



HAL
open science

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RELAXATION DE RÉSEAU DES CENTRES PROFONDS DANS GaAs

D. Bois

► **To cite this version:**

D. Bois. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RELAXATION DE RÉSEAU DES CENTRES PROFONDS DANS GaAs. Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C3), pp.C3-241-C3-246. 10.1051/jphyscol:1974334 . jpa-00215582

HAL Id: jpa-00215582

<https://hal.science/jpa-00215582>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RELAXATION DE RÉSEAU DES CENTRES PROFONDS DANS GaAs

D. BOIS

LEP, BP 15, 94450 Limeil Brévannes, France (*)

Résumé. — Nous avons étudié les transitions électroniques mettant en jeu des centres profonds dans GaAs par trois méthodes : la photocopacité, l'absorption optique et la luminescence infrarouge. Dans les matériaux non dopés, massifs ou épitaxiaux, deux centres profonds ont été étudiés : leurs énergies d'ionisation optique à 77 K sont : $E_{1c} = 1,15$ eV (centre A) et $E_{2c} = 1$ eV (centre B). Dans les mêmes conditions, les énergies de remplissage par des transitions depuis la bande de valence ont été trouvées égales à 0,39 eV pour A et 0,75 eV pour B, ce qui fait apparaître pour le centre B une importante relaxation de réseau après remplissage. Les courbes de photocopacité ont été comparées aux courbes d'absorption optique, les centres A et B y apparaissent sous la forme de deux bandes d'absorption respectivement centrées sur 1,4 et 1,2 eV. En excitant le GaAs autour de 1,2 eV, nous avons en outre trouvé l'émission associée au centre B autour de 1 eV. Des phénomènes identiques ont été analysés sur le centre associé au chrome dans GaAs. En conclusion, nous donnons pour ces trois centres des schémas énergétiques qui tiennent compte des phénomènes de relaxation de réseau.

Abstract. — Electronic transitions involving deep levels in GaAs have been studied by three experimental ways : photocopacitance measurements, optical absorption and infrared photoluminescence. In undoped materials, either bulk or epitaxial, two deep levels are investigated. Their ionization energies at 77 K are : $E_{1c} = 1.15$ eV (centre A) and $E_{2c} = 1$ eV (centre B). The energies needed to refill the centres from the valence band have been found equal to 0.39 eV for A and 0.75 eV for B. So it appears for the centre B an important lattice relaxation effect after the filling of the centre with one electron. The photocopacitance results are compared with the optical absorption curves on which the two centres A and B appear as two broad bands centered around 1.4 eV and 1.2 eV respectively. Beside, GaAs samples excited by photons near 1.2 eV show a broad emission band located at 1 eV which arises from the desexcitation of the centre B. Similar effects have been observed on the chromium associated centre in GaAs. Finally, energetical schemes are given for each centre taking into account the lattice relaxation effects.

1. Introduction. — Nous avons montré précédemment [1], [2] que la forme des courbes d'absorption optique des centres profonds dans GaAs peut être interprétée dans un modèle de transitions électroniques localisées fortement couplées au réseau. Un tel comportement permet de prévoir que ces transitions électroniques doivent être suivies de phénomènes de relaxation de réseau importants avec changement de l'énergie totale du système par émission de phonons. Cet effet est bien connu dans les cristaux à caractère ionique I-VII ou II-VI. Nous rapportons ici quelques observations expérimentales directes de ce phénomène dans GaAs et nous discutons ses conséquences.

Trois techniques expérimentales ont été mises en œuvre : l'absorption optique, la photocopacité et la photoluminescence. Dans un matériau de type n, les centres profonds sont, à basse température, dans leur état de charge le plus négatif. L'absorption optique permet donc d'étudier l'excitation de ces centres, et la photoluminescence leur retour à l'équilibre. La comparaison de ces deux expériences doit donc fournir des indications sur la relaxation de réseau qui suit l'excitation. Pour obtenir des informations sur la relaxation correspondant aux différents états de charge

des centres il faut travailler dans des conditions d'équilibre métastable, ce qui est réalisé par exemple dans le champ électrique d'une barrière métal-semiconducteur. Les électrons et les trous créés dans la zone déserte d'une telle diode au cours des transitions sont en effet balayés par le champ électrique et ne peuvent se recombiner sur les centres d'où ils proviennent. On peut alors étudier les mécanismes de transitions en suivant les variations de la capacité de la barrière en fonction de l'éclairement.

