que la transition de concentration d'électrons libres et le pic de concentration de pièges interviennent tous deux exactement à l'interface. Il peut être diminué si l'on suppose le piège plus profond que ne le laisse supposer son énergie d'activation ($E_{na} = 0,17$ eV).

V.3.5. DISCUSSION

Compte tenu de ces résultats, l'origine du pic observé sur le profil de concentration apparente totale $N^*(x)$ à basse température, reproduit dans la figure 36, apparaît clairement. Le pic résulte du dépeuplement soudain des pièges d'interface qui intervient lorsque le point X franchit l'hétérojonction. Ceci est mis en évidence, en remarquant que, d'après l'expression (5.8), la concentration apparente totale N^* est reliée aux concentrations de pièges N_t^* et d'électrons libres n^* , à basse température, par :

$$N^*(W) = n^*(W) \left[1 + \frac{XN_t^*(X)}{Wn^*(W)} \right] \quad (5.11)$$

La présence d'une concentration élevée de pièges à l'interface suffit également à expliquer le profil de concentration apparente totale $N^*(x)$, relevé à haute température (248 K), de la figure 36. Le pic intervient lorsque les pièges à l'interface GaInAs/InP répondent à la modulation appliquée. Quant au creux qui suit, il résulte du fait que la charge totale est conservée par le profil de concentration apparente $N^*(x)$, en raison du comportement quasi-statique des pièges à haute température. Cette propriété s'exprime par l'équation (3.10) du chapitre III, que nous rappelons ici :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} n(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} N^*(x) dx \quad (5.12)$$

où $n(x)$ est la concentration d'électrons libres à l'équilibre thermodynamique.

Si l'on admet en effet qu'à l'équilibre thermodynamique, les pièges sont totalement remplis, on a alors :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} n(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} N_d(x) dx \quad (5.13)$$

où $N_d(x)$ est la concentration d'atomes dopants. D'où :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [N_d(x) - N^*(x)] dx = 0 \quad (5.14)$$

Il en résulte que, lorsque les pièges sont totalement remplis à l'équilibre, le pic de concentration apparente produit par la réponse des pièges est compensé ensuite par un creux de façon à assurer la condition (5.14). Il n'est donc pas surprenant que la densité superficielle de charge fixe N_s déduite du profil apparent $N^*(x)$ à haute température, exprimée par l'intégrale (5.14) soit très faible (fig.37). Ceci traduit simplement le fait que les pièges sont remplis à l'équilibre thermodynamique.

V.3.6. CONCLUSION

La présence d'une concentration élevée de pièges à l'interface GaInAs/InP, dont l'énergie d'activation est $E_{na} = 0,17$ eV, est maintenant certaine. Cependant leur action sur le courant d'obscurité n'est pas démontrée. Les mécanismes de génération responsables de l'augmentation du courant d'obscurité intervenant lorsque la charge d'espace atteint l'hétérojonction supposent en effet des niveaux plus profonds. L'hypothèse que ces niveaux profonds soient également plus particulièrement accumulés à l'hétérojonction apparaît cependant maintenant justifiée.

Nous avons pu montrer de plus que la présence de ces pièges d'interface suffit à expliquer l'évolution, avec la température et la fréquence, du profil de concentration apparente dans la région de l'hétérojonction. C'est pourquoi nous pensons que la discontinuité de bande de conduction ΔE_c est nulle. La justification de cette affirmation nous a conduit à simuler, par des méthodes numériques, le profil de concentration apparente d'une hétérojonction GaInAs/InP comportant des pièges. La description de la méthode, ainsi que les résultats obtenus selon les différentes hypothèses, ($\Delta E_c = 0$, $\Delta E_c \neq 0$), font l'objet du chapitre suivant.

C H A P I T R E VI

SIMULATION DU PROFIL DE CONCENTRATION APPARENTE DE L'HETERO- JONCTION GaInAs/InP EN PRESENCE DE PIEGES

VI.1. MODELE

VI.1.1. PRINCIPE DE LA METHODE DE SIMULATION

La méthode de simulation est semblable à celle décrite par Whiteaway et al. [VI.1] et complétée pour prendre en compte l'effet de la présence de pièges. Elle s'appuie sur la résolution de l'équation de Poisson.

Nous supposons que la structure est unidimensionnelle et négligeons le courant d'obscurité qui la parcourt. Le quasi-niveau de Fermi est alors constant, et prenant celui-ci comme référence de potentiel, l'équation de Poisson du côté N de la jonction s'écrit :

$$\frac{\epsilon}{2} \frac{d^2 E_c}{dx^2} = n - N_d^+ - N_t^+ \quad (6.1)$$

avec E_c = niveau de la bande de conduction

ϵ = permittivité

N_d^+ = concentration de donneurs ionisés

N_t^+ = concentration de pièges de type donneurs ionisés

n = concentration d'électrons

q = charge de l'électron.

