Photodiode à avalanche GaAs/GaAlAs a superréseau à $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$; bruit et facteur d'excès de bruit

B. Orsal, R. Alabédra, S. Kibeya, D. Lippens

► To cite this version:

B. Orsal, R. Alabédra, S. Kibeya, D. Lippens. Photodiode à avalanche GaAs/GaAlAs a superréseau à $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$; bruit et facteur d'excès de bruit. Journal de Physique III, 1991, 1 (4), pp.581-604. 10.1051/jp3:1991142 . jpa-00248602

HAL Id: jpa-00248602

<https://hal.science/jpa-00248602>

Submitted on 1 Jan 1991

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.

Classification :
 Physics Abstracts
 73.00

Photodiode à avalanche GaAs/GaAlAs à superréseau à $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$; bruit et facteur d'excès de bruit

B. Orsal⁽¹⁾, R. Alabedra⁽¹⁾, S. Kibeya⁽¹⁾ et D. Lippens⁽²⁾

⁽¹⁾ Centre d'Electronique de Montpellier (CEM), (CNRS URA 391), U.S.T.L., 34095 Montpellier Cédex 5, France

⁽²⁾ Centre Hyperfréquence et Semiconducteurs (CHS), (CNRS URA 287), Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France

(Reçu le 30 avril 1990, révisé le 8 novembre 1990, accepté le 6 décembre 1990)

Résumé. — L'objet de cette communication est de présenter une caractérisation électrooptique de prototype de photomultiplicateurs solides du type photodiode Schottky ou PIN GaAs/GaAlAs à multipuits quantiques ($100 \text{ \AA} - 100 \text{ \AA}$) "superréseau". Ces dispositifs de structure MESA sont réalisées en Epitaxie par Jet Moléculaire (E.J.M.) au C.H.S. de Lille. C'est grâce à cette technique d'élaboration que l'on contrôle avec précision les épaisseurs de $100 \text{ \AA}$ des couches successives (Figs. 4 et 5). Ces photodétecteurs à superréseau prototypes à base d'arséniure de gallium sont destinés à la photodétection de rayonnement, de longueur d'onde $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$. Dans la première partie, nous présenterons les principes physiques des dispositifs à superréseau. Les caractéristiques courant-tension à l'obscurité et sous éclaircissement en polarisation inverse seront données. On déterminera le profil de concentration des impuretés par la variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation. La troisième partie de ce travail est consacrée à l'étude du bruit blanc à l'obscurité et sous éclaircissement. Nous représenterons la variation de la densité spectrale de courants de bruits depuis le bruit de grenaille jusqu'au bruit de multiplication dû à l'ionisation par impact dans le superréseau. On atteindra ainsi le facteur d'excès de bruit dans le cas d'une injection de trous et d'électrons faite séparément.

Abstract. — An electro-optic characterization is given for avalanche photodiodes of Schottky or PIN structure, with GaAs/GaAlAs Multi-Quantum well (in $100 \text{ \AA} - 100 \text{ \AA}$) superlattice. The devices are of MESA structure and have been made by Molecular Beam Epitaxy (MBE) at CHS, Lille. By this process, one can accurately control the $100 \text{ \AA}$ width of the barrier and well layers of the MQW (Figs. 4, 5). The devices are to be used for light detection at the $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ wavelength. We first give the current to voltage characterization by the reverse dark current and the photocurrent. From the measurement of the capacity *versus* the applied voltage, the profile of impurity concentrations have been determined. The n-type impurity concentration in the superlattice is about $7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Last the noise of the devices is analysed under obscurity and light. We give the white noise *versus* the reverse current, from the range of pure shot noise to impact ionization multiplication noise. That will allow to determine the excess noise factor under a hole-initiated multiplication at $\lambda = 0.727 \mu\text{m}$ and an electron initiated multiplication at $\lambda = 0.881 \mu\text{m}$.

1. Principes physiques de photodétecteurs à superéseau.

1.1 GÉNÉRALITES. — Les détecteurs optiques utilisés en télécommunication par fibres optiques doivent fournir un gain élevé pour un bruit faible. La détection est limitée par le bruit thermique de la résistance de charge R_L , par le bruit du préamplificateur en parallèle sur la résistance de charge, par le bruit de grenaille (ou de multiplication) de la jonction détectrice [1].

Fig. 1. — Exemple de Récepteur avec une charge de $R_L = 50\Omega$.
[Receiver example with a 50Ω resistance load.]

Lorsque la fréquence f est inférieure à la fréquence de coupure du montage f_0 donnée par :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi(R_L + R_S)(C_J + C_P)} \quad (1)$$

R_S = résistance série du photodétecteur

C_J = capacité de la jonction

C_P = capacité parasite du montage

La densité spectrale de bruit en fonction du courant s'écrit [2]

$$Si_{TOT} (A^2/Hz) = Si_d + \frac{4KT}{R_L} + Si_n \quad (2)$$

où Si_d est le bruit dû au photodétecteur

$\frac{4KT}{R_L}$ est le bruit thermique dû à la résistance de charge

Si_n est le bruit dû à l'amplificateur fermé sur la résistance de charge R_L .

Ainsi quand R_L augmente, on observe une diminution du bruit thermique, et une diminution de la fréquence de coupure f_0 . On est conduit à choisir une résistance de charge optimum, généralement égale à 50Ω lorsque le montage est utilisé à des fréquences supérieures à 10 MHz. Pour diminuer de façon sensible le bruit du montage il est intéressant d'utiliser un photodétecteur à gain interne. On augmente ainsi la sensibilité au signal optique qui se trouve multiplié par le coefficient de multiplication M , sans augmenter notablement Si_{TOT} car pour des valeurs pas trop importantes de M , le bruit Si_{TOT} est dominé par le bruit thermique dû à R_L et par le bruit Si_n du préamplificateur [3].

La multiplication par avalanche mettant en jeu le processus d'ionisation par impact fournit un moyen de bénéficier d'un gain interne.