Dans GaAs un très grand nombre de niveaux profonds ont été mis en évidence [3], [4], la plupart proviennent d'impuretés ou de défauts que l'on sait éliminer. Cependant, dans les matériaux de plus haute pureté il subsiste un certain nombre de défauts, nous avons fait porter notre étude sur ceux-ci afin d'en améliorer la connaissance. Dans le cas des matériaux massifs, nous avons rapporté [1], [2] l'existence systématique de deux bandes d'absorption dont les maximums se trouvent à 1,4 eV (bande A) et 1,2 eV (bande B), les études décrites ici porteront plus particulièrement sur ces deux centres dont nous montrerons par la suite qu'ils se retrouvent dans les matériaux épitaxiaux. Enfin, nous avons également étudié des matériaux semi-isolants dopés au chrome qui contiennent un centre (C) dont le maximum de l'absorption se situe à 0,9 eV [1], [2].

(*) Une partie de cette étude a été effectuée dans le Laboratoire de Physique de la Matière de l'INSA à Lyon.

2. **Méthodes expérimentales.** — Les mesures d'absorption optique entre 4 K et 77 K ont été décrites précédemment [1], [5] ; leur sensibilité est d'environ 10^{-2} cm^{-1} dans le proche infrarouge (jusqu'à $3 \mu\text{m}$) pour des épaisseurs d'échantillons de quelques millimètres. Les coefficients d'absorption relevés pour les transitions électroniques extrinsèques étant de l'ordre du cm^{-1} , on ne peut, par cette méthode, faire des mesures précises qu'en utilisant des matériaux massifs.

En revanche, cette limitation n'existe pas pour les mesures photocapacitives qui consistent à étudier les variations de capacité d'une diode polarisée en inverse lorsqu'on l'éclaire avec un rayonnement monochromatique. Cette méthode a été utilisée par plusieurs auteurs dans GaAs [6], [10] et dans d'autres semiconducteurs [11], [13] soit avec des diodes diffusées, soit avec des barrières de Schottky. Dans ce qui suit, nous nous sommes limité au cas des barrières de Schottky. On sait que la capacité d'une telle barrière réalisée sur un semiconducteur homogène est reliée à la concentration N^+ des charges positives dans la zone désertée, par l'intermédiaire de la relation :

$$C^2 = \frac{\epsilon S^2 q}{2} \frac{N^+}{|V| + V_i} \quad (1)$$

S est la surface de la diode, ϵ la constante diélectrique du matériau, V_i le potentiel interne de la barrière et V le potentiel appliqué à la diode. La figure 1 représente le schéma énergétique du système métal-semiconducteur sur lequel nous avons fait figurer les donneurs hydrogénéoïdes D (de concentration N_D), les accep-

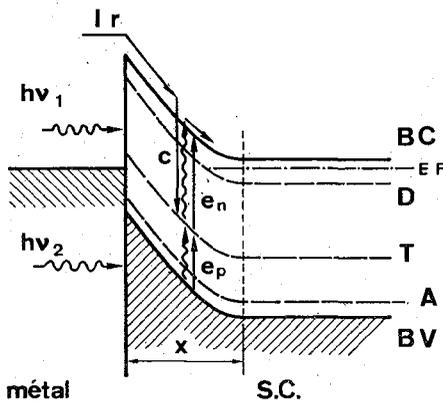


FIG. 1. — Schéma énergétique d'une barrière de Schottky.

teurs hydrogénéoïdes A (de concentration N_A) et un centre profond T. Sauf aux très basses températures, on peut supposer que tous les donneurs D et tous les accepteurs A sont ionisés, N^+ s'écrit donc :

$$N^+ = (N_D - N_A) + N_T^+$$

où N_T^+ représente le nombre des centres profonds ionisés positivement (en supposant que le centre considéré ait deux états de charge possibles : + et 0). Cette concentration N_T^+ résulte de l'équilibre entre la