La concentration d'électrons est calculée en utilisant une forme approchée de la fonction de Fermi-Dirac :

$$n = N_c A (1 + 0,15 A) \quad (6.2)$$

avec N_c = densité d'états effective dans la bande de conduction

$$A = \text{Log} \left[1 + \exp \left(\frac{E_c}{kT} \right) \right] \quad (6.3)$$

Par ailleurs, les concentrations de donneurs et de pièges ionisés sont données par :

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + g_d \exp \left[\frac{-E_d}{kT} \right]} \quad (6.4)$$

avec N_d = concentration de donneurs

E_d = niveau d'énergie des atomes donneurs

g_d = dégénérescence

$$N_t^+ = \frac{N_t}{1 + g_t \exp \left[\frac{-E_t}{kT} \right]} \quad (6.5)$$

avec N_t = concentration de pièges de type donneur

E_t = niveau d'énergie des pièges

g_t = dégénérescence.

Nous supposons que l'hétérojonction est abrupte et appliquons au passage de l'interface GaInAs/InP, les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \epsilon_1 E_1 + \sigma_i &= \epsilon_2 E_2 \\ E_{c1} + \Delta E_c &= E_{c2} \end{aligned} \quad (6.6)$$

où E est le champ électrique, ϵ la permittivité, σ_i la densité superficielle de charge, ΔE_c la discontinuité de bande de conduction, et où l'indice 1 correspond à GaInAs, l'indice 2 à InP.

Fixant le potentiel $V = \frac{E_c(0)}{q}$ à la jonction P⁺-N, la solution de l'équation de Poisson est obtenue en recherchant la condition initiale $\frac{dE_c(0)}{dx}$ assurant la convergence de la distribution de potentiel $E_c(x)$ vers la solution à l'équilibre, dans la partie neutre loin de la jonction, caractérisée par la condition aux limites :

$$\frac{dE_c}{dx}(\infty) = 0$$

Cette recherche est effectuée par itérations successives. Selon la condition initiale $I = \frac{dE_c(0)}{dx}$ introduite, la solution $E_c(x)$ de l'équation de Poisson diverge plus ou moins rapidement vers $\pm \infty$.

Les conditions initiales I sont alors classées en deux groupes que l'on notera $I_{+\infty}$ ou $I_{-\infty}$ selon le signe de la divergence. Le processus itératif est répété jusqu'à approcher la solution avec une précision α fixée, ce qui se traduit par les inéquations suivantes :

$$\max(I_{+\infty}) \leq \frac{dE_c}{dx}(0) \leq \min(I_{-\infty}) \quad (6.8)$$

$$|\max(I_{+\infty}) - \min(I_{-\infty})| \leq \alpha \quad (6.9)$$

Ayant obtenu la solution de l'équation de Poisson pour un potentiel statique V donné, la charge fixe Q contenue dans la zone de charge d'espace est :

$$Q = \frac{\epsilon S}{q} \frac{dE_c}{dx}(0) \quad (6.10)$$

La capacité $C(V)$ est alors calculée à partir de la variation δQ de la charge fixe consécutive à l'application d'une perturbation de potentiel δV de faible amplitude par :

$$C(V) = \frac{\delta Q}{\delta V} \quad (6.11)$$

Répétant l'opération pour différents potentiels statiques, la concentration apparente $n^*(W)$ est finalement calculée à partir de la caractéristique $C(V)$ par

$$N^*(W) = \frac{-C^3}{q\epsilon_1 S^2 \frac{dC}{dV}}$$

$$\text{avec } W^* = \frac{\epsilon_1 S}{C}$$

où ϵ_1 est la permittivité de GaInAs.

VI.1.2. MODELISATION DE L'ACTION DE LA FREQUENCE DE MESURE

Nous nous sommes limités aux cas extrêmes basse et haute fréquences que l'on peut aisément simuler sans qu'il soit nécessaire de résoudre l'équation de Poisson dépendante du temps. L'artifice utilisé est la façon de calculer la variation de la charge fixe δQ contenue dans la zone désertée, différente selon le cas considéré.

Dans la limite basse fréquence, l'état de charge des pièges suivant parfaitement la modulation appliquée, la charge fixe Q contenue dans la zone désertée est à tout instant égale à la charge fixe Q_s contenue dans la zone désertée en régime statique, si bien que :

$$\delta Q = \delta Q_s$$

La situation est différente en haute fréquence, où l'état de charge des pièges, ne pouvant suivre la modulation rapide, reste fixe au cours de la mesure. Ceci est simulé en pratique de la façon suivante :

- La charge fixe $Q_s(V)$ correspondant au potentiel statique V est tout d'abord calculée. Les pièges sont dans un état de charge au long de la zone désertée qui est $f_t(x, V)$.

- L'action de la modulation haute fréquence est alors simulée en résolvant l'équation de Poisson correspondant au potentiel $V + \delta V$ tout en conservant l'état de charge des pièges inchangé $= f_t(x, V)$. La charge fixe $Q(V + \delta V)$ calculée est différente de la charge fixe en régime statique $Q_s(V + \delta V)$, et on obtient la variation de la charge fixe contenue dans la zone désertée, à haute fréquence, par :

$$\delta Q = Q(V + \delta V) - Q_s(V).$$

VI.2. RESULTATS

Les valeurs des paramètres introduits dans le modèle découlent directement des résultats expérimentaux présentés précédemment.