Cependant un bruit additionnel est introduit par le processus d'avalanche. Le bruit dans les photodiodes à avalanche uniformes du point de vue de la conduction, a été évalué par Mc Intyne [4]. Il dépend du coefficient d'ionisation des électrons α et de celui des trous β , et surtout de leur rapport $K' = \frac{\alpha}{\beta}$.

Les événements d'ionisation étant spatialement aléatoires cela entraîne une fluctuation du facteur de multiplication M , d'où un bruit issu de ce processus physique [5]. Le bruit en excès est maximal lorsque $\alpha = \beta$. Pour obtenir un bruit faible α et β doivent être très différents, il faut favoriser le porteur le plus ionisant afin que le processus d'ionisation soit le moins aléatoire possible. Dans le silicium ($\alpha/\beta = 50$), on favorise la multiplication des électrons afin d'obtenir un bruit faible donné par la relation [2] :

$$Si_d = 2qI_{phinj}M^{2,2} \quad (3)$$

I_{phinj} = Courant total injecté en début de multiplication

M = Coefficient de multiplication

1.2 PROPRIÉTÉS PARTICULIÈRES AU SUPERRÉSEAU. — Les télécommunications par fibres optiques s'étendent vers les grandes longueurs d'onde. Les composés (III-V) et leurs alliages présentent un rapport α/β proche de l'unité [6]. Ainsi pour avoir des photodétecteurs à faible bruit, à gain interne élevé il faut fabriquer une structure qui permet d'augmenter α ou β . Chin *et al.* [7] ont proposé la structure à superréseau consistant en une alternance de minces couches de GaAs et GaAlAs de l'ordre de 100 Å comme il est montré sur les figures 4 et 5.

La grande différence entre les discontinuités des bandes de conduction ΔE_c et la faible différence pour la bande valence ΔE_v à l'interface GaAlAs/GaAs vont être mis à profit pour diminuer l'énergie fournie par le champ pour créer un électron sans diminuer notablement celle du trou. Ainsi le coefficient d'ionisation α qui est d'autant plus grand que l'énergie d'ionisation est faible, se trouve augmenté de façon importante sans que celui du trou β soit modifié [8].

Il convient tout d'abord de calculer les discontinuités de bande.

1.3 CALCUL DES DISCONTINUITÉS DANS LES BANDES ΔE_c , ΔE_v . — Lorsque deux semi-conducteurs de gap différents sont mis en contact, à cause de la différence des niveaux de Fermi, il apparaît une discontinuité dans les bandes de conduction BC et de valence BV. Un facteur important dans les propriétés des hétérojonctions est la façon avec laquelle est distribuée la différence des gaps entre les BC et les BV (ΔE_c et ΔE_v en fonction de ΔE_g . [9]).

Dans la figure 2 on suppose que les bandes sont plates et que χ_i ($i = 1, 2$) représente l'affinité électronique des semi-conducteurs 1 et 2, chaque semi-conducteur est caractérisé par son gap E_{gi} et χ_i ($i = 1, 2$)

Le calcul de ΔE_c et ΔE_v n'est pas toujours facile à cause des incertitudes dues aux méthodes de mesure qui sont : la méthode des techniques de photoémission, la mesure en infrarouge, mesure des caractéristiques ($I - V$) et celles de ($C - V$). A part les erreurs des méthodes de mesure, il y a aussi d'autres facteurs importants qui sont les limitations et les conditions de la fabrication des multicouches de haute qualité.

La valeur du gap de $Ga_{1-x}Al_xAs$ est donnée par la relation suivante :

$$E_g(\text{eV}) = 1,424 + 1,247 \cdot x \quad 0 < x < 0,45 \text{ et à } 300 \text{ K [9].} \quad (4)$$

Comme le gap de GaAs est de 1,424 eV alors :

$$\begin{aligned} \Delta E_g &= E_g(\text{GaAlAs}) - E_g(\text{GaAs}). \\ \Delta E_g &= 1,247 \cdot x \quad 0 < x < 0,45 \end{aligned} \quad (5)$$

Pour notre cas où $x = 0,37$ il vient :

$$\Delta E_g = (1,247) \times (0,37) = 0,461 \text{ eV.}$$

Fig. 2. — Bandes d'énergie dans une hétéro jonction entre 2 semiconducteurs SC1 et SC2.
[Band structure on a heterojunction of semiconductors SC1 and SC2].

Dingle *et al.* [10] ont trouvé pour des systèmes à hétérojonction GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs que $\Delta E_c = 0,85 \times \Delta E_g$, ce qui correspond à $\Delta E_v = 0,15 \times \Delta E_g$, d'où $\Delta E_c = 0,392$ eV et $\Delta E_v = 0,069$ eV.

D'autres auteurs ont donné des tableaux de valeurs de ΔE_c et ΔE_v calculées par la méthode de mesure de caractéristique ($I - V$). Pour le $n - \text{GaAs}$ et $n - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ avec $0 < x < 0,65$, on a $\Delta E_c = 0,85 \times \Delta E_g$ [11].

Une relation communément utilisée pour le calcul de ΔE_c dans Al_xGa_{1-x}As est :

$$\Delta E_c = 1,06 \times x \quad \text{avec } 0 < x < 0,45 \quad (6)$$

soit, pour $x = 0,37$, $\Delta E_c = 0,392$ eV ce qui rejoint les résultats de Dingle *et al.* [10].

Cette expression permet de donner pour notre cas la valeur de ΔE_c en fonction de ΔE_g de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \Delta E_g &= 1,247 \times x \\ \Delta E_c &= 1,06 \times x \\ \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} &= \frac{1,06}{1,247} = 0,85 \end{aligned}$$

Donc $\Delta E_c = 0,85 \times \Delta E_g$. Ce résultat confirme bien ce qui a été rapporté par Dingle *et al.* et le tableau des valeurs de Forest [11].

People *et al.* ont mesuré ΔE_c par la mesure des profils de dopage dans une hétérojonction $n - N$ et ont trouvés que la relation (7) est correcte [11].

Certaines valeurs du rapport ont donné des résultats qui montrent que la relation (6) donne des valeurs trop élevées pour ΔE_c . Cependant, ces désaccords ont été attribués plutôt à l'excès de la charge d'interface ou aux compositions graduelles des interfaces qu'à l'imprécision de la relation (6) [11].