probabilité d'émission d'électrons vers la bande de conduction (e_n) et la probabilité de capture d'électrons soit par émission de trous (e_p), soit directement par piégeage d'électrons de la bande de conduction (C). Théoriquement ce dernier terme est nul puisqu'il n'y a pas de porteurs libres dans la barrière, mais il existe toujours un courant inverse I_r qui peut conduire au même phénomène. Ce courant dépend beaucoup de la qualité de la barrière ce qui explique les différences de comportement que l'on observe parfois sur un même matériau. A basse température (77 K par exemple) les termes e_n et e_p sont faibles, de sorte que seul intervient le terme C. Dans ces conditions, si la diode a été polarisée quelques instants en direct avant d'être polarisée en inverse, tous les centres restent pleins et $N_T^+ = 0$. En éclairant avec une énergie convenable $h\nu_1$ on peut alors vider ces centres et suivre ce phénomène en enregistrant l'augmentation de capacité qu'il provoque, un nouvel équilibre s'établit lorsque le taux de transitions optiques compense le taux de capture (C). Inversement, si C est faible, on peut ensuite revenir à l'état $N_T^+ = 0$ en éclairant avec des photons d'énergie $h\nu_2$. L'étude des variations $\Delta C(h\nu)$ permet alors de fixer les seuils d'énergie des transitions mises en jeu.

L'appareillage que nous avons utilisé pour effectuer ces mesures se compose d'une source lumineuse constituée par une lampe à filament de tungstène de 800 W, d'un monochromateur à prisme et d'un cryostat à azote liquide. La capacité des diodes était mesurée à l'aide d'un pont de capacité Boonton 75AS8 qui permet de détecter des variations ΔC inférieures à 10^{-2} pF pour des capacités C de l'ordre de quelques dizaines de pF. Les barrières de Schottky ($S \approx 0,28 \text{ mm}^2$) réalisées par évaporation d'or sur la surface des échantillons étaient éclairées par la face arrière à l'aide d'un miroir Cassegrain.

Enfin, nous avons effectué des mesures de photoluminescence. Dans les conditions d'excitation bande à bande, c'est-à-dire à l'aide d'un laser He-Ne à 6328 \AA , nous n'avons observé que l'émission excitonique et l'émission provenant des transitions D-A ou BC-A. Cette expérience nous a permis de contrôler que les matériaux étudiés ne contenaient pas (ou très peu dans le cas de certains matériaux massifs) de cuivre [14]. Aucune émission infrarouge n'a pu être décelée. Pour observer cette émission, nous avons donc excité le GaAs par des photons d'énergie inférieure au gap et choisie de telle manière qu'elle tombe dans une bande d'absorption extrinsèque du matériau. Les coefficients d'absorption correspondants étant faibles, il a été nécessaire d'utiliser une source de grande puissance. Nous avons employé un laser YAG émettant à $1,06 \mu\text{m}$ (1,17 eV). De plus, nous avons utilisé des échantillons de quelques millimètres d'épaisseur pour que l'énergie absorbée soit suffisante. La luminescence est dans ces conditions excitée sur toute l'épaisseur du matériau. Les mécanismes de recombinaison bande à bande sont, en outre, tota-

lement éliminés. Pour ces expériences, l'échantillon était plongé dans l'hélium liquide pompé et le détecteur était une cellule PbS refroidie.

Nous avons étudié des échantillons de GaAs de type n non dopés ou semi-isolants et des échantillons épitaxiaux obtenus par croissance en phase vapeur sur substrats n^+ dont les concentrations en porteurs libres ($N_D - N_A$) étaient comprises entre 10^{13} et 10^{16} cm^{-3} . Sur tous les échantillons nous avons contrôlé l'absence de défauts accidentels par les mesures classiques de photoluminescence à 4 K.

3. Résultats. — 3.1 ÉTUDE DES ÉCHANTILLONS NON DOPÉS: CENTRES A ET B. — Nous analyserons tout d'abord le comportement des échantillons épitaxiaux qui du fait de leur meilleure qualité présentent les phénomènes les plus nets en photocapacité.

3.1.1 Photocapacité. — La figure 2 montre un exemple type des variations de capacité $\Delta C(h\nu)$ enregistrées à $h\nu$ croissants après que la diode a été polarisée en inverse dans l'obscurité à 77 K. L'augmentation de capacité observée pour $h\nu > 1 \text{ eV}$ correspond au vidage des centres profonds, le pic à 1,48 eV à celui des accepteurs hydrogénéoïdes dont l'énergie de liaison dans GaAs est de 30 meV environ. A 77 K le gap est de 1,50 eV. Des courbes similaires ont été observées précédemment [9], [15].