Nous avons supposé le dopage égal à $N_d = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ dans GaInAs et jusqu'à 0,2 μm de l'hétérojonction dans InP. Le dopage dans le reste de la couche InP est supposé égal à $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Les pièges sont répartis uniformément dans la couche GaInAs et leur concentration est $N_t = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Le pic de concentration de pièges à l'interface GaInAs/InP est simulé par une densité superficielle $N_{ts} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. L'énergie d'activation des pièges est $E_c - E_t = 0,17 \text{ eV}$.

Nous avons supposé également que la couche InP ne contient aucun piège.

La température est choisie de façon à pouvoir comparer les profils de concentration apparente simulés avec les profils expérimentaux de la figure 36. Ainsi, la température est $T = 150 \text{ K}$, pour les profils simulés "haute fréquence", et $T = 300 \text{ K}$, pour les profils "basse fréquence".

Les profils de concentration apparente obtenus selon la valeur de la discontinuité introduite ($\Delta E_c = 0$, $\Delta E_c = 0,21 \text{ eV}$) sont représentés dans les figures 44 et 45.

On remarque sur la figure 44 ($\Delta E_c = 0$), que l'effet des pièges seuls, en basse fréquence, se manifeste par un pic suivi d'un creux, comme attendu à la suite de l'analyse développée au chapitre V. Cet effet s'ajoute, sur la figure 45, ($\Delta E_c = 0,21 \text{ eV}$), à celui produit par la discontinuité de bande de conduction. Il en résulte un double pic, ainsi qu'un creux très prononcé.

