



HAL
open science

Les photodiodes à avalanche Hg_{0,4}Cd_{0,6}Te à $\lambda = 1,55$ μm . Bruit près de la résonance due au couplage spin-orbite

B. Orsal, R. Alabédra, M. Valenza, G. Lecoy, J. Meslage, C. Boisrobert

► **To cite this version:**

B. Orsal, R. Alabédra, M. Valenza, G. Lecoy, J. Meslage, et al.. Les photodiodes à avalanche Hg_{0,4}Cd_{0,6}Te à $\lambda = 1,55$ μm . Bruit près de la résonance due au couplage spin-orbite. *Revue de Physique Appliquée*, 1987, 22 (4), pp.227-233. 10.1051/rphysap:01987002204022700 . jpa-00245535

HAL Id: jpa-00245535

<https://hal.science/jpa-00245535v1>

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.

Classification
 Physics Abstracts
 25.20D — 42.50

Les photodiodes à avalanche $\text{Hg}_{0,4}\text{Cd}_{0,6}\text{Te}$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Bruit près de la résonance due au couplage spin-orbite

B. Orsal (*), R. Alabedra (*), M. Valenza (*), G. Lecoy (*), J. Meslage (**), et C. Boisrobert (***)

(*) C.E.M. (CNRS UA 391), Université des Sciences et Techniques du Languedoc, 34060 Montpellier Cedex, France

(**) S.A.T., 41, rue Cantagrel, 75013 Paris Cedex, France

(***) C.N.E.T. Lannion, route de Trégastel, 22301 Lannion, France

(Reçu le 26 septembre 1986, accepté le 23 décembre 1986)

Résumé. — L'objet de ce papier est la caractérisation électrique et optique de trois photodétecteurs à avalanche $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ de technologie planar pour des compositions x différentes mais très voisines de 0,6 pour adapter ces composants à la photodétection à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. On montrera par l'analyse du bruit en régime de multiplication la grande dépendance du rapport $k = \frac{\beta}{\alpha}$ des coefficients d'ionisation respectivement des trous et des électrons en fonction du rapport Δ/E_g ou de x . En effet, aux environs de $x = 0,6$ dans l' $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ on est très proche de l'égalité $\Delta = E_g$ pour laquelle k passe par un maximum. Cette propriété de ce composé II-VI fait qu'il peut être considéré comme un bon candidat pour la réalisation de photodétecteurs à avalanche dans la fenêtre 1,3 à 1,6 μm pour les télécommunications à fibres optiques [1, 2].

Abstract. — This contribution is devoted to the electrical and optical characterization of three $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ avalanche photodiodes from planar technology with composition parameter x near 0.6. This alloy composition leads to devices that are well suited for 1.55 μm detection. From the noise analysis under multiplication we intend to show the tight dependence of the ratio $k = \frac{\beta}{\alpha}$ — of the hole and electron ionization coefficients respectively — upon the ratio Δ/E_g or x . It so turns out that in these $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ alloys around $x = 60 \%$, Δ is very close to E_g therefore k reaches its maximum value. Due to this physical property, this II-VI alloy may be considered as a good candidate among the semiconductor materials from which 1.3 to 1.6 μm avalanche photodiodes could be made and used in the fibre optics transmission systems [1, 2].

Introduction.

Nous présentons dans cette étude une caractérisation électrique et optique d'un essai de photodétecteurs à avalanche $\text{Hg}_{0,4}\text{Cd}_{0,6}\text{Te}$ développés par la S.A.T. pour de futures applications aux réseaux câblés par fibres optiques dans la fenêtre $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Précédemment il a déjà été analysé dans la littérature [1] les caractéristiques d'un photodétecteur $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ à la composition stœchiométrique $x = 0,7$ pour la longueur d'onde $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$.

