

ACADEMIE DE MONTPELLIER
UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DU LANGUEDOC MONTPELLIER II
D.E.A. D'ELECTRONIQUE 1994-95

Rapport de stage de DEA

**ETUDE DE PHOTODETECTEURS
DANS LE PROCHE INFRA-ROUGE**

par
Guilhem ALMUNEAU

Soutenu le 26 Juin 1995 devant le jury composé de :

H. Luquet Président
J.J. Huselstein
M. Pérotin
M. Valenza

Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc Montpellier II, au Centre Électronique de Montpellier, dans l'équipe de Monsieur Le Professeur Henri Luquet. Je voudrais tout d'abord lui exprimer toute ma reconnaissance pour m'avoir accueilli au sein de son équipe, et m'avoir éclairé tout au long de ce stage.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Mesdames Léone Gouskov et Michèle Pérotin pour leur encadrement et l'aide précieuse qu'elles m'ont apportée durant ces quelques mois passés dans leur équipe.

Je remercie Monsieur Claude Llinarès pour les mesures de réponse spectrale.

Je remercie enfin les nombreuses personnes qui m'ont aidé dans mes travaux, et qui par leur convivialité et leur disponibilité ont contribué à la réalisation de ce travail.

Ce stage m'a apporté considérablement, autant au niveau des connaissances que dans les relations Humaines.

A tous un grand M'ERCI.

TABLE DES MATIERES

1. Introduction.....	2
2. Présentation des caractéristiques	3
2.1. • Caractéristiques I(V).....	3
2.1.1.- Polarisation directe	3
2.1.2.- Polarisation inverse	4
2.2. • Mesures de capacités	6
2.3. • Réponse spectrale.....	6
3. Étude d'une photodiode GaSb p+/n-/n+	9
3.1. • Réalisation de la diode.....	9
3.2. • Caractérisations	10
3.2.1.- Caractéristiques courant-tension.....	10
3.2.2.- Mesures capacitives	11
3.2.3.- Caractérisation photoélectrique	12
3.3. • Applications	14
4. Étude d'une homojonction.....	15
GaInAsSb p+/n/GaSb n+	15
4.1. • Réalisation de la diode.....	15
4.2. • Caractérisations	16
4.2.1.- Caractérisation photoélectrique à 300K.....	16
4.2.2.- Mesures capacitives	17
4.2.3.- Étude en température des caractéristiques courant-tension	18
4.3. • Conclusion sur l'homojonction	21
5. Conclusion.....	22
Annexe	23
Références	25

1. Introduction

Les composés à base d'antimoine ont des applications en optoélectronique s'étendant dans le proche, le moyen et le lointain infrarouge.

Dans la gamme du proche infrarouge ($1.3 - 3\mu\text{m}$), les télécommunications par fibres à silice ($1.55\mu\text{m}$) et à verres fluorés ($2.55\mu\text{m}$) fournissent un large champ d'applications pour les antimoniures. Les photodétecteurs IR sont également intéressants pour des études spectroscopiques et pour la transmission à travers les fenêtres atmosphériques au voisinage de $2\mu\text{m}$.

L'antimoniure de gallium a longtemps suscité un intérêt pour des applications optoélectroniques dans le proche infrarouge. Un grand nombre de publications y ont été vouées, notamment sur les propriétés d'ionisation par impact des composés $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ ($0 < x < 0.06$) [HIL.81][KUW.91][GOU.91]. Toutefois les performances sont limitées en raison d'un dopage résiduel trop élevé et de la présence de courants de surface.

Les alliages ternaires et quaternaires du type $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ dont la bande interdite varie avec la composition dans la gamme spectrale allant de 2 à $5\mu\text{m}$, sont des matériaux de choix pour des applications concernant les fenêtres de transmission atmosphériques. C'est dans ce cadre qu'ils ont été étudiés par plusieurs groupes aux USA : ATT Bells Labs, Crawford Hill Lab. Holmdel (N.J.), en Russie : A.F. Ioffe Physicotechnical Inst. Léninegrad et en France : Centre Électronique de Montpellier, Équipe de Microoptoélectronique de Montpellier. Les dispositifs photodétecteurs étudiés pouvant être des homojonctions [SRI.89], des hétérojonctions [TOU.91][BOW.86][SUL.92][AND1.89], ou des SAM.APD [AND2.89].

Nous nous sommes intéressés aux homojonctions ; dans cette étude nous présentons 2 exemples de photodiodes GaSb et GaInAsSb. Ce rapport est organisé de la manière suivante :

Dans le deuxième chapitre je présente les généralités sur les caractérisations électriques et photoélectriques des photodiodes. Un rappel des équations fondamentales y est fait, en vue des différentes modélisations faites sur les dispositifs. Le chapitre III présente les résultats de l'étude faite sur une photodiode GaSb $p^+/n^-/n^+$ fabriqué par LPE. Les caractéristiques $I(V)$, $C(V)$ ainsi que la réponse spectrale y sont exposées, nous permettant de mettre en évidence l'effet Franz-Keldish concernant l'électroabsorption. L'étude de l'homojonction $\text{Ga}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$ $p^+/n/\text{GaSb}$ n est faite dans le chapitre IV. Je présenterai brièvement les mesures de rendement et de capacité, avant de discuter de manière plus complète les résultats sur les caractéristiques $I(V)$ en fonction de la température. Enfin dans un dernier chapitre, je conclurai sur les résultats obtenus en évoquant les perspectives suggérées par ce travail.

2. Présentation des caractéristiques

L'étude des caractéristiques $I(V)$, $C(V)$ et de la réponse spectrale consiste dans un premier temps à faire les mesures électriques, puis d'en extraire différents paramètres nous informant sur le fonctionnement de la photodiode. Les paramètres de la diode sont estimés directement ou par comparaison à un modèle. Une méthode de résolution numérique présentée en annexe rend compte des mécanismes fondamentaux dans la photodiode.

2.1. • Caractéristiques $I(V)$

2.1.1. - Polarisation directe

Les caractéristiques courant-tension sont enregistrées, puis modélisées par un banc de mesure automatisé contrôlé par un PC.

En général les caractéristiques à température ambiante ont l'allure suivante:

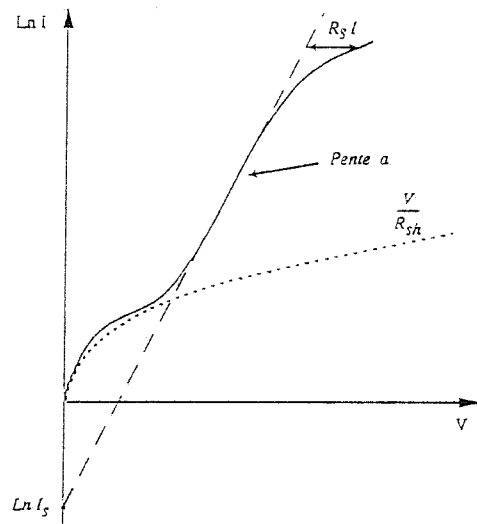


Figure II.1: Caractéristique directe modélisée

L'expression correspondante est $I = I_s (\exp a(V - R_s I) - 1) + \frac{V - R_s I}{R_{sh}}$ (1)

$$a = \frac{q}{nkT} \quad n \text{ est le facteur d'idéalité}$$

I_s = constante préexponentielle

R_s = résistance série

R_{sh} = résistance shunt

La résistance shunt prend en compte des conductions excédentaires.

- n tend vers 1 si la contribution du courant de diffusion est prédominante, qui s'exprime dans le cas d'une jonction abrupte sous la forme :

$$I_s = Sq \left(\frac{D_p}{L_p N_d} + \frac{D_n}{L_n N_a} \right) \cdot n_i^2 \quad (2)$$

avec:

S = surface du dispositif

q = charge élémentaire

D_p et D_n = constantes de diffusion respectives des trous et des électrons

L_p et L_n = longueurs de diffusion respectives des trous et des électrons

N_d et N_a = concentrations respectives en donneurs et en accepteurs

n_i = concentration intrinsèque

- Si le courant de génération-recombinaison prédomine, n tend vers 2. Il s'exprime sous la forme :

$$I_s = \frac{\pi}{2} Sq \frac{n_i W}{\tau_{gr}} \frac{1}{q(V_d - V) / kT} \quad (3)$$

avec:

W = largeur de la zone de charge d'espace

τ_{gr} = taux de génération-recombinaison

V_d = tension de diffusion

k = constante de Boltzmann

T = température en degrés kelvin

2.1.2. - Polarisation inverse

La photodiode polarisée en inverse et en l'absence de toute excitation lumineuse présente un courant appelé courant d'obscurité. Il est la somme d'un courant dû à un mécanisme fondamental et d'un courant excédentaire provenant de fuites sur le bord de la méso ou des défauts à la jonction.

Les trois principales composantes fondamentales du courant d'obscurité qui nous intéressent pour la modélisation sont les suivantes :

- Le courant de diffusion des porteurs minoritaires générés thermiquement dans les zones neutres de la jonction, qui diffusent vers la zone de charge d'espace pour y être accélérés par le fort champ présent.

L'expression est similaire à la polarisation directe :

$$I_s = Sq n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_d} + \frac{D_n}{L_n N_a} \right) \left(1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right) \quad (4)$$

A noter que ce courant varie comme n_i^2 i.e. $\exp(-E_g/kT)$ en fonction de la température.

- Le courant de génération-recombinaison, dans le cas d'une jonction p/n et pour des tensions inverses assez importantes. L'expression générale est donnée :

$$I_s = S \frac{q n_i W}{2\tau_{gr}} \left(1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right) \quad (5)$$

Ainsi le courant est proportionnel à n_i i.e. $\exp(-E_g/2kT)$, composante qui est plus importante pour un matériau à fort gap.