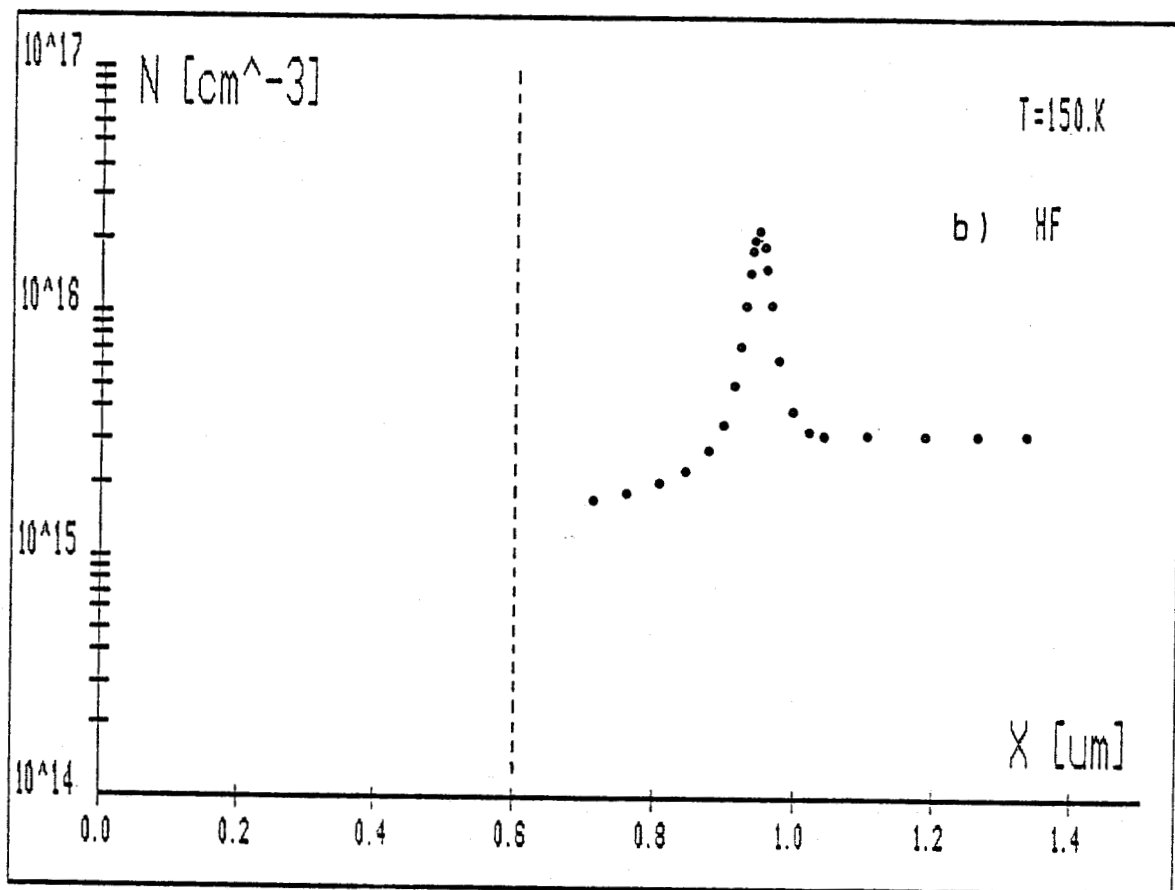
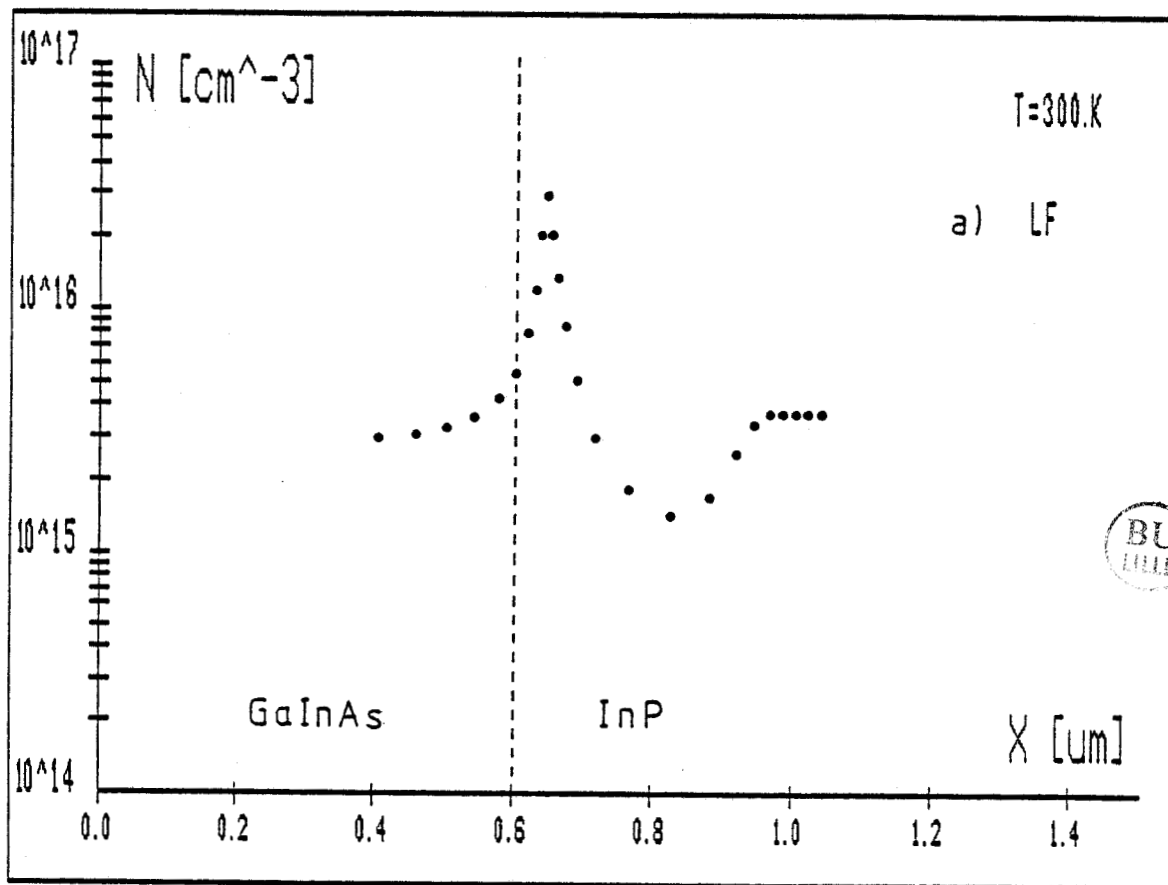