Le choix de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ correspondant à $x = 0,6$ est d'autant plus justifié que pour cette valeur la largeur de la bande interdite E_g est sensiblement égale à Δ , écart dû au couplage spin-orbite [2], d'après des données récentes publiées dans la littérature [3]. Aussi, compte tenu des propriétés particulières de l'ionisation par impact [4] montrées dans le

cas de composés III-V tels que $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ avec lequel $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ présente une structure de bande semblable, il était important de déterminer l'ordre de grandeur du rapport $k = \frac{\beta}{\alpha}$ des coefficients d'ionisations respectivement des trous et des électrons pour trois compositions x très proches de la résonance pour lesquelles on a un rapport Δ/E_g légèrement supérieur à 1. On analysera donc dans ce papier les premiers résultats obtenus sur des photodiodes à avalanche $\text{Hg}_{0,4}\text{Cd}_{0,6}\text{Te}$ de structure planar, notamment le facteur d'excès de bruit $F(M)$ et les valeurs du rapport k pour ces trois valeurs de compositions x choisies. Nous présenterons dans le premier paragraphe la description du dispositif ainsi que ses principales caractéristiques électriques et optiques. Les études électrostatiques et électrocinétiques seront abordées successivement dans les paragraphes 2 et 3. Enfin, l'analyse du bruit en régime de

multiplication suivie d'une discussion constituera le paragraphe 4.

1. Description du dispositif.

Les dispositifs ont été élaborés sur un substrat $Hg_{0,6}Cd_{0,4}Te$ dont la technologie de fabrication a déjà été présentée dans la littérature [5, 6]. Le dopage du substrat de type p varie entre 5×10^{14} et $2 \times 10^{16} \text{ At.cm}^{-3}$. Ces photodiodes à avalanche réalisées en technologie planar présentent les caractéristiques moyennes suivantes :

- courant d'obscurité : $5 \text{ nA} < I_{\text{obs}} < 50 \text{ nA}$ à $V = -10 \text{ volts}$
- sensibilité à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $\sigma_0 = 0,8 \text{ A/W}$ à $M = 1$
- diamètre de la surface photosensible $\phi = 80 \mu\text{m}$
- plage de réponse spectrale $1 \mu < \lambda < 1,7 \mu\text{m}$
- capacité à -10 volts , $C < 1 \text{ pF}$
- bande passante à $M = 5$, 800 MHz .

L'analyse de ces composants est complétée par une étude au M.E.B. qui se résume en deux photographies.

La photo n° 1 d'un dispositif test est obtenue au M.E.B. en superposant deux images, celle obtenue en électrons secondaires (surface du dispositif) et celle obtenue en courant induit (tranche du dispositif). En effet le dispositif de la photo n° 1 a été coupé en son milieu sans trop d'altérations majeures pour la zone de charge d'espace. On reconnaît sur cette photo la surface photosensible avec son contact circulaire et son anneau de garde. En courant induit sur la tranche du composant on distingue nettement la zone de charge d'espace et celle de l'anneau de garde bien en regard avec le dessin géométrique de la surface. La photo n° 2 obtenue uniquement en courant induit à un autre grandissement sur la seule zone de charge d'espace pour des polarisations de 0 à -30 volts . L'analyse de cette extension de la zone

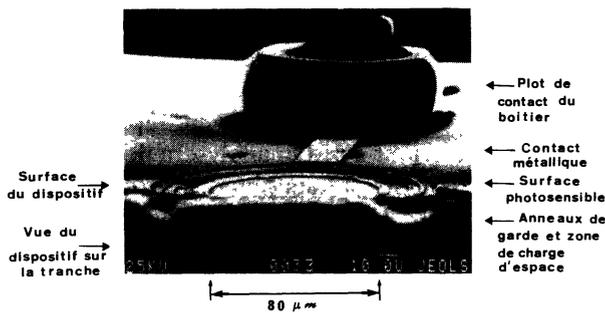


Photo 1. — Vue de la surface de la photodiode à avalanche et de la tranche avec anneaux de garde et zone de charge d'espace.

[View of APD surface with guard rings and space charge region.]

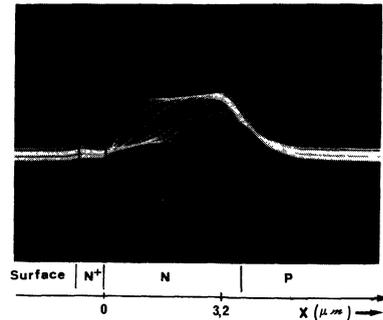


Photo 2. — Mise en évidence de l'extension de la zone de charge d'espace par réponse en courant induit du M.E.B. à : $V_p = 0$; -1 ; -2 ; -3 ; -4 ; -5 ; -10 ; -20 ; -30 volts .

[EBIC scan of space charge region extension : $V_p = 0$; -1 ; -2 ; -3 ; -4 ; -5 ; -10 ; -20 ; -30 volts .]

de charge d'espace obtenue au M.E.B. confirme tout à fait les données de l'extension de cette zone de charge d'espace déduites des mesures du $C = f(V)$ [1].