- Les courants tunnel

Lorsque la polarisation devient importante, les électrons transitent de la bande de valence à la bande de conduction par effet tunnel, ce que l'on désigne par courant tunnel bande à bande.

$$I_{tbb} = A.C_1 V(V-V_d)^{1/2} \exp(-C_2(V-V_d)^{-1/2}) \quad (6)$$

$$C_1 = \frac{\sqrt{2}}{4\pi^3} \frac{q^3}{\hbar^2} \left(\frac{m_{tbb}}{qE_g} \right)^{1/2} \left(2q \frac{N_B}{\epsilon} \right)^{1/2}$$

avec

$$C_2 = K_2 \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{m_{tbb}^{1/2} E_g^{3/2}}{q\hbar(2qN_B / \epsilon)^{1/2}}$$

selon la barrière de potentiel $1 < K_2 < 2$
(=1 pour une barrière triangulaire)

$$m_{tbb} = \frac{2m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \quad \text{masse tunnel réduite}$$

E_g = gap du matériau

ϵ = constante diélectrique

La conduction tunnel peut être assistée par des pièges, il faut alors prendre en compte l'énergie de ces pièges E_t au lieu de E_g , et leur densité N_t .

$$I_{TT} = K_1 N_t V F_{\max} \exp - \left[\frac{\pi K_2 m_{tt}^{1/2} (qE_t)^{3/2}}{2\sqrt{2} q \hbar F_{\max}} \right] \quad (7)$$

$$\text{avec : } F_{\max} = \sqrt{\frac{2qN_B}{\epsilon}} (V_d - V)$$

K_1 = constante (=1)

K_2 = coefficient compris entre 1 et 2 selon la barrière (=1)

m_{tt} = masse réduite correspondant à une bande et un niveau piège

2.2. • Mesures de capacités

Les mesures de capacités effectuées sur les diodes se font, soit en fonction de la fréquence afin de mettre en évidence des phénomènes liés à la surface, soit en fonction de la polarisation inverse. La capacité contrôle directement la rapidité de la photodiode, aussi doit-elle être la plus faible possible.

La capacité de la diode est mesurée à l'aide d'un pont d'impédance HP (4192A 5Hz-13MHz) donnant les valeurs de la capacité et de la conductance parallèles du circuit équivalent.

Les mesures de $C(V)$ et $1/C^2(V)$ permettent de déterminer dans la zone linéaire le dopage effectif N_B qui se confond à celui de la couche faiblement dopée dans le cas d'une jonction très dissymétrique, et la tension de diffusion V_d . La variation de $C(V)$ est étroitement liée au profil de dopage : une caractéristique $C^{-2}(V)$ linéaire montre que la jonction est abrupte. Le dopage effectif N_B est déduit de la courbe $C^{-2}(V)$ en calculant la pente de la courbe représentant :

$$C(V) = S \left(\frac{q \epsilon N_B}{2} \right)^{1/2} (V_d - V)^{-1/2} \quad (8)$$

$$\text{où } N_B = \frac{N_a \cdot N_d}{N_a + N_d}$$

2.3. • Réponse spectrale

Cette caractérisation consiste à mesurer le rendement externe en fonction de l'énergie des photons, c'est à dire le nombre d'électrons créés pour un nombre de photons incidents sur le photodétecteur.

La manipulation consiste à éclairer avec une lampe quartz-iode un monochromateur (réseau diffractant). Le faisceau est ensuite modulé à basse fréquence; le chopper placé après le monochromateur élimine la composante continue (courant d'obscurité) et permet de détecter de très faibles signaux.

En amont une thermopile assure la régulation de la lampe de façon à maintenir constant le nombre de photons incidents.

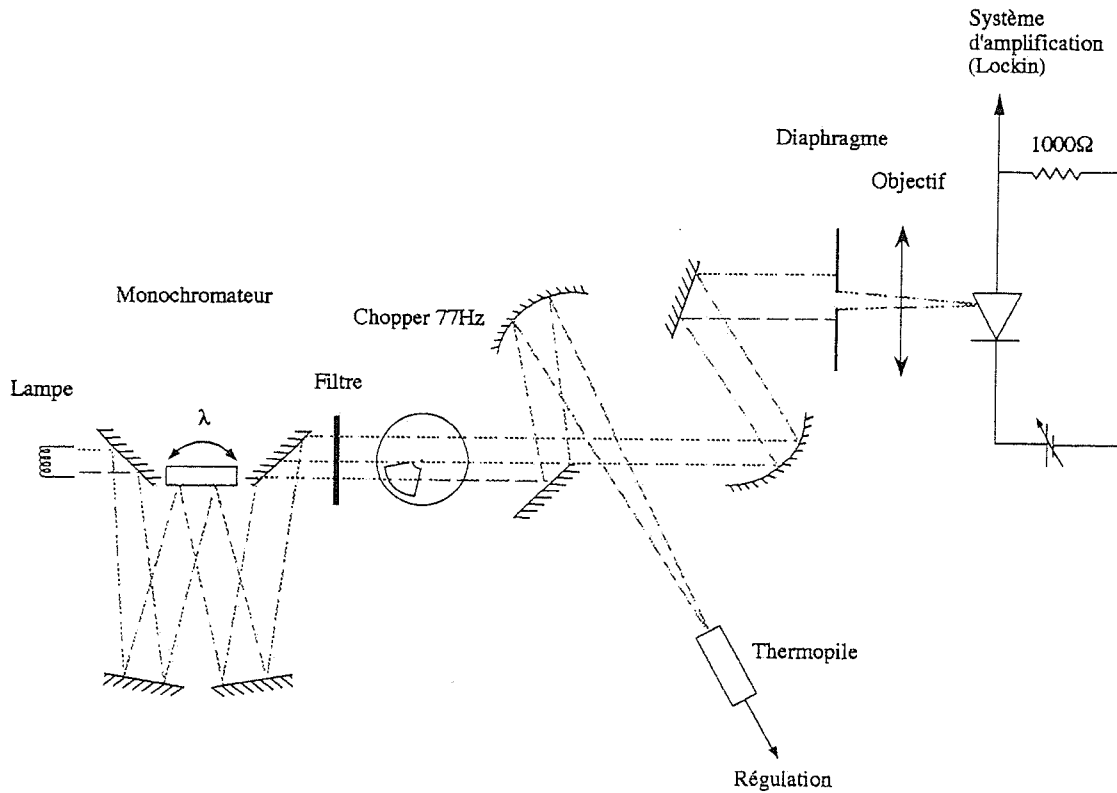


Figure II.2 : Schéma du banc de réponse spectrale

Les tensions mesurées sont ensuite réajustées, en fonction de l'étalonnage d'une photodiode à germanium éclairée par un laser fibré à $1.3 \mu\text{m}$. Les valeurs obtenues donnent le rendement quantique externe effectif de la photodiode.

Les ajustements théoriques sont réalisés à partir d'un modèle 3 couches schématisé ci-dessous :

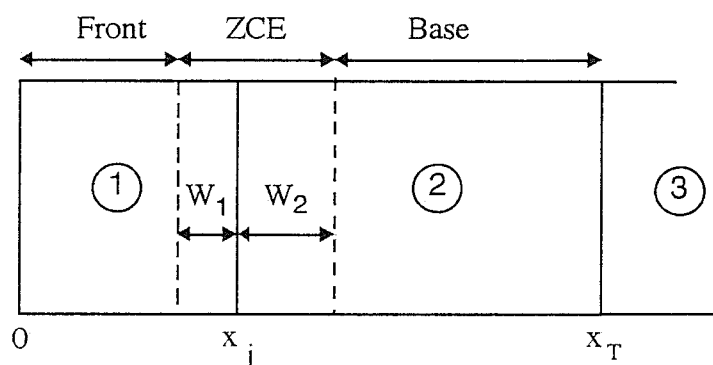


Figure II.3 : Structure d'une hétérojonction à 3 couches

En supposant la jonction abrupte et le champ électrique négligeable dans le front et la base, le calcul concernant la contribution de chaque zone dans le rendement total s'exprime sous la forme [LUQ.86]:

$$\eta(E) = \eta_F(E) + \eta_{ZCE}(E) + \eta_B(E)$$

avec

$$\eta_F = \frac{a_1}{a_1^2 - 1} \left\{ \frac{Z_1 + a_1 - \exp(-a_1(X_j - W_1)) [Z_1 \text{Ch}(X_j - W_1) + \text{Sh}(X_j - W_1)]}{Z_1 \text{Sh}(X_j - W_1) + \text{Ch}(X_j - W_1)} - a_1 \exp(-a_1(X_j - W_1)) \right\} \quad (9)$$

$$\eta_{ZCE} = \exp[-a_1(X_j - W_1)] \{ 1 - \exp(-(a_1 W_1 + a_2 W_2)) \} \quad (10)$$

$$\eta_B = \frac{\exp(-(a_1 X_1 + a_2 W_2))}{1 + b - (b - 1) \exp(-2(X_{t2} - X_{j2} - W_2))} \left\{ \frac{a_2(b - 1)}{1 - a_2^2} \exp(-2(X_{t2} - X_{j2} - W_2)) \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{a_3}{1 + a_3} - \frac{(b - a_2)a_2}{1 - a_2^2} \right) \exp[-a_2(X_{t2} - X_{j2} - W_2) \exp(-2(X_{t2} - X_{j2} - W_2))] + \frac{a_2(b + 1)}{1 - a_2^2} \right\} \quad (11) \\ - \frac{a_2^2}{1 - a_2^2} \exp(-a_1 X_j) \exp(-a_2 W_2)$$

$$a_i = \alpha_i L_i \quad (i=1,2,3)$$

$$b = D_3 L_2 / D_2 L_3$$

$$X_j = x_j / L_1; \quad W_1 = w_1 / L_1; \quad W_2 = w_2 / L_2$$

$$X_{j2} = x_j / L_2; \quad z_1 = L_1 s_1 / D_1; \quad X_{t2} = x_t / L_2$$

α : coefficient d'absorption

L : longueur de diffusion

D : constante de diffusion

3. Étude d'une photodiode GaSb p⁺/n⁻/n⁺

L'étude de cette photodiode a révélé une couche d'absorption GaSb très faiblement dopée ($\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Ce faible dopage couplé à une tension de claquage d'environ -70 volts ont permis d'observer dans ce dispositif un phénomène d'électroabsorption.