Si, après avoir attendu l'équilibre sous éclaircissement à 1,4 eV, on arrête l'illumination, on observe un lent remplissage correspondant au mécanisme (3) décrit

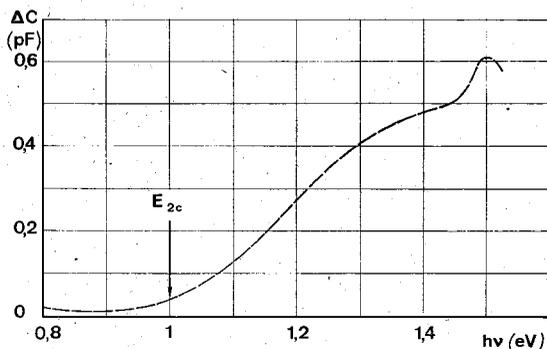


FIG. 2. — Variation en fonction de $h\nu$ de la capacité ΔC d'une diode sous éclaircissement correspondant au vidage des centres profonds à 77 K, dans un échantillon de GaAs(n) épitaxial non dopé.

en 2. Cette dérive est suffisamment lente pour que l'on puisse étudier le remplissage des centres sous illumination. Pour cela la diode est de nouveau éclairée à $h\nu$ croissants et les variations $\Delta C(h\nu)$ enregistrées. La figure 3 montre l'allure des spectres obtenus. Le point (a) correspond à l'équilibre à 1,4 eV, les régions (ab) et (cd) à la dérive d'obscurité. Il apparaît alors que la capacité retrouve sa valeur initiale ($\Delta C \approx 0$) en deux temps : (bc) et (de). Les seuils de remplissage des deux niveaux impliqués sont : $E_{1v} = 0,39 \text{ eV}$ et $E_{2v} = 0,75 \text{ eV}$. La courbe de la

figure 2, bien qu'apparaissant continue entre 1 et 1,4 eV, doit donc traduire le vidage de ces deux niveaux qui ne sont pas résolus parce que trop rapprochés. Le pied de cette courbe fournit le seuil de vidage du niveau le plus près de la bande de conduction : $E_{2c} \approx 1 \text{ eV}$. On vérifie en effet qu'après une illumination à 1 eV ou légèrement au-dessus, la capacité ne peut être restaurée qu'en éclairant à 0,75 eV. En effectuant une série d'illuminations à des $h\nu$ croissants au-dessus de 1 eV, suivies à chaque fois d'une illumination à 0,5 eV, on a pu déterminer l'énergie de seuil $E_{1c} \approx 1,15 \text{ eV}$.

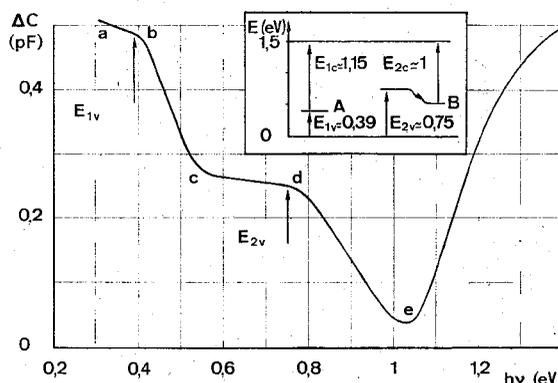


FIG. 3. — Courbe de photocapacité $\Delta C(h\nu)$ correspondant au remplissage des centres à 77 K. L'encadré regroupe les énergies d'ionisation des deux niveaux.

Nous avons porté ces énergies d'ionisation sur la figure 3. On observe que la somme $E_{1v} + E_{1c} \approx 1,54 \text{ eV}$ est, aux incertitudes près, de l'ordre de grandeur de la bande interdite à 77 K. Par contre, la somme $E_{2v} + E_{2c}$ est égale à 1,75 eV ce qui démontre que le centre responsable de ce niveau subit une importante relaxation lorsqu'on y place un électron. Il faut remarquer que les niveaux représentés sur la figure 3 ne traduisent que des seuils d'énergie, pour l'instant nous ne disons rien des états électroniques eux-mêmes. Les mécanismes des transitions mises en jeu sont en effet indéterminés. Plusieurs auteurs [9], [13], [15] prennent, par exemple, comme énergie des niveaux les points d'inflexion de la courbe $\Delta C(h\nu)$, ce qui découle de l'hypothèse que l'on est en présence, non pas de niveaux énergétiques discrets, mais de bandes d'énergies dont les courbes $\Delta C(h\nu)$ représentent l'intégrale. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement. Pour l'instant, notons simplement que dans une telle hypothèse les courbes des figures 2 et 3 conduiraient à des valeurs supérieures pour toutes les énergies d'ionisation, le phénomène de relaxation s'en trouverait renforcé.