2. Etude électrostatique.

A partir de mesures classiques $C = f(V)$ nous obtenons le profil du dopage de la jonction repré-

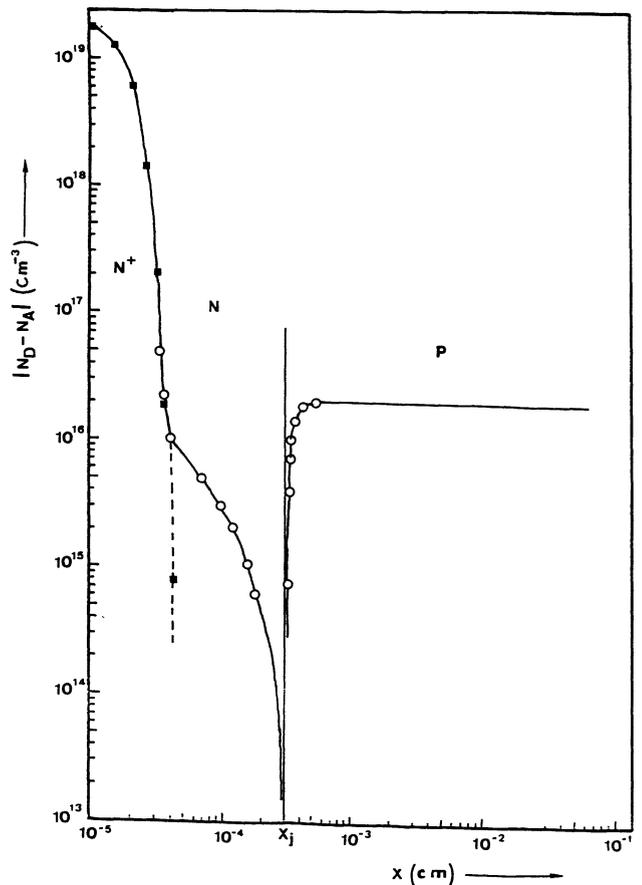


Fig. 1. — Profil de concentration des impuretés.

[Impurity concentration profile.]

senté figure 1. Ce profil est en bon accord au moins dans la zone n⁺ avec les points théoriques calculés à partir des données de l'implantation ionique. On retrouve dans la zone P le dopage du substrat de départ. On constate que le profil est graduel avec un gradient de concentration de l'ordre de $2,2 \times 10^{19} \text{at.cm}^{-4}$ et une extension de la zone de charge d'espace de l'ordre de 3 à 4 μm . En utilisant la relation donnant la tension de claquage V_b [7], à savoir :

$$V_b \approx 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{1,2} \left(\frac{a}{3 \times 10^{20}} \right)^{-0,4} \quad (1)$$

où E_g est de l'ordre de 0,78 eV et a gradient de concentration de l'ordre de $2,2 \times 10^{19} \text{cm}^{-4}$.

On trouve des tensions de rupture V_b en bon accord avec celles que nous avons déterminées expérimentalement. On obtient le profil du champ électrique $E(x)$ à différentes tensions de polarisation inverses en intégrant l'équation de Poisson sur la zone de charge d'espace. On constate sur la figure 2 que le profil du champ électrique $E(x)$ est bien celui obtenu pour une structure P.I.N. et qu'il est constant sur une grande partie de la zone de charge d'espace. L'ordre de grandeur des champs électriques maximaux est compris entre $2,3$ et $2,5 \times 10^5 \text{V.cm}^{-1}$. Les principaux résultats pour les trois stœchiométries retenues sont reportés dans le tableau I.

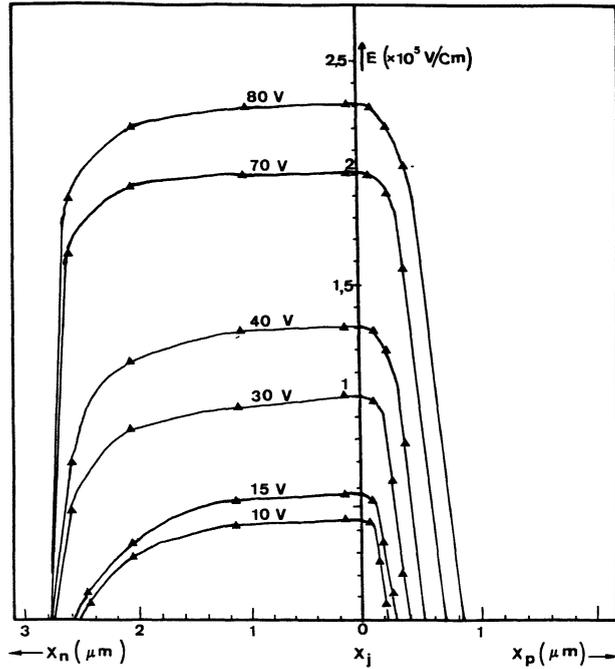


Fig. 2. — Profil du champ électrique dans la zone de charge d'espace.