3.1. • Réalisation de la diode

Sur un substrat GaSb dopé Tellure ($n \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), une première couche GaSb faiblement dopée tellure est déposée par épitaxie en phase liquide à 450 °C, suivie d'une seconde non intentionnellement dopée de type p. Cette partie de la réalisation de la diode est faite au CEM.

La couche frontale dopée p⁺ est obtenue par double implantation Be⁺ dont le principe a été exposé lors de travaux antérieurs [PER.91]. Les paramètres de l'implantation ionique sont pour la première : une énergie de $E_1=75\text{keV}$ et une dose $\Phi_1=3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, pour la deuxième l'énergie est $E_2=25\text{keV}$ et la dose $\Phi_2=1.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Le dopage volumique résultant est voisin de 10^{18} cm^{-3} avec une profondeur de la jonction située vers $0.5 \mu\text{m}$. L'implantation de la couche a été réalisée en collaboration par le laboratoire de Physique des Matériaux à l'Université Claude Bernard Lyon I.

Après un recuit d'implantation au CEM, les dispositifs subissent une gravure méso, et sont métallisés avant d'être fixés sur leur support à l'ATEMI.

Le schéma de la photodiode est le suivant:

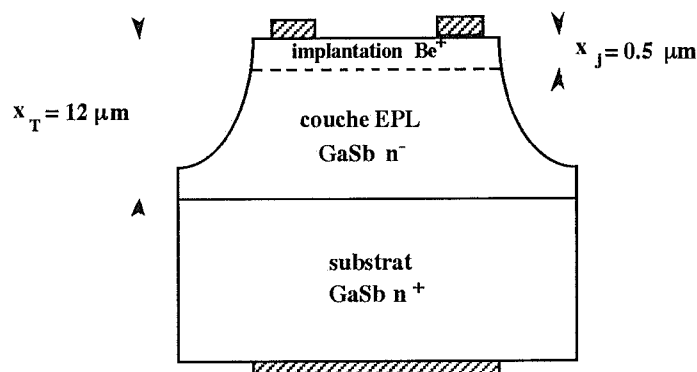


Figure III.1 : Schéma de la structure étudiée

3.2. • Caractérisations

Les caractérisations sont réalisées sur des photodiodes de diamètres différents (60,120,...,480 μm) rendant compte de l'homogénéité des structures.

3.2.1. - Caractéristiques courant-tension

Les caractéristiques directes et inverses effectuées à la température ambiante sont représentées sur la figure III-2. Les valeurs relevées pour d'autres diodes sur le même substrat présentent des caractéristiques équivalentes.

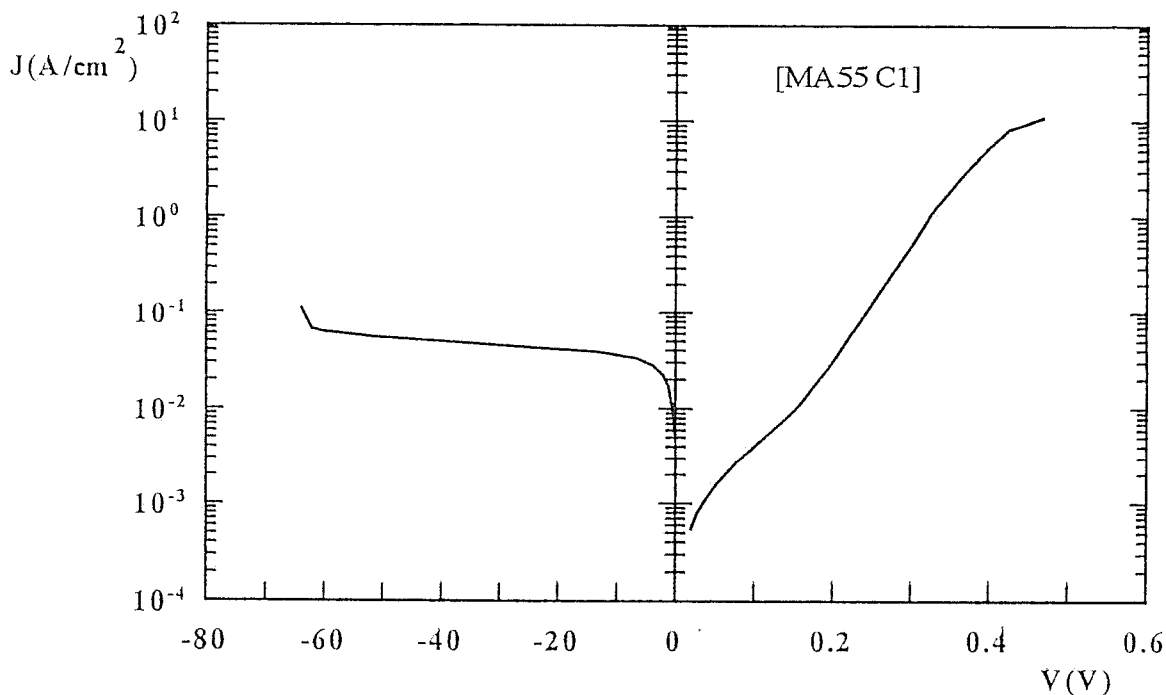


figure III.2 : Densité de courant en fonction
de la polarisation directe et inverse à 300K.
surface de la diode = $1.81 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2$

La courbe modélisée à partir des valeurs expérimentales est calculée pour la partie directe à l'aide de l'expression (1). La partie exponentielle s'étend sur trois décades de 0.2V à 0.4V, elle reflète un facteur d'idéalité $n=1.4$. Ce facteur montre que les contributions du courant de génération-recombinaison et du courant de diffusion sont équivalentes. La composante préexponentielle est évaluée à $J_s=4.5 \cdot 10^{-5} \text{A/cm}^2$, la résistance série est $R_s=3.33 \Omega$ et la résistance shunt $R_{sh}=18.6 \text{M}\Omega$.

En polarisation inverse la caractéristique atteint rapidement un plateau, où la densité de courant d'obscurité a une valeur de $4 \cdot 10^{-2} \text{A/cm}^2$ à -20V. Ce plateau s'étend jusqu'à -63V, qui est une tension de claquage intermédiaire pour l'échantillon ($V_B=-50$ à

-70V). Sur la gamme s'étendant de 0 à -63V, l'allure de la caractéristique est celle d'un courant de génération-recombinaison.

A l'aide de l'expression donnée par S.M. Sze [SZE.81], le dopage effectif de la zone faiblement dopée s'évalue à partir de la tension de claquage :

$$V_B(V) \approx 60 \left(\frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \left(\frac{N_B(\text{cm}^{-3})}{10^{16}} \right)^{-3/4}$$

Le dopage calculé varie entre 3.5 et $5.5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ pour des tensions de claquage respectives de -70 et -50 volts selon les diodes.

3.2.2. - Mesures capacitives

A polarisation nulle la capacité d'une photodiode de surface $7.68 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$ à 1MHz est $C_0=17\text{pF}$. Elle décroît jusqu'à une valeur de $C=1.3\text{pF}$ près de la tension de claquage.

La figure III.3 représente la courbe $1/C^2(V)$ de ce dispositif, sa linéarité nous indique que la jonction est abrupte. A partir des caractéristiques $1/C^2(V)$ relevées sur plusieurs dispositifs, les dopages effectifs déduits de la pente s'étendent de 1 à $3 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ en bon accord avec les estimations à partir de la tension d'avalanche.

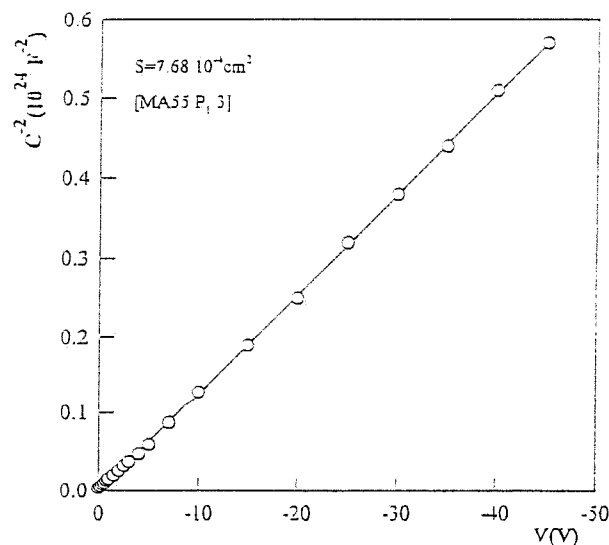


Figure III.3 : Caractéristique $1/C^2$ en fonction de la polarisation inverse.

Les tensions de diffusion mesurées sont voisines de 0.45V ; cette valeur correspond à la hauteur de barrière calculée avec le dopage des couches p^+ et n^- :

$$V_D \approx \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)$$

L'extension de la zone de charge d'espace pour la photodiode de surface $7.68 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ est calculée à partir des capacités mesurées à la polarisation nulle et près de la tension de claquage à l'aide de l'expression $W = \epsilon S / C$. De $0.56 \mu\text{m}$ à 0 volts, la zone de charge atteint son maximum de $7.4 \mu\text{m}$ près du claquage.

La capacité permettant de connaître l'épaisseur de la zone de charge d'espace, nous pouvons maintenant évaluer le taux de génération-recombinaison relatif au courant inverse décrit dans le chapitre précédent.