La photocapacité fournit donc ici, indépendamment des interprétations possibles, une mise en évidence directe de la relaxation de réseau suivant un changement d'état de charge d'un centre. Récemment des effets similaires ont été observés sur du GaP par Kukimoto [18], [19].

3.1.2 *Absorption optique, comparaison avec la photocopacité.* — Nous avons étudié en photocopacité et en absorption optique une série d'échantillons de GaAs(n) massifs non dopés. La figure 4 représente en (a) une courbe d'absorption à 4 K et en (b) une courbe de photocopacité à 77 K, caractéristiques de ces matériaux. Le comportement en photocopacité des échantillons massifs est qualitativement similaire à celui des échantillons épitaxiaux ; on retrouve les deux niveaux décrits plus haut. La comparaison des courbes 4a et 4b montre que l'augmentation de capacité au-dessus de 1 eV correspond bien à une absorption extrinsèque dans la même région. Nous avons montré précédemment que la courbe d'absorption expérimentale pouvait être décomposée en deux gaussiennes centrées sur 1,4 eV (bande A) et 1,2 eV (B) et une exponentielle correspondant aux transitions bande à bande élargies par des queues de bande [1]. Les seuils d'absorption pris aux pieds de ces gaussiennes se situent pour A entre 1,1 et 1,2 eV et pour B autour de 1 eV. Ces chiffres doivent être rapprochés des valeurs $E_{1c} = 1,15$ eV et $E_{2c} = 1$ eV trouvées en 3.1.1.

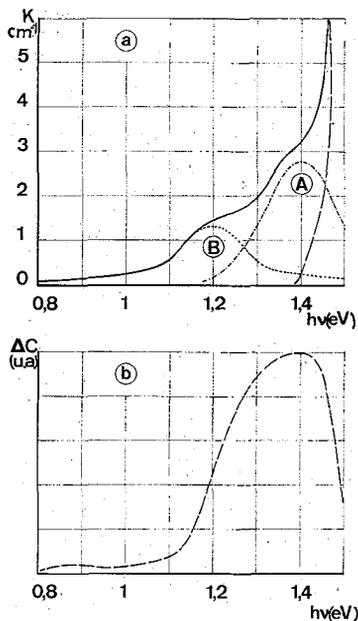


FIG. 4. — Courbes d'absorption (a) et de photocopacité (b) d'un échantillon de GaAs massif non dopé. (a) 4 K, (b) 77 K.

Comme, en plus, les bandes d'absorption A et B, de même que les niveaux 1 et 2 de photocopacité se retrouvent dans tous les échantillons, on peut admettre qu'il s'agit des deux mêmes niveaux. La meilleure résolution des courbes d'absorption provient d'une part de la température plus basse (4 K au lieu de 77 K) et de la résolution instrumentale supérieure, et d'autre part vraisemblablement de l'effet du champ électrique dans la jonction. Il apparaît dans ces conditions que la largeur des niveaux observés ici en photocopacité traduit simplement celle des bandes d'absorption. Nous avons montré [2] que

cette largeur provient du couplage électron-phonon, plutôt que d'un phénomène de dispersion en énergie des niveaux, provoqué par un recouvrement de fonctions d'onde ou par l'interaction avec d'autres défauts.

3.1.3 *Photoluminescence.* — Nous avons recherché la luminescence associée au retour à l'équilibre du centre B. Pour cela le matériau a été excité (cf. 2) par des photons de 1,17 eV (laser YAG), on constate (cf. Fig. 4a) qu'à cette énergie l'excitation de A est pratiquement nulle alors que celle de B est maximum. La figure 5 montre le spectre de luminescence obtenu à 2 K. Comme on pouvait le prévoir en considérant la largeur de la bande d'absorption B, la raie de luminescence est élargie par le couplage avec le réseau. De plus, elle se situe autour de 1 eV ce qui démontre que le centre a subi une importante relaxation après qu'il a été excité par les photons de 1,17 eV.