[Electric field profile in the space charge region.]

3. Etude électrocinétique.

A partir des caractéristiques directes on tire les courants de saturation I_s , les facteurs d'idéalité n

Tableau I. — Principales caractéristiques des trois photodétecteurs.

[Main characteristics of three photodetectors.]

x stœchiométrie	0,62 ± 0,01	0,61 ± 0,01	0,60 ± 0,01
N° du composant	ϕ 287	ϕ 551	ϕ 646
a en cm^{-4}	$5,5 \times 10^{19}$	$2,2 \times 10^{19}$	$2,3 \times 10^{19}$
V_b calculée en volts	72	106	103
V_b mesurée en volts	68	101	101
E champ maximum en V.cm^{-1}	$2,3 \times 10^5$	$2,4 \times 10^5$	$2,3 \times 10^5$
I_s en A courant de saturation	8×10^{-10}	6×10^{-9}	$4,9 \times 10^{-9}$
Coefficient d'idéalité n	1,38	1,36	1,38
λ_c longueur d'onde de coupure en μm	1,6	1,63	1,67
gap E_g en eV	0,78	0,76	0,74
σ_0 en A/W	0,8	0,6	0,55
$M = (V = 0,95 V_B)$	6	3	3

que nous avons reportés pour les trois dispositifs dans le tableau I. Les processus de conduction en direct sont dus à la G.R. et à la diffusion. Les figures 3 et 4 représentent les caractéristiques inverses à l'obscurité et sous éclairement à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Pour les caractéristiques inverses à l'obscurité on a constaté que pour des tensions inférieures à 100 mV on retrouve bien l'ordre de grandeur du courant I_s de saturation déterminé précédemment par l'extrapolation à $V = 0$ de la caractéristique directe. Le courant de saturation I_s est la somme d'une composante de diffusion dans la région neutre et d'une composante G.R. de la zone de déplétion, soit :

$$I_s = \left[q \sqrt{\frac{D_n n_i^2}{\tau_n N_A}} + \frac{q n_i W}{2 \tau_e} \right] A \quad (2)$$

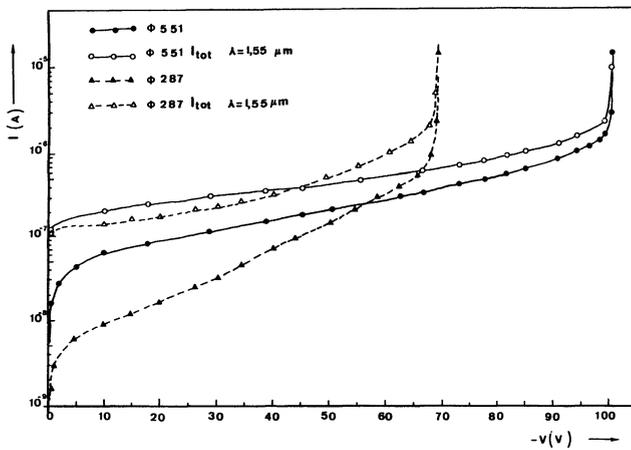


Fig. 3. — Caractéristiques inverses à l'obscurité et sous éclairement à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ des photodiodes 551 et 287.

[Reverse bias I - V characteristics under darkness and $1.55 \mu\text{m}$ illumination on samples 551 and 287.]