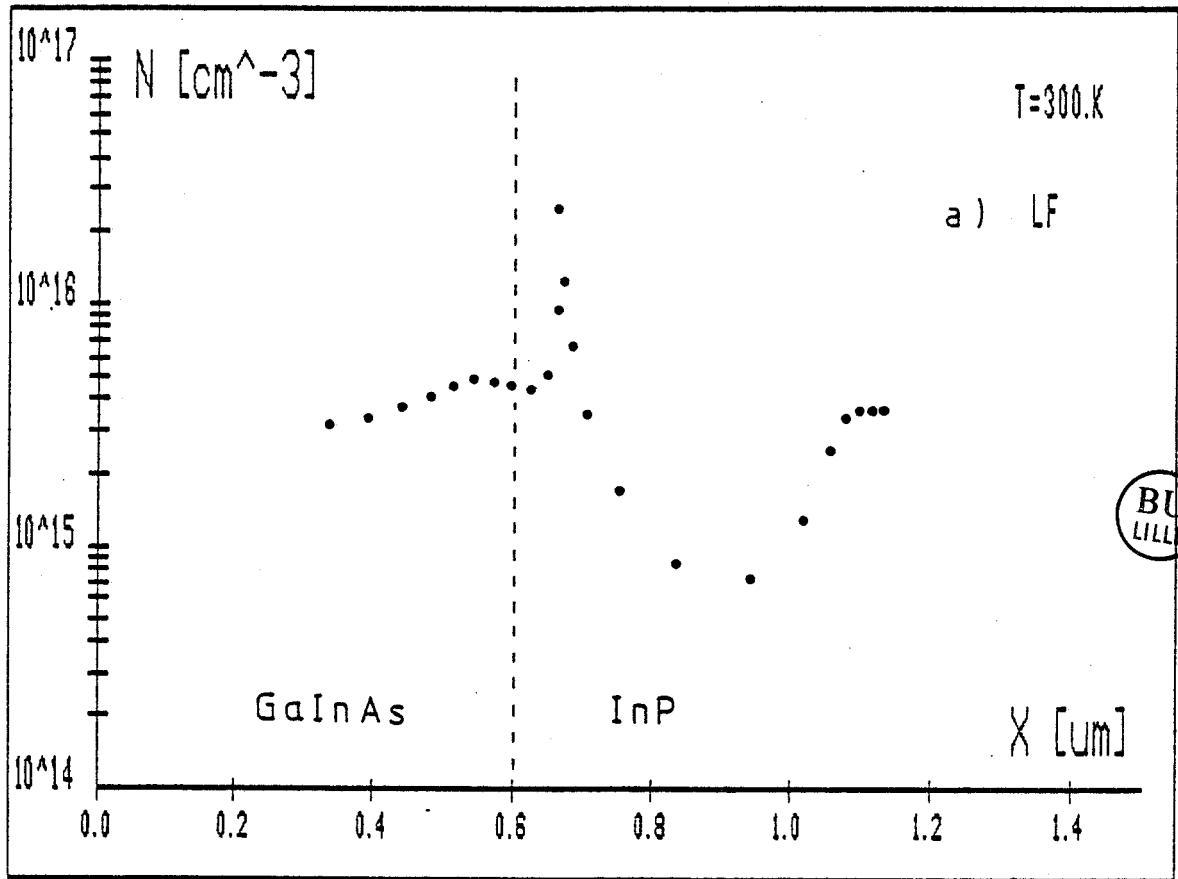