En se reportant à l'équation (5) du chapitre II, le taux de génération-recombinaison calculé à une polarisation de -20V est $\tau_{gr} = 6 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

3.2.3. - Caractérisation photoélectrique

La réponse spectrale expérimentale de 0.5 à 2.5 eV est indiquée par des points sur la figure III.4. Le rendement quantique externe passe par un maximum de 60% vers 0.8 eV ($1.55 \mu\text{m}$).

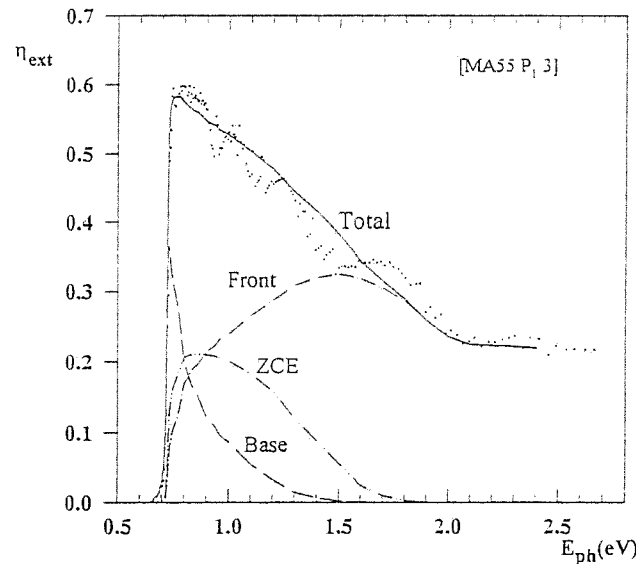


Figure III.4 : Rendement quantique externe (η) expérimental (points) et calculé (courbes) en fonction de l'énergie des photons à 0V.

Les courbes en pointillés sont issues du calcul, et donnent la contribution du front, de la zone de charge d'espace et de la base dans le rendement total (en trait plein). Les longueurs de diffusion de chaque zone ainsi que la vitesse réduite de recombinaison en surface sont les suivantes permettant de réaliser l'accord calcul-expérience:

$L_1 = 3 \mu\text{m}$ pour le front
 $L_2 = 10 \mu\text{m}$ pour la couche faiblement dopée
 $L_3 = 2 \mu\text{m}$ pour le substrat
 $Z = 15$ avec $Z = sL/D$

L est la longueur de diffusion,
D la constante de diffusion et
s la vitesse de recombinaison en surface.

La topographie du photocourant à polarisation nulle et à -50 volts (figure III.5) présente une variation spatiale du courant de seulement 6% sous -50 volts. Ce résultat montre la bonne homogénéité de la jonction.

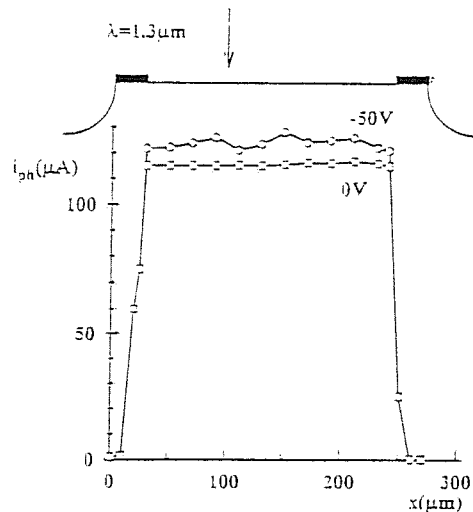


figure III.5 : Topographie du photocourant à 0 et -50V.
L'éclairement vient d'un laser fibré à $1.3\mu\text{m}$,
la résolution spatiale est autour de $10\mu\text{m}$.

Une étude plus approfondie du front de la réponse spectrale a ensuite révélé une modification du rendement externe selon la tension inverse appliquée (cf. figure III.6). Ce décalage est supérieur à une décade pour une énergie des photons de 690 meV, entre 0 et -40 volts.

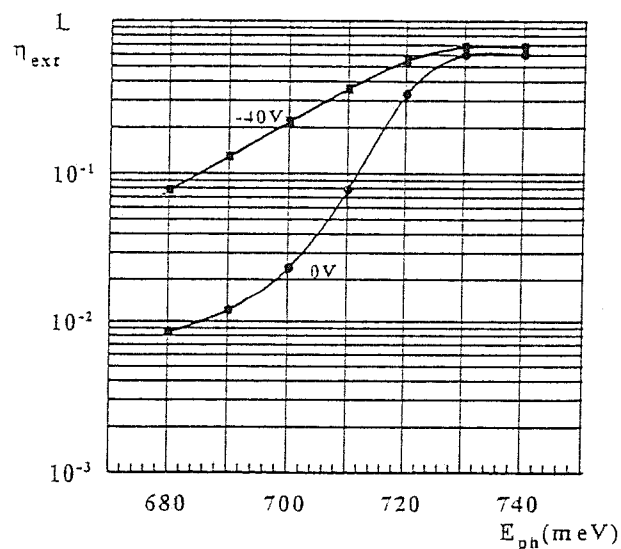


Figure III.6 : Spectre de variation du rendement
entre une polarisation nulle et -40V.

L'effet Franz-Keldish serait responsable de la variation du rendement. Dans notre dispositif le faible dopage et l'extension de la zone de charge vont dans le sens de cette hypothèse. En effet l'effet Franz-Keldish s'explique par une modification du coefficient d'absorption dû au champ électrique [STI.77]. Une estimation de cette variation est

représentée sur la figure III.7, estimation faite à partir du rendement en modifiant la valeur du coefficient d'absorption dans la zone de charge d'espace.

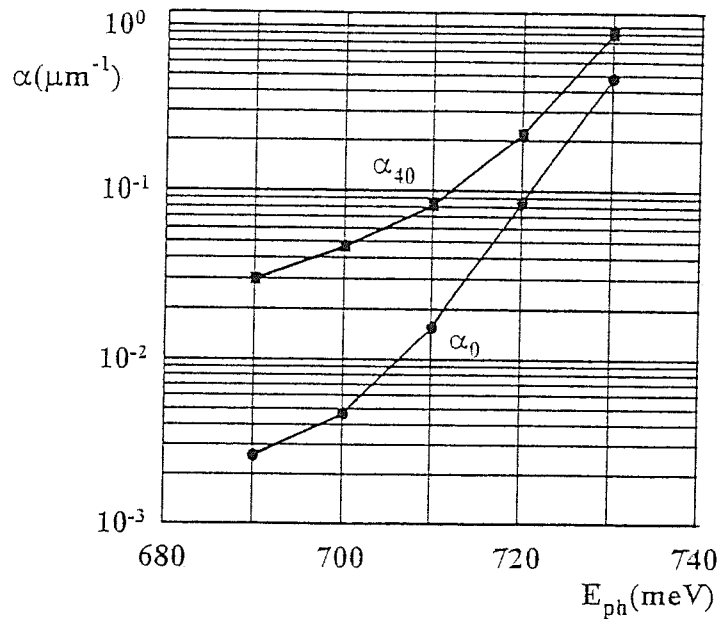


Figure III.7 : Comparaison du spectre d'absorption de la photodiode GaSb près du gap pour 0 et -40V.
 α_0 : spectre d'absorption standard du GaSb
 α_{40} spectre d'absorption utilisé dans le calcul rendant compte de l'augmentation du rendement à -40V.

La transmission d'une couche d'épaisseur correspondante à l'extension de la ZCE à -50V varie ainsi jusqu'à 34% à $\lambda = 1.72 \mu m$, tandis que $\Delta\alpha = \alpha_{40} - \alpha_0 = 1350 \text{ cm}^{-1}$.

3.3. • Applications

Les bons résultats de ce dispositif montrent bien la qualité croissante des composés à base d'antimoniures. L'épitaxie a donné une couche homogène très faiblement dopée, et l'implantation a assuré une jonction de qualité et une bonne conduction latérale de la couche frontale. Ces qualités nous ont permis de mettre en évidence l'effet Franz-Keldish, sur des diodes à base de GaSb massif. Les résultats permettent d'envisager un modulateur infrarouge par électroabsorption.

Le décalage de la réponse vers $1.55 \mu m$ est envisagé en utilisant des composés ternaires $Ga_{1-x}Al_xSb$.

4. Étude d'une homojonction GaInAsSb p⁺/n/GaSb n⁺

Certains composés à base d'antimoniures, comme notamment le GaInAsSb, offrent nombre d'applications dans le proche infrarouge (2-4 μm). Dans cette gamme, les fibres à verres fluorés utilisés pour les réseaux de communication à longue distance, ont une atténuation minimum entre 2.55 et 3.55 μm . Mais d'autres applications utilisent la gamme du proche infrarouge, comme les transmissions optiques à travers l'atmosphère ou la spectroscopie des gaz.

Les composés GaInAsSb présentent l'avantage de permettre l'ajustement simultané de la bande interdite et de la maille en fonction de la composition. Le principal inconvénient de cet alliage est l'existence d'une zone de non-miscibilité de la phase solide (lacune de miscibilité), interdisant la gamme de longueur d'ondes de coupure entre 2.2 μm et 4 μm pour les composés accordés sur GaSb.

4.1. • Réalisation de la diode

Notre structure est constituée d'une couche $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ n⁻ dopée Tellure, épitaxiée en phase liquide (LPE) sur un substrat GaSb <100> dopé n $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Les compositions en indium et en arsenic sont liées $y=0.9x$ afin de respecter l'accord de maille avec le GaSb. La composition de cette couche est $x=12\%$ et $y=11\%$. La réalisation de cette couche active a été faite par M. A. Baranov de l'Équipe de Micro optoélectronique de Montpellier (EM²) à l'Université Montpellier II.