1.4 PRINCIPE D'UN PHOTODÉTECTEUR À SUPERRÉSEAU. — Un photodétecteur à superréseau repose sur le même principe qu'un photodétecteur réalisé avec un matériau massif à savoir qu'il génère un signal électrique lorsqu'il reçoit un rayonnement optique dont la longueur d'onde et l'énergie sont adaptés à la largeur de bande interdite :

$$\lambda(\mu\text{m}) \leq 1,237/E_g(\text{eV})$$

Considérons dans le diagramme de la figure 3, la région du superréseau qui est faiblement dopée (zone dépletée) et soumise à un fort champ électrique. Les électrons sont accélérés et acquièrent une énergie supérieure à celle perdue par émission de phonons (collision avec le réseau); la vitesse moyenne des porteurs augmente ainsi que la température des porteurs. Les porteurs deviennent chauds et atteignent, par l'action du champ, des énergies très élevées, de l'ordre de grandeur de l'énergie d'ionisation E_i .

Fig. 3. — Diagramme des bandes d'énergie du superréseau sous polarisation.
[Band structure of superlattice under bias.]

La structure du photodétecteur à contact Schottky est donnée par la figure 4 et celle du photodétecteur P.I.N. est donnée par la figure 5.

Pour illustrer le principe des photodiodes à multipuits quantiques, considérons le diagramme des bandes d'énergie et un électron accéléré par le champ dans la barrière AlGaAs. Quand il entre dans le puit GaAs, il gagne brutalement une énergie $\Delta E_c = 0,392 \text{ eV}$ égale à la discontinuité de la bande (Fig. 3).

Tout se passe comme si l'électron voyait son énergie d'ionisation réduite de ΔE_c par rapport à celle du matériau massif GaAs qui est égale à $E_{ie} = 2,0 \text{ eV}$. Ainsi la distance moyenne l_{ie}^* pour atteindre l'énergie d'ionisation E_i est réduite; le coefficient d'ionisation α est donc augmenté de façon appréciable [12].

$$\alpha = \frac{1}{l_{ie}^*} \quad (8)$$

$$\beta = \frac{1}{l_{ih}^*} \quad (9)$$

Fig. 4. — Structure de la photodiode à avalanche Schottky superréseau.
[The Schottky superlattice A.P.D. Structure.]

Le trou qui ne rencontre qu'une discontinuité de bande réduite $\Delta E_v = 0,069 \text{ eV}$ ne voit pas son énergie d'ionisation sensiblement diminuée. Le coefficient d'ionisation du trou β sera donc pratiquement inchangé.

Fig. 5. — Structure de la photodiode à avalanche P.I.N. Superréseau.
[The P.I.N. Superlattice A.P.D. structure.]

Dans le matériau massif GaAs les coefficients d'ionisation peuvent s'écrire [13].

$$\alpha(E) = \frac{qE}{E_{Re}} \left(\frac{\lambda_{Re}}{\lambda_{ie}} \right) \times \exp \left(- \frac{E_{ie}}{qE\lambda_{Re}} \right) \quad (10)$$

$$\beta(E) = \frac{qE}{E_{Rh}} \left(\frac{\lambda_{Rh}}{\lambda_{ih}} \right) \times \exp \left(\frac{-E_{ih}}{qE\lambda_{Rh}} \right) \quad (11)$$

- E : champ électrique appliqué au dispositif $< 3 \times 10^5$ V/cm
- λ_{Re} , λ_{Rh} : libres parcours moyens d'interaction avec le réseau des électrons et des trous respectivement

- λ_{ie} , λ_{ih} : libres parcours moyen ballistique d'ionisation des électrons, des trous respectivement
- E_{ie} : énergie d'ionisation de l'électron = 2 eV [14]
- E_{ih} : énergie d'ionisation du trou = 2 eV.

Dans le cas d'un dispositif à puit quantique, on peut écrire comme Capasso [14] que le coefficient d'ionisation est un barycentre :

$$\bar{\alpha}_s = \frac{\alpha_{\text{GaAs}} L_{\text{GaAs}} + \alpha_{\text{AlGaAs}} L_{\text{AlGaAs}}}{L_{\text{GaAs}} + L_{\text{AlGaAs}}} \quad (12)$$

où L_{GaAs} est la largeur du puit ; L_{AlGaAs} est la largeur de barrière.

Ainsi, grace aux variations brutales dues aux discontinuités de bande ΔE_c , J l'énergie à fournir par le champ sera réduite de ΔE_c .

$$E_{ie} = E_{ie}(\text{GaAs}) - \Delta E_c \quad \text{électrons}$$

$$E_{ih} = E_{ih}(\text{GaAs}) - \Delta E_v \quad \text{trous}$$

Le taux d'ionisation des électrons α_{GaAs} augmente exponentiellement avec la décroissance de l'énergie d'ionisation.

Dans le cas où le champ est de l'ordre de 3×10^5 V/cm [12], on a

$$\alpha(E) = \frac{qE}{(E_{ie} - \Delta E_c)} \exp \left(\frac{-E_{ie} - \Delta E_c}{qE\lambda_{\text{Re}}} \right) \quad (13)$$

$$\beta(E) = \frac{qE}{(E_{ih} - \Delta E_v)} \exp \left(\frac{-(E_{ih} - \Delta E_v)}{qE\lambda_{\text{Rh}}} \right) \quad (14)$$

Dans le matériau GaAlAs : $E_{ie} = 2,5$ eV, $E_{ih} \approx 2,5$ eV [14] ainsi $\alpha_{\text{GaAlAs}} = \beta_{\text{GaAlAs}} \ll \alpha_{\text{GaAs}}$, β_{GaAs} . Ainsi les coefficients d'ionisation deviennent :

$$\alpha_{\text{SR}} \approx \alpha(E) \quad (15)$$

$$\beta_{\text{SR}} \approx \beta(E) \quad (16)$$

Ainsi le rapport K' des coefficients d'ionisation pour un champ E égal à 3×10^5 V/cm, devient

$$K'(E) = \frac{\alpha}{\beta} = \left(\frac{E_{ih} - \Delta E_v}{E_{ie} - \Delta E_c} \right) \cdot \exp \left(\frac{-(E_{ie} - E_{ih}) + (\Delta E_c - \Delta E_v)}{qE\lambda} \right) \quad (17)$$

Avec $\lambda_{\text{Re}} \approx \lambda_{\text{Rh}} = \lambda = 50$ Å [15]

$E_{ih} = 2$ eV $E_{ie} = 2$ eV [14]

$\Delta E_c = 0.392$ eV $\Delta E_v = 0,069$ eV.