FIGURE 44 : Profils de concentration apparente de l'hétéro-jonction GaInAs/InP avec pièges dans l'hypothèse où $\Delta E_c = 0$
 a) basse fréquence
 b) haute fréquence.



BU
LILLE

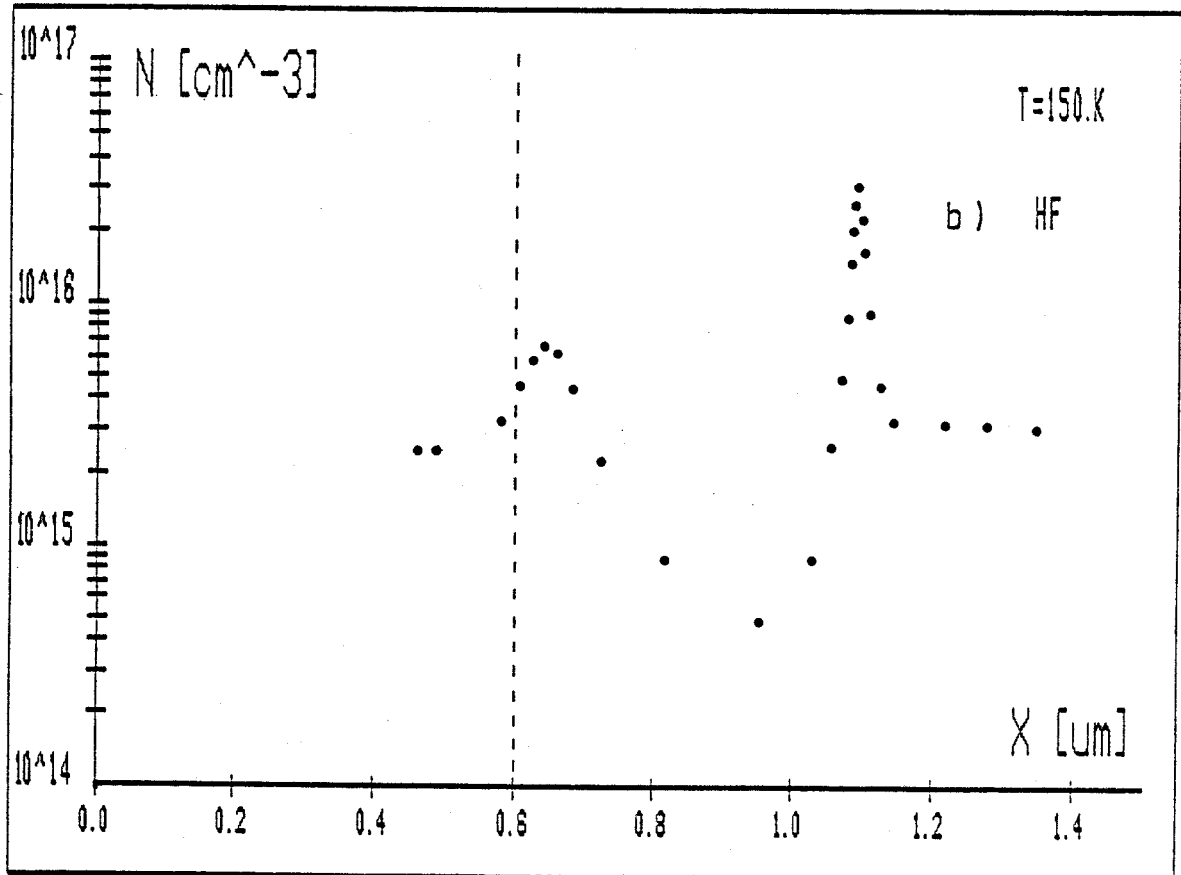


FIGURE 45 : Profils de concentration apparente de l'hétéro-jonction GaInAs/InP avec pièges dans l'hypothèse où $\Delta E_c = 0,21$ eV
 a) basse fréquence
 b) haute fréquence.

En haute fréquence, on constate sur la figure 44, que la décharge soudaine des pièges, qui intervient lorsque le niveau de Fermi devient inférieur au niveau du piège, se manifeste par un pic étroit et d'amplitude élevée, sur le profil de concentration apparente. Sa position est fortement décalée par rapport à la position du pic sur le profil basse fréquence. Ce décalage spatial est vraisemblablement lié au retard à l'émission des électrons piégés qui existe en raison de la profondeur du piège. Sur le profil "haute fréquence" de la figure 45, le pic apparaît également. Toutefois l'effet produit par la discontinuité de bande de conduction subsiste.

VI.3. CONCLUSION

Au regard des résultats de simulation présentés ici, il ressort de la comparaison avec les résultats expérimentaux des figures 36 et 38, que l'affirmation d'une discontinuité de bande de conduction nulle est ici justifiée.

La simulation montre effectivement qu'une concentration de pièges élevée et très localisée produit les effets observés sur les profils de concentration apparente mesurés expérimentalement, qui sont : pic et creux en basse fréquence, puis pic seul et décalé en haute fréquence. Et, dans le cas où la discontinuité de bande de conduction est non nulle, l'effet des pièges s'ajoute, mais ne masque pas la signature de l'hétérojonction sur le profil de concentration apparente.

Cependant, nous devons moduler notre conclusion, en se gardant d'affirmer que la discontinuité de bande de conduction de l'hétérojonction GaInAs/InP est nulle de façon générale. Il est possible, en effet, que des phénomènes microscopiques, ignorés dans notre description phénoménologique, modifient les propriétés physiques de l'hétérojonction GaInAs/InP étudiée

ici. En particulier, la présence de défauts est probable, et on ne sait pas, à l'heure actuelle, comment ceux-ci agissent sur le raccordement des bandes de conduction à l'interface.

CONCLUSION

L'objectif de notre étude était de rechercher les mécanismes physiques à l'origine du courant d'obscurité de photodiodes GaInAs et de comparer les performances atteintes dans ce domaine selon les différentes techniques d'épitaxie (EPL et MOCVD).

Il ressort des résultats présentés ici que l'épitaxie en phase vapeur (MOCVD) permet d'ores et déjà d'atteindre des densités de courant d'obscurité voisines de celles obtenues par épitaxie liquide (EPL), de l'ordre de quelques 10^{-5} A/cm². Certes, l'épitaxie en phase vapeur souffre encore d'une reproductibilité moins bonne, mais les résultats sont néanmoins encourageants. De plus, en améliorant la qualité cristalline, on peut espérer diminuer le courant de génération thermique, encore dominant, et atteindre alors la limite théorique du courant d'obscurité, fixée par le courant de diffusion ($J \leq 10^{-6}$ A/cm²)

Du point de vue des mécanismes physiques à l'origine du courant d'obscurité, il semble que l'émission thermo-ionique à partir de centres profonds soit à prendre en considération. Dans cette hypothèse, on obtient en effet une représentation satisfaisante de l'augmentation quasi-exponentielle du courant d'obscurité avec la tension inverse appliquée, qui est généralement observée dans les photodiodes GaInAs.

Cette étude a révélé également que la dégradation importante du courant d'obscurité qui survient, dans les photodiodes MOCVD, lorsque la zone de charge d'espace s'étend jusqu'à la couche tampon InP, est liée à la présence de pièges à l'hétérojonction GaInAs/InP. La comparaison avec d'autres résultats expérimentaux reportés dans la littérature [V.1, V.2] a montré que ces pièges ont été également détectés

à l'hétérojonction GaInAs/InP dans des structures réalisées par épitaxie liquide. On en conclut que ces pièges sont vraisemblablement liés à un type de défaut cristallographique particulier, susceptible d'apparaître quelle que soit la technique d'épitaxie. L'existence de défauts à l'interface est probable étant donné que, conjointement à la présence de pièges, nous avons montré que la discontinuité de bande de conduction ΔE_c était quasiment nulle.