Par la suite une double implantation Be⁺ analogue à celle de la diode précédente est réalisée afin d'obtenir le front p⁺ ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) sur une profondeur d'environ 0.4 μm . L'implantation ionique de la structure a été faite en collaboration avec le laboratoire de Physique des Matériaux de l'Université Claude Bernard Lyon I. Dans une dernière étape, la structure va subir les métallisations des faces avant et arrière, une gravure méso, les prises de contact et l'emballage.

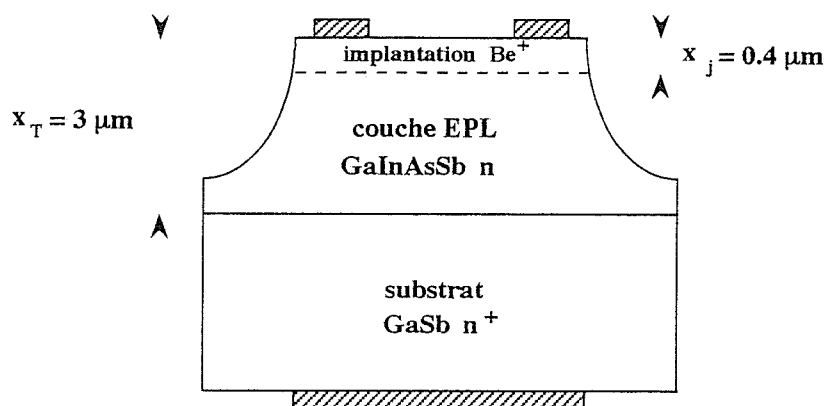


Figure IV.1 : schéma de la diode

4.2. • Caractérisations

Dans les deux premières parties je présenterai les résultats de la réponse spectrale et des mesures capacitives. Le troisième paragraphe relate l'étude plus poussée des caractéristiques courant-tension en fonction de la température.

4.2.1. - Caractérisation photoélectrique à 300K

Les résultats des mesures du rendement externe, de 0.5eV à 2.5eV, sont représentés par des points sur la figure IV.2. La courbe atteint son maximum, supérieur à 60% vers $1.33 \mu\text{m}$, sans que les dispositifs ne comportent de couches antireflets.

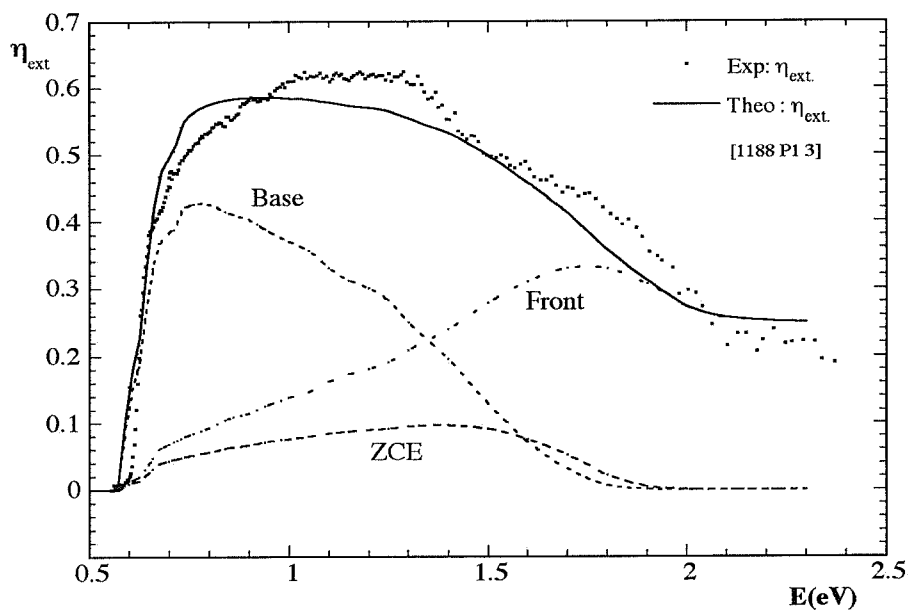


Figure IV.2 : Rendement quantique externe expérimental (points) et calculé (trait plein), et contributions de chaque zone (pointillés) en fonction de l'énergie des photons à 0V.

En s'intéressant aux contributions dominantes pour les faibles énergies, la zone comprise entre l'énergie de coupure 0.56eV ($2.2 \mu\text{m}$) et 0.65eV ($1.9 \mu\text{m}$) correspond à la réponse de la zone active ($\text{GaInAsSb } n^-$, $E_g=0.61\text{eV}$), tandis que l'épaule qui suit est due au GaSb ($E_g=0.73\text{eV}$). La contribution du front n'apparaît que pour les fortes énergies ($>1.75\text{eV}$).

A partir d'un modèle de calcul à 3 couches (cf. équations 9,10,11 chap.II), nous avons recherché la courbe analytique qui se rapprochait le plus de la réponse expérimentale. Cette courbe est la somme des contributions des 3 couches : front, ZCE et base (cf. courbes en pointillés figure IV.2).

Pour le calcul, la jonction a été fixée à $0.3 \mu\text{m}$. Les longueurs de diffusion qui en découlent sont :

pour le front $L_1 = 1.3 \mu\text{m}$

pour la région GaInAsSb de la base $L_2 = 9 \mu\text{m}$

pour la région GaSb (substrat) de la base $L_3 = 4 \mu\text{m}$.

La zone de charge d'espace est supposée s'étendre principalement dans la couche dopée n^- , une longueur de diffusion de $9 \mu\text{m}$ reflète une bonne qualité de la couche.

4.2.2. - Mesures capacitives

La capacité d'une photodiode de surface $7.68 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ a été mesurée à 1 MHz sous une polarisation inverse de 0 à -2V. Lorsque la tension est nulle, la capacité est égale à 85pF à 300K, puis est normalement décroissante jusqu'à -2V. L'extension de la zone de charge associée à cette valeur de la capacité se calcule d'après la relation $W_0 = \frac{\epsilon S}{C_0}$, dans notre cas $W_0 = 0.126 \mu\text{m}$ ($V=0\text{V}$).

La caractéristique $1/C^2$ (fig. IV.3) est linéaire de -0.2 à -1V, sa pente nous donne un dopage effectif $N_B = 7.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Sur les autres diodes la dispersion des résultats est de $\pm 2 \cdot 10^{16}$ autour de cette valeur.

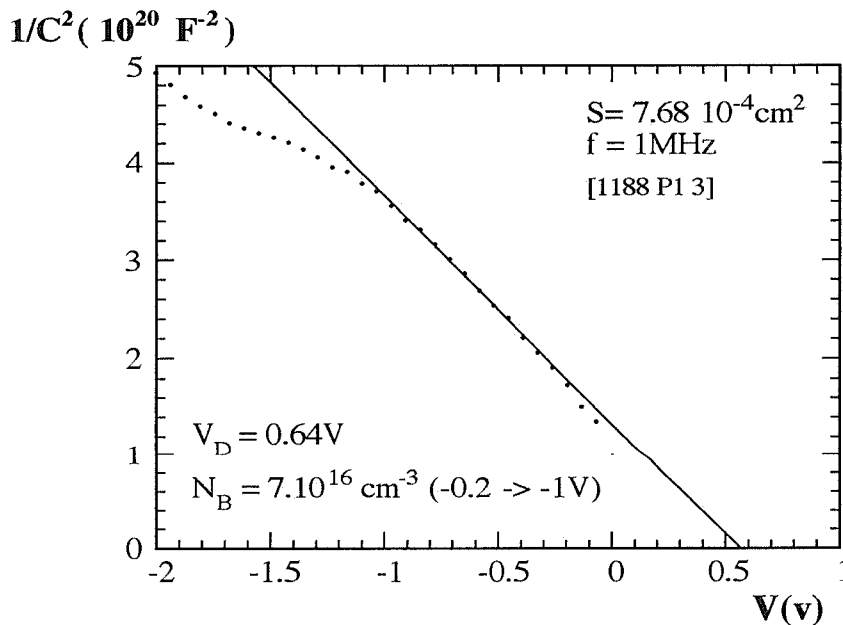


Figure IV.3 : Caractéristique $C^{-2}(V)$, N_B et V_d sont déduits de la pente et de l'intersection avec l'axe des abscisses de la droite d'interpolation.

Sur tous les dispositifs la tension de diffusion est proche de $V_d = 0.64\text{V}$, valeur en accord avec la hauteur de barrière proche de l'énergie du gap (0.61eV pour le $\text{GaIn}_{0.12}\text{As}_{0.11}\text{Sb}$). Si la température est abaissée à 77K, la capacité à polarisation nulle diminue $C_0 = 68\text{pF}$. L'extension de la ZCE est alors $W_0 = 0.158 \mu\text{m}$ ($V=0\text{V}$), tandis que le

dopage $N_B = 7.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ reste analogue à celui à la température ambiante. Ce qui apparaît normal si les donneurs Te ont un comportement identique dans GaSb et GaInAsSb c'est à dire totalement ionisés à toute température.

4.2.3. - Étude en température des caractéristiques courant-tension

La caractéristique courant-tension à 300K est présentée sur la figure IV.4, les résultats sont équivalents pour d'autres diodes de diamètres différents.