En utilisant ces données de la littérature pour calculer K à partir des coefficients d'ionisation, on obtient $K' = 10$. Cette valeur sera confirmée par les résultats expérimentaux exposés ci-après.

2. Caractéristiques électrooptiques des dispositifs.

2.1 DESCRIPTION DES DISPOSITIFS. — Les structures de ces photodétecteurs sont représentées figures 4 et 5 :

2.1.1 Structure de la photodiode Schottky GaAs/GaAlAs. — C'est une structure mesa réalisée par épitaxie par jet moléculaire à partir d'un substrat n^+ d'arséniure de gallium. GaAs. Sur cette couche de type n^+ il a été réalisé un superréseau, en déposant alternativement des couches de GaAs de 100 Å d'épaisseur et des couches de GaAlAs de même épaisseur utilisées comme barrière. On obtient une succession de 10 puits quantiques le tout faisant 0,2 micromètre d'épaisseur. Le superréseau est recouvert d'une couche n en tête de 250 Å d'épaisseur sur laquelle a été réalisée la jonction Schottky par dépôt d'une couche très mince de titane : Ti [16].

2.1.2 Structure de la photodiode PIN GaAs/GaAlAs. — C'est encore une structure mesa réalisée par épitaxie par jet moléculaire à partir d'un substrat p^+ d'arséniure de gallium. Une couche tampon n^- a été déposée sur ce matériau substrat, ainsi la jonction se trouve cette fois-ci à l'interface p^+n^- à environ 3 micromètres de profondeur à partir de la surface. Le superréseau est réalisé à partir de 25 couches d'épaisseur 100 Å de GaAs et de GaAlAs : soit au total 0,5 micromètre d'épaisseur. En tête, une couche de GaAs de 2 μm d'épaisseur a été déposée, pour l'absorption optique du rayonnement infrarouge. Le dispositif est éclairé depuis la surface par une fenêtre de 250 micromètres de diamètre de sorte que l'absorption-création des paires électron-trou a lieu dans cette région n^+

	Schottky GaAs/GaAlAs	PIN GaAs/GaAlAs
Courant d'obscurité à -10 volts	≈ 50 nA	$\approx 0,4$ nA
Sensibilité à $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ à $V = -1$ volt	$< 0,1$ A/W	$\approx 0,3$ A/W
Diamètre de la zone active	$300 \mu\text{m}$	$300 \mu\text{m}$
Domaine spectral	$0,5$ à $0,8 \mu\text{m}$	$0,5$ à $0,8 \mu\text{m}$
Capacité à $V = -10$ volts	≈ 30 pF	≈ 7 pF

Les photodétecteurs sont éclairés au moyen d'un microscope optique et d'un filtre interférentiel centré à la longueur d'onde de 0,8 micromètre avec des puissances comprises entre 0,1 microwatt à 2 microwatts de façon à ne pas saturer le superréseau par une trop grande densité de photoporteurs.

2.2 VARIATION DE LA CAPACITÉ EN FONCTION DE LA TENSION. — Les caractéristiques $C^{-2} = f(V)$ montrent une variation de la concentration effective des impuretés qui n'est pas constante en fonction de l'extension de la charge d'espace. Nous avons représenté sur la figure 6 la variation du profil d'impuretés en fonction de la profondeur comptée depuis la surface.

La valeur du champ électrique moyen dans la diode Schottky atteint à $V = -11$ volts la valeur de $2,5 \times 10^5$ V/cm, avec une charge d'espace qui couvre alors entièrement le superréseau et qui pénètre de part et d'autre de celui-ci, $W \approx 0,4 \mu\text{m}$.

On obtient les mêmes ordres de grandeur pour la diode PIN avec une extension de charge d'espace qui peut atteindre le micromètre ; $W = 1 \mu\text{m}$ à $V = -30$ volts.

2.3 RÉPONSE SPECTRALE À 77K (FIG. 7a, 7b). — La réponse spectrale de la diode Schottky montre des maxima de sensibilité comprise entre $0,75 \mu\text{m}$ et $0,8 \mu\text{m}$ à 77K. Le premier minimum 1 h 1 correspond à la transition du premier niveau quantique des trous lourds avec le premier niveau d'énergie quantifiée des électrons : $E_{1h1} = 1,54$ eV ; $\lambda = 0,802 \mu\text{m}$. Le deuxième maximum 1 l 1 est associé à la transition du premier niveau quantique des trous légers avec le premier niveau d'énergie quantifiée des électrons $E_{1l1} = 1,557$ eV ; $\lambda = 0,796 \mu\text{m}$. On doit remarquer

PHOTODIODE SCHOTTKY

$z = 0 \Rightarrow$ Contact Schottky

Fig. 6a. — Profil de dopage moyen des photodiodes Schottky et P.I.N.
[Average impurity concentration profile in the Schottky and P.I.N. photodiodes.]

que la première transition importante a lieu pour une énergie supérieure à la largeur de bande interdite de l'arséniure de gallium $E_g = 1,45$ eV à 77K.

L'augmentation de la réponse spectrale en fonction de la tension appliquée correspond à une meilleure efficacité de collection des paires électron-trou due à l'extension de la charge d'espace dans la couche tampon.

PHOTODIODE PIN

Fig. 6b.