Ces défauts à l'interface GaInAs/InP ne représentent pas un inconvénient majeur pour la réalisation de photodiodes PIN performantes. Leur action néfaste sur le courant d'obscurité peut être évitée en augmentant l'épaisseur de la couche GaInAs, de façon à ce que la zone de charge d'espace n'atteigne pas l'interface avec la couche tampon InP. Pour l'étape ultérieure, qui consistera à réaliser des photodiodes avalanches, il apparaît cependant primordial de rechercher les conditions de croissance permettant d'améliorer la qualité de l'interface GaInAs/InP, car celui-ci sera alors inévitablement en zone de charge d'espace.

Un résultat important de notre travail, est que les méthodes permettant d'apprécier la qualité des hétérojonctions sont maintenant clairement définies. En conséquence, il est montré que l'information contenue dans un seul profil de concentration apparente, relevé par exemple à température ambiante, est insuffisante pour conclure. En d'autres termes, il faut considérer comme apparente la valeur de la discontinuité de bande déduite d'un seul profil, étant donné que la présence d'une concentration de pièges, élevée et localisée, peut produire une signature similaire à celle d'une discontinuité de bande bien réelle. L'interprétation du profil de concentration apparente d'une hétérojonction doit donc être menée avec prudence et accompagnée d'une recherche préalable des pièges d'interface, pour s'affranchir de l'incertitude qui existe quant à l'origine physique de la discontinuité de bande apparente observée.

REFERENCES

INTRODUCTION

- [1] Y. SUEMATSU : "Long wavelength optical fiber communication", Proceedings IEEE, 71, n°6, p. 692, (1983).

CHAPITRE I

- [I.1] R.G. SMITH et S.D. PERSONICK : "Receiver for optical fiber communication systems", dans "Topics in Applied Physics", Vol. 39, H. Kressel, (1980).
- [I.2] T.P. PEARSALL, R.A. LOGAN, C.G. BETHEA : "GaInAs/InP large bandwidth (> 2 GHz) PIN detectors", Electron. Lett., 19, n°16, p. 611, (1983).
- [I.3] K. LI, E. REZEK, H.D. LAW : "InGaAs PIN photodiode fabricated on semi-insulating InP substrate for monolithic integration", Electron. Lett., 20, n°5, p. 196, (1984).
- [I.4] P. POULAIN, B. DE CREMOUX : "Diffusion limited transient response of heterojunction photodiodes", Jap. Journ. Appl. Phys., 19, n°4, p. L-189, (1980).
- [I.5] K. KAZMIERSKI, A.M. HUBER, G. MORILLOT et B. DE CREMOUX : "The temperature-dependent diffusion mechanism of Zn in InP using the semiclosed diffusion method", Jap. Journ. Appl. Phys., 23, n°5, p. 628, (1984).

- [I.6] F. LAUNAY : "Etude d'une nouvelle technique de diffusion dans les semiconducteurs III-V et application à la réalisation de composants optoélectroniques", Thèse de Doctorat de 3^e cycle, Université de Caen, (1984).
- [I.7] K. HASEGAWA, K. OHNAKA, M. KUBO, Y. HORI et H. SERIZAWA : "InGaAs PIN photodiode with low dark current", Extended Abstracts of the 16th conference on solid state devices and materials, Kobe, p. 579, (1984).
- [I.8] J.C. CAMPBELL, A.G. DENTAI, G.J. QUA, J. LONG, V.G. RIGGS : "Planar InGaAs PIN photodiodes with a semi-insulating InP cap layer", Electron. Lett., 21, n°10, p. 447, (1985).

BIBLIOGRAPHIE GENERALE

- J.I. PANKOVE, : "Optical Processes in Semiconductors", Prentice Hall, (1971).
- S.M. SZE : "Physics of Semiconductor Devices", Chapitre 13, Wiley, (1981).
- J. MULLER : "Photodiodes for optical communication", Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 55, (1981). Academic Press.

CHAPITRE II

- [II.1] M.M. TASHIMA, L.W. COOK et G.E. STILLMAN : "Room-temperature electron diffusion lengths in liquide phase epitaxial InGaAsP and InGaAs", Appl. Phys. Lett., 39, n°12, p. 960, (1981).
- [II.2] T.P. PEARSALL : " $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$: a ternary semiconductor for photodetector applications", IEEE-QE, 16, n°7, p. 709, (1980).