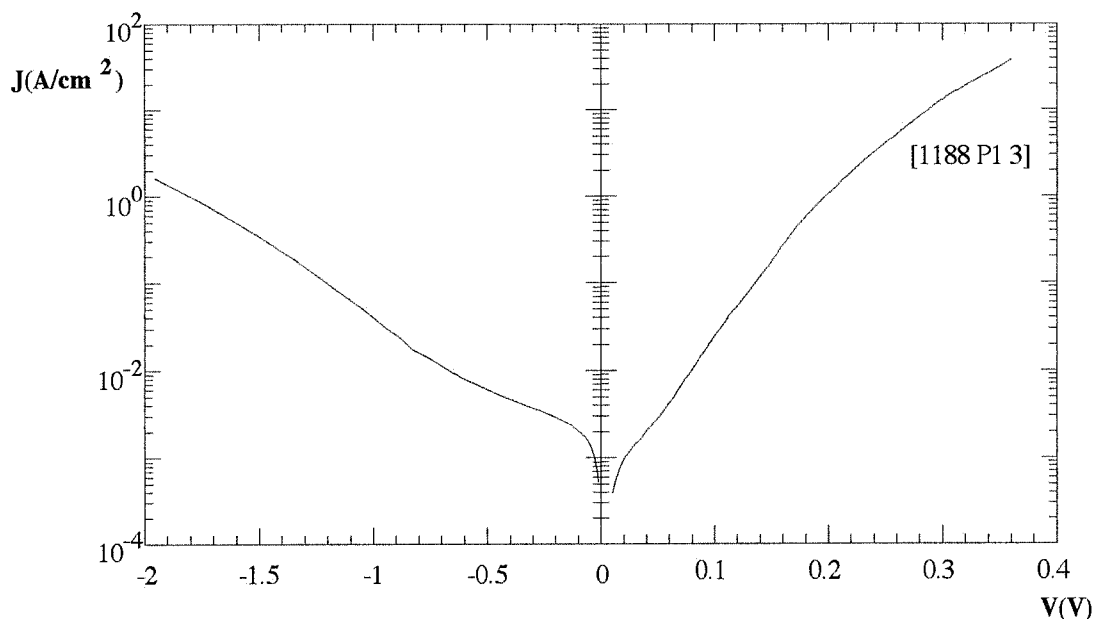


Figure IV.4 : Densité de courant en fonction de la polarisation directe et inverse à 300K.
surface de la diode = $7.68 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$.

La caractéristique directe est modélisée, afin d'en extraire certains paramètres, ainsi la partie exponentielle est visible sur trois décades. Un résultat intéressant de ce calcul est le facteur d'idéalité $n=1.1$, qui traduit que le mode de conduction est en grande majorité de la diffusion des porteurs minoritaires.

En polarisation inverse, la densité de courant mesurée à -0.5 volt s'avère être faible par rapport aux valeurs reportées dans la littérature (cf. tableau IV.5), nous mesurons une densité entre 1 et 6 mA/cm^2 selon les dispositifs.

Matériau	Dispositif	λ	Propriétés	T(K)	Références
$\text{Ga}_{0.6}\text{In}_{0.4}\text{Sb}$ (MOCVD)	Jonction n/p épitaxiée	2.9	$J(0.5\text{V}) = 2.5 \times 10^{-1} \text{ A/cm}^2$ $\eta = 0.42$ à $2.55 \mu\text{m}$	300	PAS - 92
$\text{Ga}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ (LPE)	$\text{GaInAsSb}_p^-/\text{GaSb}_n$	2.2	$J(0.5\text{V}) = 7 \times 10^{-2} \text{ A/cm}^2$ $\eta = 0.65$ à $2.2 \mu\text{m}$ $D^* = 7 \times 10^9 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$	300	SRI - 86
$\text{Ga}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ (LPE)	$\text{GaAlAsSb}_n/\text{GaInAsSb}_i/\text{GaSb}_p$	2.3	$J(0.5\text{V}) = 1.4 \times 10^{-1} \text{ A/cm}^2$ $S = 1 \text{ A/W}$ temps de réponse: 50ps	300	AND1 - 89
$\text{Ga}_{0.77}\text{In}_{0.23}\text{As}_{0.2}\text{Sb}_{0.8}$ (LPE)	$\text{GaSb}_p^+/\text{GaInAsSb}_p/\text{GaSb}_n^+$	2.2	$J(0.5\text{V}) = 1 \times 10^{-2} \text{ A/cm}^2$ $\eta = 0.4$ à $2.2 \mu\text{m}$ $D^* = 8.8 \times 10^9 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ $D^* = 2 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$	300 77	TOU - 91
$\text{Ga}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ (LPE)	Homojonction Mesa	2.3	$J(0.5\text{V}) = 1.2 \times 10^{-1} \text{ A/cm}^2$ temps de réponse 160 ps $\eta = 0.55$ à $2.2 \mu\text{m}$	300	BOW - 86
$\text{Ga}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ (LPE)	SAM.ADP $\text{GaInAsSb}/\text{GaAl}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}$	2.2	$J(-10\text{V}) = 1.6 \times 10^{-2} \text{ A/cm}^2$ $V_B = 25 \text{ V}$	300	AND2 - 89
$\text{Ga}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ (LPE)	Hétérojonctions $\text{GaInAsSb}/\text{GaSb}$ 126 mesas sur même substrat	2.2	$J(0.5\text{V}) = 2 \times 10^{-1} \text{ A/cm}^2$ $\eta = 0.8$ à $2.2 \mu\text{m}$	300	SUL - 92

Tableau IV.5 : Détecteurs 2 - $3\mu\text{m}$ à antimoniures sur GaSb

Notre attention s'est donc portée sur les caractéristiques courant-tension en température de 300K à 77K. La modification des caractéristiques n'apparaît pas uniforme, les figures IV.6a et 6b montrent la forte variation dans l'intervalle 300-200K par rapport à celle observée dans la gamme 200-70K.

Les valeurs des densités de courant sont reportées dans le tableau suivant :

	300K	220K	80K
Direct (0.2V)	3.9 A/cm ²	3.9 mA/cm ²	3.9 $\mu\text{A/cm}^2$
Inverse (-0.4V)	5.2 mA/cm ²	52 $\mu\text{A/cm}^2$	2.6 $\mu\text{A/cm}^2$

(220K est la température que l'on peut obtenir par effet Peltier)

Pour les caractéristiques directes, et dans la gamme des basses températures (80-220K), les courbes présentent chacune deux contributions exponentielles. De 220 à 320K nous retrouvons des caractéristiques plus classiques à une seule partie exponentielle. Le calcul de la pente nous donne pour chaque température le facteur d'idéalité. n. Dans le domaine 80-220K, la pente a été calculée sur la partie exponentielle la plus abrupte.

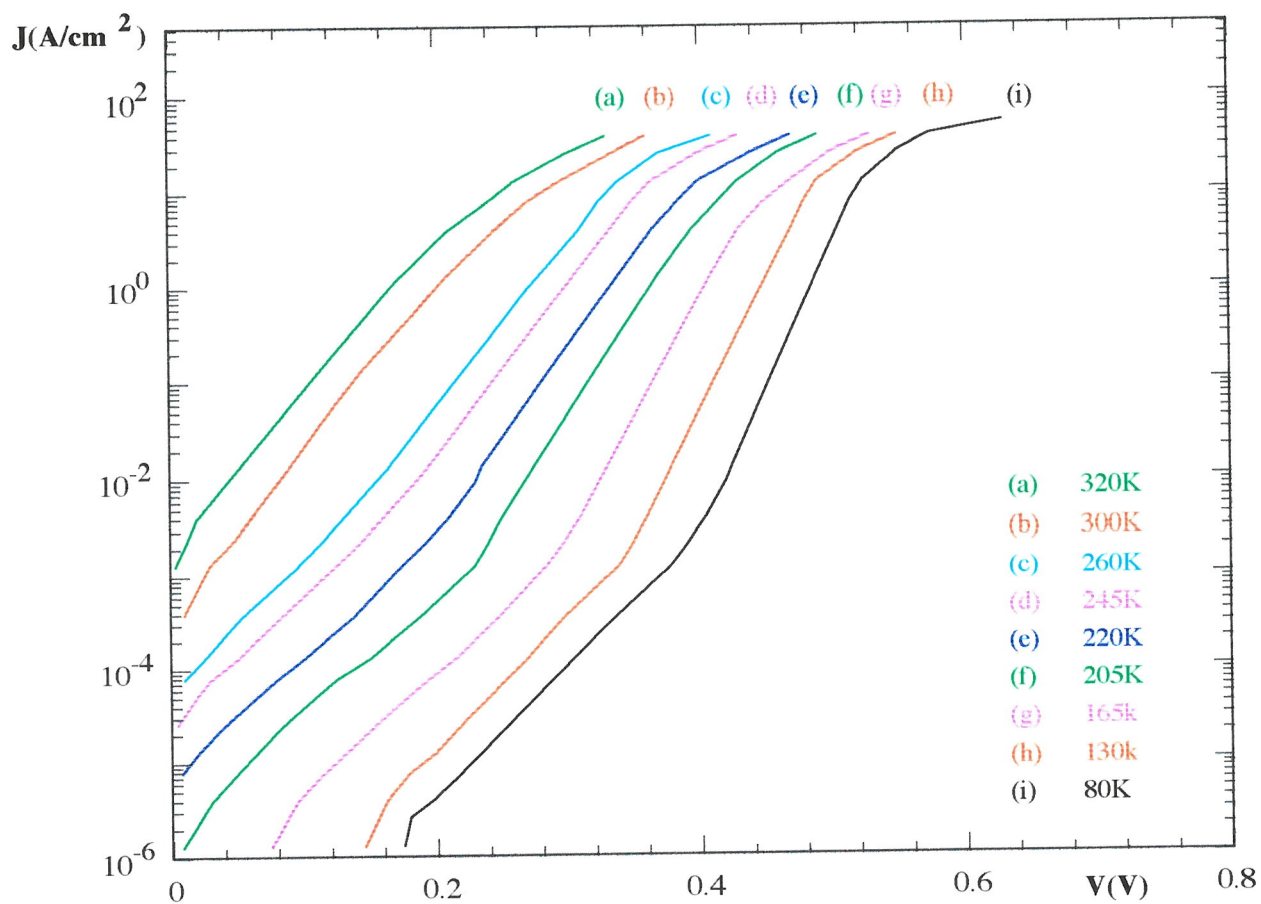


Figure IV.6a : Caractéristique directe $J(V)$ en fonction de la température.