2.4 CARACTÉRISTIQUES COURANT-TENSION.

2.4.1 $I = f(V)$ en polarisation directe. — Les processus de conduction sont dus à la génération-recombinaison dans la charge d'espace qui couvre le superréseau. Les grandeurs obtenues sont en polarisation directe, les courants de "saturation" I_s , les facteurs d'idéalité n , les résistances séries

	Schottky	PIN
I_s	5 pA	0,04 pA
n	1,52	1,82
R_s	550 ohms	6500 ohms

2.4.2 $I = f(V)$ en polarisation inverse. — Les caractéristiques inverses $I = f(V)$ à l'obscurité et sous éclairage sont présentées sur la figure 8. Les mécanismes de conduction dans la charge d'espace, l'influence des interfaces GaAs/GaAlAs dans le superréseau sont actuellement mal compris [17]. On peut toutefois remarquer que le courant est beaucoup plus faible dans la diode PIN que dans la Schottky. Ceci montre l'influence du contact Schottky sur les caractéristiques de la diode. L'écart observé entre les 2 types de dispositifs provient de la dégradation de la durée de vie des porteurs au voisinage de la jonction métal-semiconducteur. Toutefois, le courant inverse I_R de la diode PIN peut être calculé en utilisant les données physiques de l'arséniure de gallium :
 $n_i = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ concentration intrinsèque du GaAs

Fig. 7a. — Réponse spectrale du photocourant Schottky.
[Spectral response of photocurrent in the Schottky photodiode.]

Fig. 7b. — Variation du photocourant en fonction de la position du spot lumineux.
[Photocurrent versus the position of the spot light beam.]

Figure 8:

a) PHOTODIODE SCHOTTKY(1)a) I_{obsc} (4)a) $I_{\text{ph}} = 300 \text{ nA}$ à $V=0$ b) PHOTODIODE PIN(1)b) I_{obsc} (2)b) $I_{\text{ph}}(0V) = 100 \text{ nA}$ (3)b) $I_{\text{ph}}(0V) = 400 \text{ nA}$

Fig. 8. — Courant (I) en fonction de la tension (V) en inverse à $T = 300\text{K}$.
 [Reverse current (I) versus voltage (V) at 300K .]

$$W = 10^{-4} \text{ cm} = 1 \mu\text{m} \text{ à } V = -10 \text{ V}$$

$$A = 7 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ surface active de la diode}$$

$$\tau = 10^{-8} \text{ s} \text{ durée de vie effective des porteurs dans la charge d'espace}$$

$$D_n = 10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ coefficient de diffusion des électrons dans la région P}^+$$

$$D_p = 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ coefficient de diffusion des trous dans la région n}^+$$

$$I_R = \left(q \frac{n_i^2}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{qn_i}{\tau_e} \right) A \quad (18)$$

On obtient $J_R = 5,6 \times 10^{-10} \text{ A}$ à $V = -10 \text{ volts}$. L'augmentation au delà des limites prévues par la relation (18) peut être expliquée par la dégradation de la durée de vie τ_e lors de la pénétration lente de la charge d'espace dans les régions n^+ et p^+ , suite à l'augmentation du potentiel. En effet, τ_e varie comme $1/N_A$ ou $1/N_d$ et décroît lorsque la charge d'espace pénètre les régions fortement dopées.

On atteint la zone de claquage pour des tensions d'avalanche de 34 volts pour la PIN avec 1 micromètre d'extension de charge d'espace et 12 volts pour la Schottky avec 0,4 micromètre d'extension de charge d'espace. La différence entre les tensions d'avalanche est ici due à la différence d'extension de la zone de charge d'espace et à la légère différence de dopage entre les 2 types de dispositifs. On vérifie toutefois que l'ordre de grandeur du champ moyen E est égal à $3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ pour les deux structures.

2.4.3 Caractéristique de photocourant en fonction de la tension inverse. — Nous avons présenté sur la figure 8 la variation du photocourant I_{ph} en fonction de la tension inverse appliquée à $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ pour les 2 types de dispositifs. Nous avons résumé dans un tableau, l'origine physique de l'augmentation du photocourant pour les 2 types de dispositifs.

	Schottky GaAs/GaAlAs	PIN GaAs/GaAlAs
Augmentation du photocourant	$V < 3 \text{ volts}$: charge d'espace	$V \leq 25 \text{ V}$ charge d'espace
	$V \geq 6 \text{ volts}$: multiplication des phototrous	$V \geq 25 \text{ V}$ Multiplication des phototrous

3. Densités spectrales de courant de bruit électrique.

Les courants de bruit effectués sur ces composants sont des mesures de densités spectrales de fluctuations de courant de bruit $S_i(f)$ en A^2/Hz , en fonction de la fréquence (Fig. 9).

3.1 MESURES DE BRUIT BLANC À L'OBSCURITÉ. — Ces mesures sont essentielles pour se faire une idée sur le comportement de ces dispositifs prototypes GaAs/GaAlAs. L'échantillon est polarisé en inverse et chargé par l'impédance d'entrée d'un amplificateur transimpédance. L'ensemble résistance R_e d'entrée et dispositif, est en parallèle avec la capacité de la diode auquel s'ajoute celle du montage. Le schéma de principe est présenté sur la figure 9 (encadré).

La variation de la densité spectrale $S_{i_{obs}}(f)$ est proportionnelle au courant suivant la loi $S_{i_{obs}}(f) = 2 q I_{obs}$. On retrouve pour ces types de dispositifs, le bruit de grenaille fondamental dû au courant d'obscurité [3] indiquant que le dispositif fonctionne convenablement (Fig. 10).

Dans la deuxième région des caractéristiques, on obtient une variation proportionnelle au carré du courant, par conséquent proportionnelle au carré du facteur de multiplication M_{obs}

$$S_{i_{obs}} \approx I_{obs}^2 \quad (19)$$

$$V = -32.35 \text{ V}$$

$$1 \Rightarrow \text{éclairage} : I = I_{ph} + I_{obs} = 23.9 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

$$2 \Rightarrow \text{obscurité} : I_{obs} = 8.9 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

Fig. 9. — Densité spectrale de bruit du courant inverse à 300K.
[Noise power spectrum density of the reverse current at 300K.]

ceci traduit l'apparition du processus de multiplication dû à l'ionisation provoquée par les porteurs d'origine thermique générés dans la charge d'espace ou dans les régions neutres. On peut écrire la densité spectrale sous la forme :

$$S_{i_{obs}} = 2 q I_{obs \text{ inj}} M_{obs}^2 \quad (20)$$

où $I_{obs \text{ inj}} \approx 10^{-9} \text{ A}$ est le courant d'injection qui marque le début de la multiplication dans la diode PIN et $I_{obs \text{ inj}} \approx 10^{-5} \text{ A}$, le courant d'injection pour la diode Schottky.