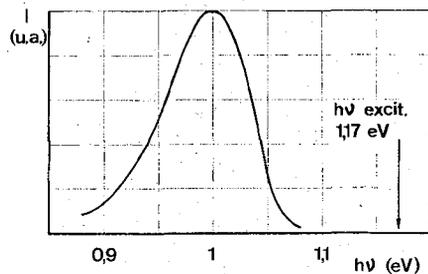


FIG. 5. — Spectre de photoluminescence infrarouge de GaAs à 2 K sous excitation par des photons d'énergie $h\nu = 1,17$ eV.

3.2 *ETUDE DES ÉCHANTILLONS DOPÉS AU CHROME : CENTRE C.* — Nous avons repris une étude identique dans du GaAs semi-isolant dopé au chrome.

La figure 6 représente les courbes d'absorption (a) et de photocopacité (b) à 77 K. On retrouve pour $h\nu > 1$ eV le centre B. Le chrome introduit en outre un défaut important visible autour de 0,9 eV (C). Sur cet échantillon on observe que ΔC décroît très rapidement lorsqu'on coupe l'éclairage. ce qui signifie que les phénomènes de remplissage sont très efficaces. Dans ces conditions, la valeur de N^+ , et par conséquent celle de ΔC , est à chaque instant proportionnelle au coefficient d'absorption $K(h\nu)$. Expérimentalement, on observe bien cette similitude des courbes $K(h\nu)$ et $\Delta C(h\nu)$ pour le centre C. La décroissance pour $h\nu > 0,9$ eV est cependant plus nette sur les courbes de photocopacité que sur celle d'absorption, ceci s'explique par le recouvrement avec la bande B. Celle-ci est en effet moins importante en photocopacité qu'en absorption. Le même phénomène apparaît d'ailleurs en photoconductivité [18].

L'augmentation de capacité autour de 0,9 eV traduit le vidage d'un centre. Nous avons recherché l'énergie nécessaire à son remplissage optique, comme pour le centre A, par une série d'illuminations successives à 0,9 eV puis à des énergies croissantes depuis 0,5 eV. Le seuil de remplissage a été trouvé égal à 0,8 eV environ.

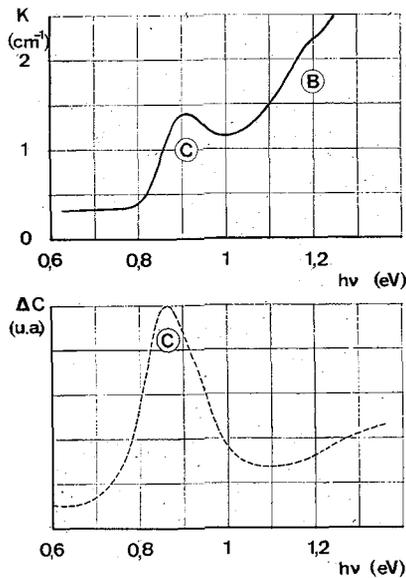


Fig. 6. — Courbes d'absorption (a) et de photocopacité (b) d'un échantillon de GaAs dopé au chrome à 77 K.

4. **Discussion.** — L'ensemble de ces résultats nous fournit pour chaque niveau plusieurs énergies caractéristiques : seuil de remplissage, de vidage, seuil d'absorption, maximum de l'absorption, et pour le niveau B position de la bande d'émission. Il est donc nécessaire de rechercher un modèle permettant une représentation complète de ces niveaux en tenant compte de la relaxation de réseau.

Tout d'abord remarquons que les mesures de photocopacité mettent en jeu des centres situés dans une zone de fort champ électrique (de l'ordre de 10^4 V/cm). Ce champ peut diminuer les énergies d'ionisation des centres par un effet du type Franz-Keldysh [19]. Tagaiev [20] a observé en photoconductivité sur GaSe un phénomène similaire et l'a interprété en utilisant un mécanisme de Frenkel [21] qui prévoit une diminution de l'énergie d'ionisation d'un centre suivant la loi :

$$E_i = E_{i0} - 2q \sqrt{\frac{q\delta}{\epsilon}}$$

où ϵ est la constante diélectrique aux hautes fréquences, q la charge de l'électron et δ le champ électrique appliqué. Pour $\delta = 10^4$ V/cm on trouve que la diminution atteint 80 meV. Sur la figure 6, il apparaît effectivement un décalage de cet ordre de grandeur du seuil de vidage en photocopacité du centre C par rapport au seuil d'absorption. Les énergies obtenues en photocopacité peuvent donc être légèrement entachées d'erreur par rapport aux valeurs d'équilibre.