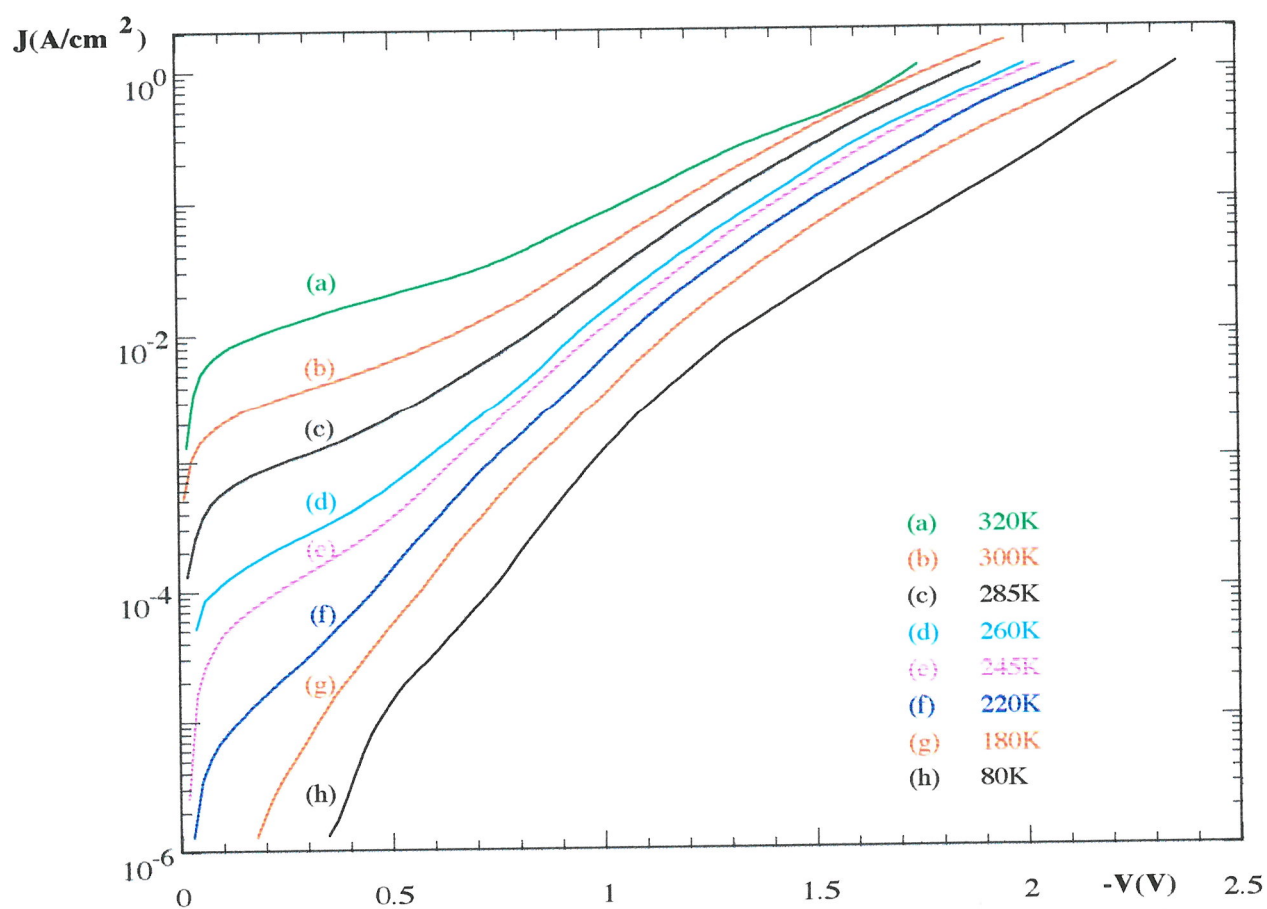


Figure IV.6b : Caractéristique inverse $J(V)$ en fonction de la température.

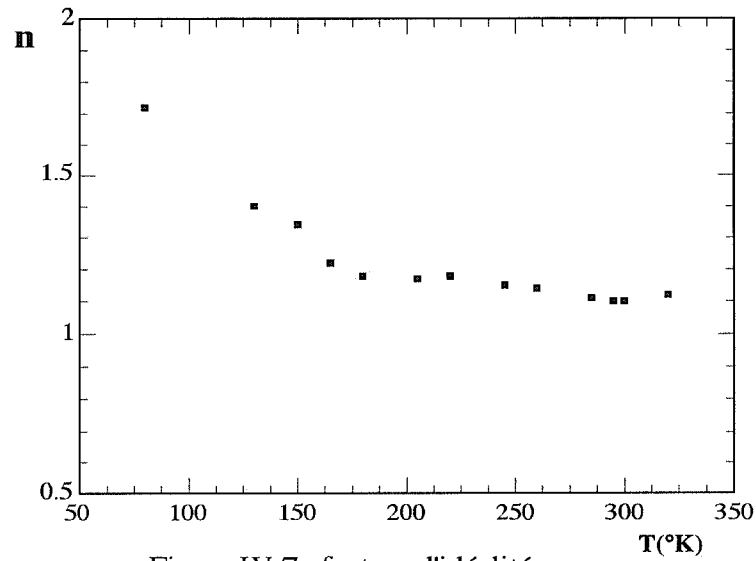


Figure IV.7 : facteur d'idéalité n calculé sur les caractéristiques directes en fonction de la température.

Le courant de saturation peut s'exprimer suivant la relation $J_S = A^* T^2 e^{-\Phi_{Bn}/kT}$ (avec A^* constante et Φ_{Bn} énergie d'activation). Nous avons tracé de 220 à 300K la courbe $\frac{J_S}{T^2} \left(\frac{10^3}{T} \right)$ pour estimer l'énergie d'activation. La pente de la courbe représentée figure IV.8 est voisine de $(-E_g/kT)$. La variation du courant de seuil traduit donc un transport par diffusion en direct.

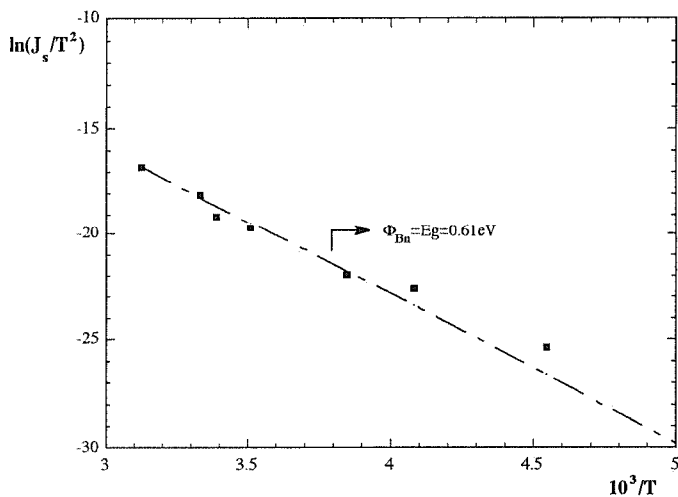


Figure IV.8a : $\ln(J_S/T^2)=f(10^3/T)$,
 J_S en A/cm^2 et T en K.

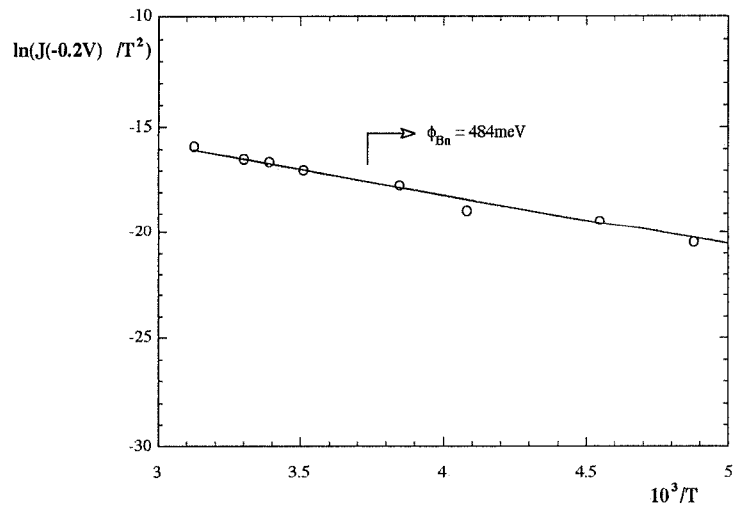


Figure IV.8b : $\ln(J(-0.2V)/T^2)=f(10^3/T)$,
 $J(-0.2V)$ en A/cm^2 et T en K.

A 300K, à faible polarisation inverse $0 < |V| < 0.5V$ le plateau de courant $J \sim 6 \cdot 10^{-3} A/cm^2$ est supérieur au courant de diffusion observé en polarisation directe ($J_s = 1.27 \cdot 10^{-3} A/cm^2$). La variation de $J(-0.2V)$ en fonction de la température de 245 à 300K (cf. figure IV.8b) présente une énergie d'activation estimée de 450meV, inférieure à E_g mais supérieure à $E_g/2$. On peut penser que dans ce domaine de polarisation inverse et de température, des courants de fuite participent à la conduction et masquent les modes fondamentaux (augmentation de J_s , diminution apparente de l'énergie d'activation).

A plus forte polarisation inverse, le plateau disparaît, la variation I-V varie faiblement avec la température. Un courant tunnel assisté par pièges à un niveau $E_t = 0.22eV$ permet de rendre compte du courant inverse à 220K.

4.3. • Conclusion sur l'homojonction

L'étude des caractéristiques courant-tension a montré qu'en direct le courant est contrôlé par la diffusion. En inverse, le courant d'obscurité est nettement plus faible que ceux reportés dans la littérature. La réponse spectrale présente un rendement quantique externe maximum de 60%. Le grand intérêt du courant de diffusion est la forte baisse de celui-ci lorsque la température diminue, d'où une grande amélioration de la performance par refroidissement par simple Peltier.