Néanmoins on constate une variation anormale du bruit de multiplication $S_{i_{obs}}$ de la photodiode PIN qui n'est actuellement pas expliquée [17]. Toutefois, cette mesure de la densité spectrale de bruit à l'obscurité est essentielle pour mesurer sous éclaircissement, la densité spectrale de courant de bruit du photocourant $S_{i_{ph}}$ en régime continu.

Fig. 10. — Densité spectrale de bruit blanc à l'obscurité en inverse à 300K.
 [The white noise spectrum density of the reverse dark current at 300K.]

3.2 BRUIT DE MULTIPLICATION DU PHOTOCOURANT. — Sans rien changer aux conditions de polarisation, le dispositif est éclairé à la longueur d'onde de 0,8 micromètre. De sorte que le courant total I_{tot} le traversant soit égal à

$$I_{\text{tot}} = I_{\text{obs}}(V) + I_{\text{ph}}(V) \quad (21)$$

Dans la mesure où le photocourant est décorrélé du courant d'obscurité I_{obs} , la densité spectrale $S_i(f)$ est la somme de la densité spectrale du courant d'obscurité et de celle du photocourant $S_{i \text{ ph}}$.

La densité spectrale $S_{i \text{ ph}}$ en fonction de I_{ph} :

$$S_{i\text{ ph}} = S_{i\text{ tot}} - S_{i\text{ obs}} \quad (22)$$

On obtient pour les deux dispositifs, le bruit de grenaille avant multiplication.

3.2.1 Densité spectrale de bruit $S_{i\text{ ph}}$ de la diode Schottky. — La photodiode Schottky est éclairée sur la région n. Compte tenu du coefficient d'absorption du GaAs $\alpha_{\text{abs}} = 5 \times 10^{+4} \text{ cm}^{-1}$ à $\lambda = 0,727 \mu\text{m}$ et $T = 300\text{K}$; l'absorption a lieu dans la région n^+n -superréseau pour la diode Schottky. On se trouve alors dans le cas d'une injection de trous. La densité spectrale est représentée figure 11.

Lorsque la multiplication apparaît, la variation de la densité spectrale est donnée par une loi empirique de la forme : [3]

$$S_{i\text{ ph}} = 2 q I_{\text{ph inj}} M_{\text{ph}}^{2+x_{\text{ph}}} \quad (23)$$

où M_{ph} est le facteur de multiplication et x_{ph} le coefficient d'excès de bruit, avec

$$\begin{aligned} \text{a) } I_{\text{ph inj}} &= 8 \times 10^{-7} \text{ A} & x_{\text{ph}} &= 2,3 \text{ pour la Schottky} \\ V &\geq 5 \text{ volts} \end{aligned}$$

Pour exploiter les résultats précédents, on écrira la relation (23) sous la forme :

$$S_{i\text{ ph}}(f) = 2 q I_{\text{ph inj}} M_{\text{ph}}^2 F(M_{\text{ph}}) \quad (24)$$

où le facteur d'excès de bruit $F(M_{\text{ph}})$ est déduit de la courbe expérimentale (Fig. 11)

$$F(M) = M_{\text{ph}}^{x_{\text{ph}}} = \frac{S_{i\text{ ph}}(f)}{2 q I_{\text{ph inj}} M_{\text{ph}}^2} \quad (25)$$

avec

$$M_{\text{ph}} = \frac{I_{\text{ph}}(V)}{I_{\text{ph inj}}} \quad (26)$$

3.2.2 Densité spectrale de bruit $S_{i\text{ ph}}$ de la photodiode PIN.

a) Eclairement à $\lambda = 0,727 \mu\text{m}$: Les trous sont générés dans la couche d'extrémité en surface et diffusent dans le superréseau qu'ils traversent. La multiplication est initiée par les trous qui sont injectés dans le superréseau qui se trouvent au bout de la charge d'espace. En utilisant la relation (23) on peut déterminer le photocourant injecté (Fig. 12) :

$$I_{\text{ph inj}} = 9 \times 10^{-8} \text{ A et } x_{\text{ph}} = 1 \text{ pour la PIN.}$$

Ce dernier résultat traduit l'inefficacité du superréseau à multiplier des trous dans cette structure PIN.

b) Eclairement à $\lambda = 0,881 \mu\text{m}$: Le coefficient d'absorption dans le GaAs est faible à cette longueur d'onde. Il est égal à $\alpha_{\text{ab}} = 2 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}$ pour le type n et $\alpha_{\text{ab}} = 10^3 \text{ cm}^{-1}$ pour le type p. Les photoporteurs générés seront en majorité des électrons issus de la région p qui vont diffuser vers la jonction p^+n^- . La multiplication est initiée par les électrons. On peut déterminer le photocourant injecté à partir de la relation (23)

$$I_{\text{ph inj}} = 9 \times 10^{-8} \text{ A et } x_{\text{ph}} = 0,4$$

Ce résultat encourageant illustre le rôle joué par le superréseau pour diminuer le bruit de multiplication, comme prévu par la théorie [18].

$$\Delta : I_{ph}(V=0) = 300 \text{ nA}$$

$$\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$$

Fig. 11. — Densité spectrale de bruit blanc du photocourant à 300K de la photodiode Schottky. $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$, $I_{ph \text{ inj}} = 850 \text{ nA}$.

[The white noise spectrum density of the photocurrent at 300K in the Schottky photodiode. $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$, $I_{ph \text{ inj}} = 850 \text{ nA}$.]