- [II.3] S.M. SZE : "Physics of semiconductor devices", Chapitre 9, Wiley, (1981).
- [II.4] S.R. FORREST : "Performance of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ photodiodes with dark current limited by diffusion, generation-recombination and tunnelling", IEEE-QE, 17, n°2, p. 217, (1981).
- [II.5] S.R. FORREST, R.F. LEHENY, R.E. NAHORY et M.A. POLLACK : " $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ photodiodes with dark current limited by generation-recombination and tunnelling", Appl. Phys. Lett., 37, n°3, p. 322, (1980).
- [II.6] H. NICKEL, E. KUPHAL : "Surface-passivated low dark current InGaAs PIN photodiodes", Journ. of Optic. Comm., 4, n°2, p. 63, (1983).
- [II.7] R. TROMMER et N. ALBRECHT : "Confirmation of tunnelling current via traps by DLTS measurements in InGaAs photodiodes", Jap. Journ. Appl. Phys., 22, n°6, p. L-364, (1983).
- [II.8] Voir réf. [I.7].
- [II.9] Voir réf. [I.8].
- [II.10] S.R. FORREST, M. DI DOMENICO, R.G. SMITH et H.J. STOCKER : "Evidence for tunnelling in reverse-biased III-V photodetector diodes", Appl. Phys. Lett., 36, n°7, p. 580, (1980).
- [II.11] G.E. STILLMAN, L.W. COOK, G.E. BULMAN, N. TABATABAIE, R. CHIN et P.D. DAPKUS : "Long wavelength (1,3 to 1,6 μm) detectors for fiber-optical communications", IEEE-ED, 29, n°9, p. 1355, (1982).

CHAPITRE III

- [III.1] W.C. JOHNSON, P.T. PANOUSIS : "The influence of Debye length on the C-V measurement of doping profiles", IEEE-ED, 18, n°10, p. 965, (1971).
- [III.2] W.R. FRENSELY et H. KROEMER : "Theory of the energy band lineup at an abrupt semiconductor heterojunction", Phys. Rev. B, 16, p. 2642, (1977).
- [III.3] S.R. FORREST et O.K. KIM : "An n-In_{0,53}Ga_{0,47}As/n-InP rectifier", J. Appl. Phys., 52, n°9, p. 5836, (1981).
- [III.4] H. KROEMER, W.Y. CHIEN, H.S. HARRIS et D.D. EDWALL : "Measurement of isotype heterojunction barriers by C-V profiling", Appl. Phys. Lett., 36, n°4, p. 295, (1980).
- [III.5] W.G. OLDHAM et S.S. NAIK : "Admittance of p-n junctions containing traps", Sol. State Elect., 15, p. 1085, (1972).
- [III.6] C.H. HENRY, D.V. LANG : "Non radiative capture and recombination by multiphonon emission in GaAs and GaP", Phys. Rev. B, 15, p. 989, (1977).
- [III.7] D.V. LANG : "Deep-level transient spectroscopy : a new method to characterize traps in semiconductors", J. Appl. Phys., 45, n°7, p. 3023, (1974).

CHAPITRE IV

- [IV.1] Voir [II.6].
- [IV.2] Voir [II.7].

- [IV.3] J.N. PATILLON, S. MAKRAM-EBEID, J.P. CHANE, B.G. MARTIN, G.M. MARTIN : "Analysis of electrical performances of GaInAs PIN photodiodes for telecommunication applications", Article présenté au "11th International Symposium on Gallium Arsenide and Related Compounds", Biarritz, (1984).
- [IV.4] S. MAKRAM-EBEID : "Effect of electric field on deep-level transients in GaAs and GaP", Appl. Phys. Lett., 37, n°5, p. 464, (1980).
- [IV.5] D. PONS et S. MAKRAM-EBEID : "Phonon assisted tunnel emission of electrons from deep levels in GaAs", Journ. de Phys., 40, p. 1161, (1979).
- [IV.6] G. VINCENT, A. CHANTRE et D. BOIS : "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions", J. Appl. Phys., 50, n°8, p. 5484, (1979).
- [IV.7] A.W. DE GROOT, G.C. MCGONIGAL, D.J. THOMSON et H.C. CARD : "Thermionic field emission from interface states at grain boundaries in silicon", J. Appl. Phys., 55, n°2, p. 312, (1984).

CHAPITRE V

- [V.1] S.R. FORREST et O.K. KIM : "Deep levels in $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$ heterostructures", J. Appl. Phys., 53, n°8, (1982).
- [V.2] M. OGURA, M. MIZUTA, K. ONAKA et H. KUKIMOTO : "A capacitance investigation of InGaAs/InP isotype heterojunction", Jap. Journ. of Appl. Phys., 22, n°10, p. 1502, (1983).
- [V.3] T. TAKANOHASHI, S. KOMIYA, S. YAMAZAKI, Y. KISHI et I. UMEBU : "Admittance study of a single electron trap in the LPE InP/InGaAsP heterostructure diode", Jap. Journ. Appl. Phys., 23, n°11, p. L-849, (1984).

- [V.4] M.F. LI et C.T. SAH : "A new method for the determination of dopant and trap concentration profiles in semiconductors", IEEE-ED, 29, n°2, p. 306, (1982).
- [V.5] G.G. QIN et C.T. SAH : "Theory of concentration profiling technique for semiconductors with many deep levels", Solid State Elect., 25, n°10, p. 1045, (1982).

CHAPITRE VI

- [VI.1] J.E.A. WHITEAWAY : "Simulation and measurement of C/V doping profiles in multilayer structures", IEEE-Proceed., 130, n°4, p. 165, (1983).