5. Conclusion

Les progrès croissants de la filière antimoniure ont pu être observés durant les deux études présentées dans ce rapport.

Avec la photodiode GaSb $p^+/n^-/n^+$, les limitations dues généralement aux trop faibles dopages peuvent être surmontées, laissant envisager de nouvelles applications, notamment avec l'effet Franz-Keldish.

L'homojonction GaInAsSb p^+/n^- /GaSb n^- va également dans le sens des progrès technologiques observés. Le courant d'obscurité a pu être minimisé par rapport aux dispositifs équivalents exposés dans les publications. De plus un courant fondamental de diffusion a été mis en évidence en polarisation directe. Nous avons également mesuré une valeur élevée du rendement externe (60%). A notre connaissance il n'y aurait aucune publication parue à ce jour sur ce genre de dispositif à homojonction implantée.

Il s'agit désormais de reproduire ces performances, en utilisant l'avantage du $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ qui est la possibilité de modifier le gap avec la composition, et en maîtrisant la passivation des dispositifs à base de composés quaternaires.

Annexe

Dans le cadre de ce stage, j'ai utilisé un logiciel de résolution numérique à une dimension de l'équation de Poisson et des équations de continuité, des électrons et des trous [LAH.90]. Les dispositifs étudiés sont des hétérostructures à quatre couches.

Le programme de calcul résout les équations :

$$\begin{aligned}\frac{d}{dx} \left(\epsilon \frac{dV}{dx} \right) &= q(n - p - \text{dop}) \\ \frac{1}{q} \frac{d}{dx} (J_n) &= GR \\ \frac{1}{q} \frac{d}{dx} (J_p) &= -GR\end{aligned}$$

$$\text{avec } J_n = n\mu_n \frac{dE_{fn}}{dx}, \quad J_p = p\mu_p \frac{dE_{fp}}{dx}, \quad \text{dop} = N_d - N_a,$$

E_{fn} et E_{fp} sont les pseudo-niveaux de Fermi pour les électrons et les trous.

Dans les applications, nous avons conservé la statistique de Boltzmann pour exprimer n et p , mais ce calcul peut se généraliser à celle de Fermi donc :

$$\begin{aligned}n &= N_c(x) \exp\left(-\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right) \\ p &= N_v(x) \exp\left(\frac{E_v - E_{fp}}{kT}\right)\end{aligned}$$

Comme il s'agit d'une hétérojonction, N_c , N_v , E_c et E_v sont exprimés en fonction de x .

Le terme GR peut prendre en compte les différents termes de génération-recombinaison, la génération optique et la multiplication. Ce programme ne prend pas en compte la multiplication.

$$GR = \frac{np - n_i^2(x)}{\tau_n(x) \cdot (p + n_i(x)) + \tau_p(x) \cdot (n + n_i(x))} + g_{opt}$$

où on considère un niveau de recombinaison situé au niveau correspondant à la densité intrinsèque $n_i(x)$.

Pour le calcul, la condition aux limites à l'équilibre est $V=0$ dans le substrat. Après avoir discrétisé les paramètres, le programme résoud les équations matricielles. Ainsi il calcule le profil du potentiel pour une tension appliquée nulle puis incrémentée de 1 à quelques kT .

A partir du potentiel calculé, j'ai développé un programme de sortie destiné à retranscrire le diagramme de bandes de la structure. Dans le cas d'hétérostructures, c'est à dire lorsque l'affinité électronique dépend de x , j'ai considéré l'influence de la discontinuité du gap sur les bandes de conduction et de valence aux interfaces.

L'application aux homojonctions présentés dans ce rapport n'apporte pas d'information particulières sur leur fonctionnement, par rapport aux modèles analytiques.

L'étude à l'aide de ce logiciel, d'une hétérostructure composée de $\text{InAs}_{0.8}\text{Sb}_{0.2}(n)$ déposé sur un substrat $\text{GaSb}(n)$, a donné des résultats intéressants. En effet la présence de discontinuités a été mis en évidence, et les profondeurs des puits ont été évaluées à différentes polarisations. Le diagramme de bandes de l'hétérostructure est présenté sur la figure A.1. Ces résultats corroborent les mesures photoélectriques faites sur ce dispositif ; l'étude complète a été réalisée dans le cadre de la thèse de J.Podlecki.

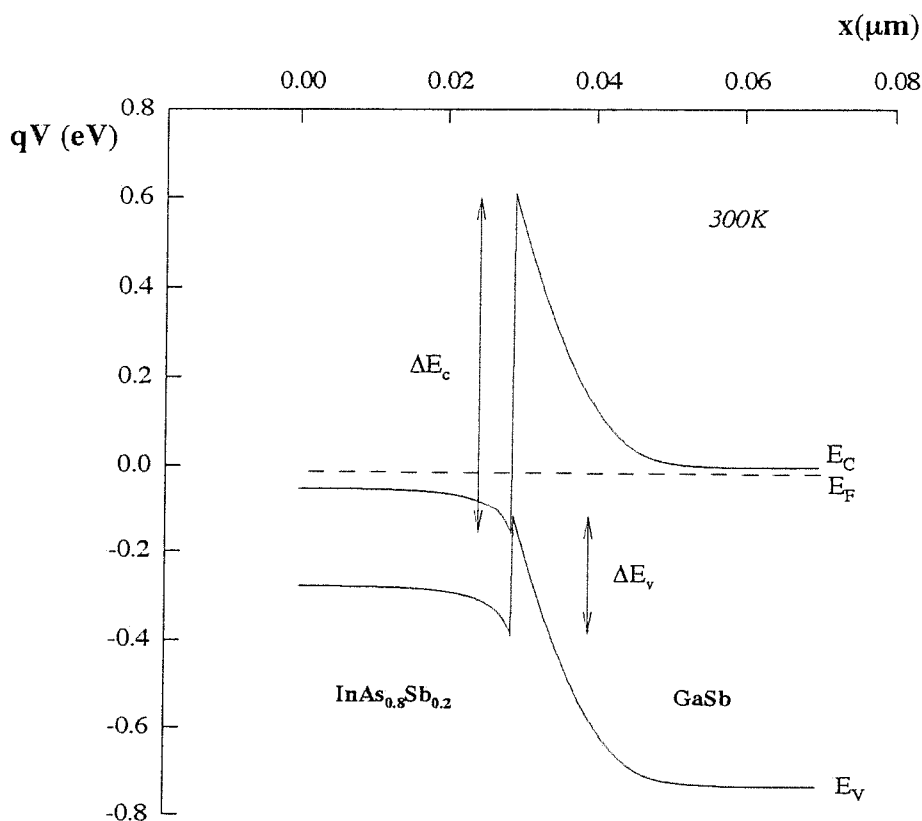


Figure A.1 : Diagramme de bandes
à l'équilibre thermodynamique
d'une hétérojonction $\text{InAs}_{0.8}\text{Sb}_{0.2}\text{-n}$ / GaSb-n .

Références

- AND1 - 89 I.A.Andreev, M.A.Afrailov, A.N.Baranov, S.G.Konnikov,
M.A.Mirsagatov, M.P. Mikhailova, A.V.Salata, V.E.Umanski,
G.M.Filaretova, Yu.P.Yakovlev.
Sov. Tech. Phys. Lett. 15, 253 (1989)
- AND2 - 89 I.A.Andreev, M.A.Afrailov, A.N.Baranov, N.N.Mirsagatov, M.P.
Mikhailova, Yu.P.Yakovlev.
Sov. Tech. Phys. Lett. 15, 692 (1989)
- BOW - 86 J.E.Bowers, A.K.Srivastava, C.A.Burrus, J.C.de Winter, M.A.Pollack,
J.L.Zyskind.
El. Letters 22, 137 (1986)
- GOU - 91 L.Gouskov, H.Luquet, M.Pérotin, M.Lahbabi, H.Archidi, M.Karim.
Mat. Sci. Eng. B9, 365 (1991)
- HIL - 81 O.Hildebrand, W.Kuebart, K.W.Benz, M.H.Pikuhn.
IEEE J. of Q.E. QE 17, 284 (1981)
- KUW - 91 H.Kuwatsuka, T.Mikawa, S.Miura, N.Yasuoka, Y.Kito, T.Tanahashi,
O.Wada.
Appl. Phys. 70, 2169 (1991)
- LAH - 90 M.Lahbabi.
Diplôme de Doctorat, annexe (Juin 1990)
- LUQ - 86 H.Luquet, L.Gouskov, M.Pérotin, A.Jean, T.Zarouri, G. Bougnot.
J. Appl. Phys. 60, 3582 (1986)
- PAS - 92 F.Pascal-Delannoy, J.Bougnot, G.G.Allogho, A.Giani, L.Gouskov,
G.Bougnot.
El. Letters 28, 531 (1992)
- PER - 91 M.Pérotin, A.Sabir, L.Gouskov, H.Luquet.
J. of Elect. Materials 20, No.7 (1991)
- SRI - 86 A.K. Srivastava, J.C.de Winter, C.Caneau, M.A.Pollack, J.L.Zyskind.
Appl. Physics Letters 48, 903 (1986)
- STI - 77 G.E.Stillmann, C.M.Wolfe.
Semiconductors and Semimetals 12, 380 (1977)

- SUL - 92 W.Sulhoff, J.L.Zyskind, C.A.Burrus, J.C.de Winter, M.A.Pollack,
J.C.Centanni.
Applied Optics 31, 3393 (1992)
- SZE - 81 S.M.Sze.
Physics of Semiconductor Devices, Second Edition, p.104 (1981)
- TOU - 91 E.Tournié, J.L.Lazzari, E.Villemain, A.Joullié, L.Gousskov, M.Karim,
I.Salesse.
El. Letters 27, 1237 (1991)