3.3 INTERPRÉTATION ; FACTEUR D'EXCÈS DE BRUIT. —

a) Photodiode Schottky : L'expression du facteur d'excès de bruit donnée dans la littérature pour une injection pure de trous [4] : figure 13

$$F(M) = M \left(1 + \left(\frac{1-K}{K} \right) \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right) \quad (27)$$

- $\lambda_{ph} = 881 \text{ nm}$
 $I_{ph \text{ inj}} = 88.6 \text{ nA}$
- ▲ $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$
 $I_{ph \text{ inj}} = 90 \text{ nA}$

Fig. 12. — Densité spectrale de bruit blanc du photocourant à 300K de la photodiode PIN, (●) $\lambda_{ph} = 881 \text{ nm}$ $I_{ph \text{ inj}} = 88.6 \text{ nA}$, (▲) $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$ $I_{ph \text{ inj}} = 90 \text{ nA}$.
[The white noise spectrum density of the photocurrent at 300K in the PIN photodiode (●) $\lambda_{ph} = 881 \text{ nm}$ $I_{ph \text{ inj}} = 88.6 \text{ nA}$, (▲) $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$ $I_{ph \text{ inj}} = 90 \text{ nA}$.]

Fig. 13. — Facteur d'excès de bruit en fonction du coefficient de multiplication de la photodiode Schottky,

($\diamond$) $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$. expérimental : $F(M_{ph}) = M_{ph} \left(1 + \left(\frac{1-K}{K} \right) \left(\frac{M_{ph}-1}{M_{ph}} \right)^2 \right)$.

[Excess noise factor versus the multiplication factor in the Schottky photodiode, ($\diamond$) $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$. expérimental : $F(M_{ph}) = M_{ph} \left(1 + \left(\frac{1-K}{K} \right) \left(\frac{M_{ph}-1}{M_{ph}} \right)^2 \right)$.]

avec $K = \frac{\beta}{\alpha}$ rapport des coefficients d'ionisation.

En choisissant $0,1 \leq K \leq 0,125$, on trouve un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux pour la diode Schottky.

b) Photodiode PIN : L'expression du facteur d'excès de bruit donnée dans la littérature pour

une injection d'électrons à $\lambda = 881 \text{ nm}$ (Fig. 14) est :

$$F(M_{ph}) = M_{ph} \left[1 - (1 - K) \left(\frac{M_{ph}^{-1}}{M_{ph}} \right)^2 \right] \quad (28)$$

$$K = \beta/\alpha$$

On obtient un accord satisfaisant entre la théorie de l'expérience en choisissant $0,1 \leq K \leq 0,125$ soit l'inverse $K' = K^{-1}$ compris entre 8 et 10. En éclairant le dispositif à $\lambda = 0,727 \mu\text{m}$, l'injection de trous montre que le superréseau n'apporte pas de réduction de bruit notable par rapport à l'homojonction GaAs dont la pente de bruit mesurée par Kanbe est $x_{ph} \approx 1$ puisque le rapport $K' = \alpha/\beta$ est sensiblement voisin de 1. Ces dispositifs fonctionnaient avec des champs électriques égaux à $3 \times 10^5 \text{ V/cm}$. [19]. Ce résultat semble conforme aux prévisions théoriques du paragraphe (1-4) concernant les trous pour lesquels le superréseau n'exerce aucune influence notable, ΔE_v étant trop faible.

4. Perspectives : puissance équivalente de bruit et M_{opt} optimum.

Le superréseau GaAs.GaAlAs pourrait être utilisé dans un dispositif à injection d'électrons, provenant des régions p et n⁻ de la jonction ou ils jouent un rôle prédominant. On pourrait alors espérer, compte tenu de ces propriétés : ($K' = \alpha/\beta \approx 8$ à 10), un facteur de bruit $F(M_{ph}) \approx 3$ pour $M_{ph} = 10$, ce qui donne un coefficient d'excès de bruit voisin de $x_{ph} = 0,4$, soit une pente $y = 2 + x_{ph} = 2,4$ [13]. Si on augmente le nombre d'étages du dispositif et leur largeur on peut diminuer le facteur d'excès de bruit [18].

On peut calculer à partir des propriétés de la diode PIN, la puissance équivalente de bruit PEB et le coefficient de multiplication optimum M_{opt} , soit :

$$PEB = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{4KT}{R_L} + S_{in} + 2q I_{obs \text{ inj}} M_{obs}^2 + 2q I_{ph \text{ inj}} M_{ph}^{2+x_{ph}} \right)^{1/2} \quad (29)$$

où R_L : résistance de charge de la diode = 50 ohms

$\frac{4KT}{R_L}$ bruit thermique de la résistance à la température ambiante

S_{in} : bruit propre de l'amplificateur transimpédance large bande $\approx 10^{-23} \text{ A}^2 \cdot \text{s}$.

$\sigma = M \sigma_0$. où la sensibilité σ_0 est donnée pour un facteur de multiplication $M = 1$.

On obtient alors :

$$PEB = \frac{1}{\sigma_0} \left(\frac{4KT}{M_{ph}^2 R_L} + \frac{S_{in}}{M_{ph}^2} + 2q I_{obs \text{ inj}} \frac{M_{obs}^2}{M_{ph}^2} + 2q I_{ph \text{ inj}} M_{ph}^{x_{ph}} \right)^{1/2} \quad (30)$$

Le PEB est d'autant plus faible que

- le bruit de l'amplificateur ramené à l'entrée est minimal,
- la résistance de charge R_L est grande,
- $I_{obs \text{ inj}}$ est faible, $I_{inj \text{ ph}}$ est petit,
- $F(M_{ph}) = M_{ph}^{x_{ph}}$ est minimum (injection d'électrons).