En étudiant les variations avec la température de la forme des bandes d'absorption A, B, C nous avons montré [1], [2] que ces bandes d'absorption s'interprétaient bien dans un modèle de transitions localisées à la fois dans l'état initial et dans l'état final. C'est-à-dire que chaque bande d'absorption observée corres-

pond aux transitions d'un électron lié de son état fondamental vers un état excité localisé autour du même centre, ce qui est d'ailleurs normal puisque les transitions optiques se font sans changement de position pour l'électron. De plus, ces états localisés sont fortement couplés aux vibrations du réseau comme le montre l'élargissement important des bandes d'absorption lorsque la température croît, élargissement qui suit une loi du type :

$$W(T) = W(0) \left[\coth \frac{h\nu_q}{2kT} \right]^{1/2}$$

où $(h\nu_q)$ est l'énergie de vibration du centre dans son état fondamental [1]. Le décalage de la bande de luminescence par rapport à la bande d'absorption du centre B constitue d'ailleurs une confirmation de ce couplage. Dans ces conditions on peut obtenir une bonne description énergétique de ces centres en utilisant une représentation en coordonnées de configuration. Nous avons porté sur la figure 7 un diagramme de configuration schématique du centre B pour lequel on dispose du plus grand nombre d'éléments.

La difficulté majeure consiste à trouver la position de ce diagramme par rapport aux bandes de valence et de conduction. Les mesures de photocopacité montrent en effet que les électrons après avoir été excités peuvent passer dans la bande de conduction. Ce transit doit être influencé par la présence du champ électrique de la jonction, mais cette présence n'est

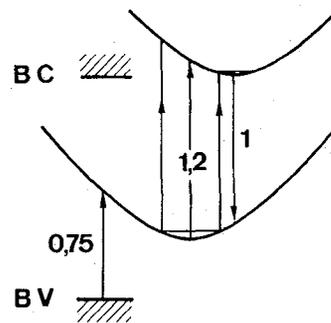


Fig. 7. — Schéma énergétique pour le centre B.

pas une condition nécessaire. Par exemple, le centre C est observé dans les matériaux dopés au chrome en photoconductivité sous faible champ électrique à la même position qu'en absorption [22], [23], [24]. On est donc amené à considérer que le niveau excité de l'électron se trouve à une énergie peu inférieure ou supérieure à celle du bas de la bande de conduction, mais cet écart reste indéterminé. Par contre, on connaît l'énergie nécessaire pour arracher un électron de la bande de valence et le porter sur un centre.

Nous avons essayé, pour chaque centre étudié ici, de déterminer un schéma énergétique complet en supposant que les niveaux excités des centres ne se

trouvent pas loin du bas de la bande de conduction, ce qui constitue une simple hypothèse de travail. Ces schémas sont portés sur les figures 7, 8 et 9.

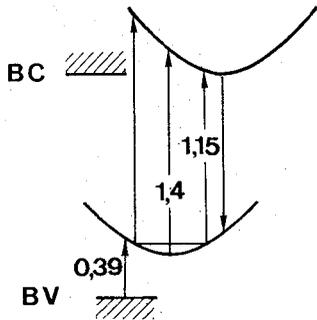


FIG. 8. — Schéma énergétique pour le centre A.

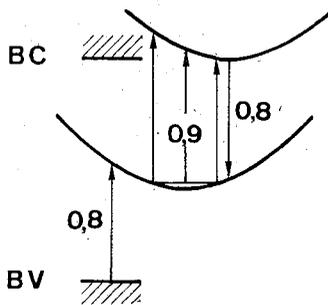


FIG. 9. — Schéma énergétique pour le centre C.

Sur chacun nous avons indiqué les énergies de seuil de vidage et de remplissage, l'énergie correspondant au maximum de l'absorption et l'énergie d'émission. Pour le centre C, la valeur indiquée pour l'émission (0,8 eV) a été trouvée dans la littérature [22]. Par contre, pour A nous n'avons aucune indication.