Le PEB passe par un minimum. Cette valeur est obtenue en annulant la dérivée de l'expression du PEB en fonction de M_{ph} . On obtient :

X: $\lambda_{ph} = 727 \text{ nm}$ (expérimental)

$\bar{X}$: $\lambda_{ph} = 881 \text{ nm}$ (expérimental)

$$\begin{cases}
 F(M_{ph}) = M_{ph} \left(1 + \left[\frac{(1-k)}{k} \right] \left(\frac{M_{ph}-1}{M_{ph}} \right)^2 \right) \\
 \begin{array}{l}
 5 \quad k = \beta/a = 1 \\
 6 \quad k = 0.5
 \end{array}
 \end{cases}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{injection de trous}$$

$$\begin{cases}
 F(M_{ph}) = M_{ph} \left(1 - (1-k) \left[\frac{M_{ph}-1}{M_{ph}} \right]^2 \right) \\
 \begin{array}{l}
 1 \quad k = 1/50 \\
 2 \quad k = 1/20 \\
 3 \quad k = 1/10 \\
 4 \quad k = 1/8 \\
 5 \quad k = 1
 \end{array}
 \end{cases}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{injection} \\ \text{d'électrons} \end{array}$$

(Théoriques)

Fig. 14. — Facteur d'excès de bruit en fonction du coefficient de multiplication de la photodiode PIN., $\times$ $\lambda = 727 \text{ nm}$ expérimental, $\bar{X}$: $\lambda = 881 \text{ nm}$ expérimental, : $F(M_{ph}) = M_{ph} \left(1 + \left(\frac{1-K}{K} \right) \left(\frac{M_{ph}-1}{M_{ph}} \right)^2 \right)$.
 [Excess noise factor versus the multiplication factor in the PIN. photodiode, $\times$: $\lambda = 727 \text{ nm}$ expérimental, $\bar{X}$: $\lambda = 881 \text{ nm}$ expérimental, : $F(M_{ph}) = M_{ph} \left(1 + \left(\frac{1-K}{K} \right) \left(\frac{M_{ph}-1}{M_{ph}} \right)^2 \right)$.]

$$M_{\text{opt}} = \left[\frac{\frac{4KT_0}{R_L} + S_{\text{in}} + 2q I_{\text{obs inj}} M_{\text{obs}}^2}{q x_{\text{ph}} I_{\text{ph inj}}} \right]^{\frac{1}{2+x_{\text{ph}}}} \quad (31)$$

$2q I_{\text{obs inj}} M_{\text{obs}}^2$: bruit à l'obscurité que nous prendrons égal à $10^{-22} \text{ A}^2\text{s}$

$\frac{4KT}{R_L} + S_{\text{in}} = 3,2 \times 10^{-22} \text{ A}^2\text{s}$ pour $R_L = 50 \text{ ohms}$

$x_{\text{ph}} = 0,4$: injection d'électrons

$I_{\text{ph inj}} = 2 \times 10^{-6} \text{ A}$: photocourant injecté.

On obtiendrait alors un coefficient de multiplication optimum de l'ordre de 30 et une puissance équivalente PEB = $5.10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ en prenant $\sigma_0 = 0,3 \text{ A/W}$.

5. Conclusion.

Les caractéristiques de ces prototypes de photodétecteurs à superréseau GaAlAs présentées dans cette étude sont tout à fait encourageantes. Elles montrent des valeurs du rapport des coefficients d'ionisation $K = 8$ pour une injection d'électrons en accord avec des résultats déjà publiés dans la littérature [18]. Ces dispositifs test ont des performances convenables de détection, à savoir :

$$M_{\text{opt}} \approx 30 \text{ sur charge } R_L = 50 \Omega \text{ avec un PEB} \approx 5 \times 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$$

Remerciements.

Nous remercions vivement M.C. Minot du C.N.E.T. Bagneux, pour les mesures du photocourant en fonction de la longueur d'onde.

Bibliographie

- [1] ALABEDRA R., MAILLE C., SAID T. and LECOY G., *Anm. Telecommunic.* **35** (1980).
- [2] MAILLE C., Thèse de Doctorat d'Etat U.S.T.L., juillet 1980.
- [3] ALABEDRA R., ORSAL B., LECOY G. and PICHARD G., *I.E.E.E. Trans. Electron. Devices ED* **32** (1985) 1302-1306.
- [4] MC INTYRE, *I.E.E.E. Trans. Electron Devices - ED* **13** (1966) pp. 164-168.
- [5] TAGER A.S., *Sov. Phys. St.* **6** (1965) 1919.
- [6] STILLMAN G.E. and WOLFE C.M., "Avalanche photodiodes" pp 291-393 - *Semiconduct and Semimet*, Vol. 12 *Infrared Detectors II* (Academic Press, New-York 1977).
- [7] CHIN R., MOLONIAK N., STILLMAN G.E., TANG J.Y. and HESS K., *Electron. Lett.* **16** (1980) 467.
- [8] CAPASSO F., TSANG W.T., MUTCINSON A.L. and WILLIAMS G.F., *Appl. Phys. Lett.* **40** (1982) 38.
- [9] MICKMOTT T.W., SOLOMON P.M., FICHER R. and MORKOC M., *J. Appl. Phys.* **57** 15th April 1985.
- [10] DINGLE R., WEIGMANN W. and HENRY C.H., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 827.
- [11] FORREST S.R., 'Measurements of Energy Band Offsets" p 311-375 Ed. F. Capasso (North Holland) 1987.
- [12] SCHOKLEY W., *Solid. State. Electron.* **2** (1961) pp 35,67.
- [13] ORSAL B., Thèse Doctorat d'Etat U.S.T.L. (1986).

- [14] CAPASSO F., "Physics of Avalanche Photodiodes" Semiconductions and Semimetals (Academic press) **22** (1985) pp 2-168.
- [15] SHKIJ O. S., HESS K. and STILLMANN G.E., *Appl. Phys. Lett.* **38** 89.
- [16] LIPPENS D. and BEDU P., Rapport d'activité CHS - Lille, Octobre 1989.
- [17] ORSAL B. and ALABEDRA R., Rapport d'activité CHS - Lille - J.D.R. (III-V) C.N.R.S., Octobre 1990, Paris.
- [18] CAPASSO F., TSANG W.T. and WILLIAMS G., *I.E.E.E. Trans. Electron. Devices* **ED 30** (1983) pp 381-390.
- [19] KANEDA T. and KANBE H., "Optical Devices and Fibers" Ed. Y. Svematsu Ohmsha, TOKIO, 5 p 48.

Cet article a été imprimé avec le Macro Package "Editions de Physique Avril 1990".