5. Conclusion. — Ces résultats expérimentaux montrent l'importance des phénomènes de relaxation de réseau des centres profonds dans GaAs. Ces effets suivent aussi bien l'excitation du centre que son remplissage, ils provoquent des variations d'énergie atteignant 200 meV.

Comme première conséquence, il devient impossible de donner une représentation énergétique simple des niveaux profonds dans GaAs en indiquant simplement la distance des niveaux par rapport à l'une des bandes de valence ou de conduction. Nous avons donné l'allure des représentations possibles pour les trois centres que nous avons étudiés, en supposant que les niveaux excités se trouvaient après relaxation près du bas de la bande de conduction.

Pour achever cette description et trouver la position exacte des niveaux par rapport à la bande de conduction et à la bande de valence, il sera nécessaire d'étudier le vidage et le remplissage thermiques des différents centres en utilisant par exemple des mesures capacitives à températures variables.

En outre, cette étude met en évidence l'importance de deux centres, dénotés ici par A et B, dont nous avons précédemment rapporté l'existence dans les matériaux massifs. Nous avons montré ici qu'ils se retrouvent dans les matériaux épitaxiaux, quelle que soit leur qualité. On peut penser qu'ils sont associés à des défauts natifs du GaAs.

Remerciements. — Nous tenons à remercier ici : A. Mircea et C. Schiller pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, Y. Baudet, D. Beaudet et J. P. Farges pour leur aide dans la réalisation des expériences ainsi que C. Lampel grâce à qui nous avons pu faire les mesures de luminescence infrarouge.

Bibliographie

- [1] BOIS, D., Thèse Lyon 1972.
- [2] BOIS, D., PINARD, P., à paraître dans *Phys. Rev.*
- [3] WILLIAMS, F. W., *Trans. Métal. Soc.* **239** (1967) 387.
- [4] SZE, S. M., IRVIN, J. C., *Solid State Electron.* **11** (1968) 599.
- [5] BOIS, D., PINARD, P., *Phys. Stat. Sol. (a)* **7** (1971) 85.
- [6] WILLIAMS, R., *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 9, 3411.
- [7] FURUKAWA, Y. *et coll.*, *Japan J. Appl. Phys.* **6** (1967) 1, 13 ; **6** (1967) 413 ; **6** (1967) 4, 503.
- [8] CARBALLE, J. C., LEBAILLY, J., *Solid State Commun.* **6** (1968) 167.
- [9] FABRE, E., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. B* **270** (1970) 848.
- [10] GUTKIN, A. A. *et coll.*, *Sov. Phys. Semicond.* **5** (1971) 6, 1006.
- [11] SAH, C. T. *et coll.*, *Appl. Phys. Lett.*, **15** (1969) 10, 316.
- [12] SAH, C. T. *et coll.*, *Solid State Electron.* **13** (1970) 759.
- [13] TRIBOULET, R., Thèse Paris 1972.
- [14] FABRE, E., *Phys. Stat. Sol. (a)* **9** (1972) 259.
- [15] HUGHES, F. D., *Acta Electronica* **15** (1972) 1, 43.
- [16] KUKIMOTO, H., HENRY, C. H., à paraître dans *Phys. Rev.*
- [17] HENRY, C. H., KUKIMOTO, H., à paraître dans *Phys. Rev.*
- [18] GUTKIN, A. A. *et coll.*, *Sov. Phys. Semicond.* **6** (1972) 6, 928.
- [19] TIMASHEV, S. F., *Sov. Phys. Solid State* **14** (1972) 1, 136.
- [20] TAGIEV, B. G. *et coll.*, *Phys. Stat. Sol.* **36** (1969) 75.
- [21] FRENKEL, Y. I., *Phys. Rev.* **54** (1938) 647.
- [22] ALLEN, G. A., *Br. J. Appl. Phys.* **2** (1968) 1, 593.
- [23] KOLCHANOVA, N. M., NUSLEDOV, D. N., *Sov. Phys. Semicond.* **4** (1970) 2, 294.
- [24] HASEGAWA, F., *Japan J. Appl. Phys.* **9** (1970) 6, 638.

DISCUSSION

Y. MARFAING. — Pourquoi n'obtient-on pas un vidage complet du centre au début de la courbe d'absorption ?

D. BOIS. — Dans certaines conditions on obtient

effectivement un vidage complet dès le début de l'absorption. La cinétique de ce vidage est naturellement très longue. Le même effet s'observe d'ailleurs pour le remplissage.