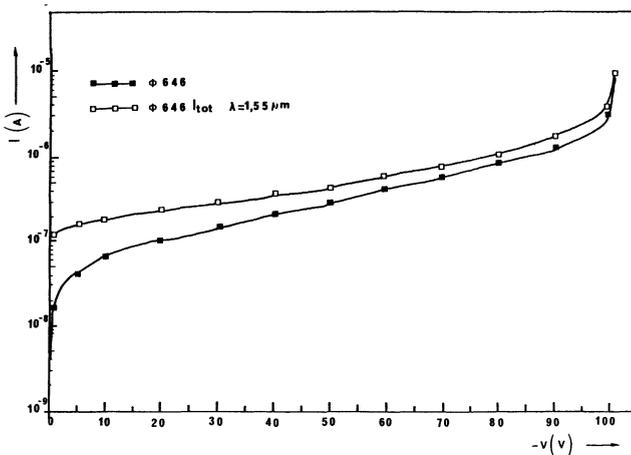


Fig. 4. — Caractéristiques inverses à l'obscurité et sous éclairement à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ de la photodiode 646.

[Reverse bias I - V characteristics under darkness and $1.55 \mu\text{m}$ illumination of sample 646.]

où

$$q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$n_i = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ concentration intrinsèque de } \text{Hg}_{0,4}\text{Cd}_{0,6}\text{Te}$$

$$W = 2 \text{ à } 3 \mu\text{m à } -10 \text{ volts déduit du } C = f(V)$$

$$A = 1,32 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ surface effective de la diode}$$

$$\tau_e = 10^{-7} \text{ s durée de vie effective dans la zone de charge d'espace}$$

$$N_A = 1,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ concentration du substrat P}$$

$$\tau_n \approx 5 \times 10^{-8} \text{ s durée de vie des électrons dans la zone P}$$

$$D_n \approx 50 \text{ cm}^2/\text{s coefficient de diffusion des électrons dans la zone P.}$$

Les écarts constatés des valeurs de I_s entre les 3 composants étudiés proviennent de la variation des paramètres D_n , τ_n , N_A , τ_e car les 3 dispositifs ont été élaborés sur 3 substrats différents de compositions stœchiométriques voisines mais différentes. Au-delà d'une trentaine de volts l'augmentation du courant est due à l'ionisation par impact.

Les caractéristiques inverses sous éclairement à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ sont également reportées sur les figures 3 et 4. Là aussi au-delà de la trentaine de volts le photocourant est multiplié et sa croissance est beaucoup plus rapide que celle due à l'effet de l'extension de la zone de charge d'espace. Ceci est dû à la multiplication des trous minoritaires injectés par le côté N^+ dans la jonction. Pour compléter cette caractérisation au premier ordre nous présentons à titre d'exemple la réponse spectrale des trois photodiodes sur la figure 5. On atteint le maximum de cette réponse σ_0 (à $V = -1$ volt) $\approx 0,8 \text{ A/W}$ sur le domaine spectral de $1,3$ à $1,6 \mu\text{m}$. Le gap E_g est déterminé au moyen de la longueur d'onde de coupure λ_c . La réponse spectrale conserve la même

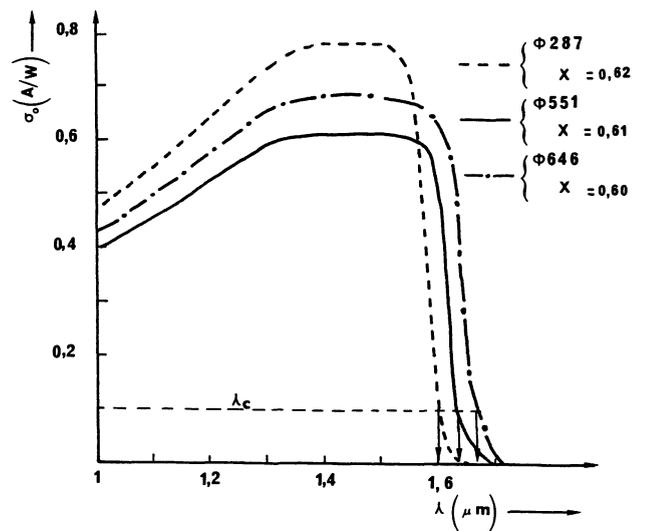


Fig. 5. — Réponse spectrale des trois photodiodes à avalanche à $V = -10$ volts.

[Spectral response of the three avalanche photodetectors under bias $V = -10$ volts.]

forme en régime de multiplication et on détermine par exemple le coefficient de multiplication M_p en faisant le rapport de la réponse spectrale à la tension V de polarisation sur la réponse spectrale obtenue à $V = -30$ volts en l'absence de multiplication, soit :

$$M_p(V, \lambda = 1,55 \mu\text{m}) = \frac{\sigma(V, \lambda = 1,55 \mu\text{m})}{\sigma_0(V = -30 \text{ V}, \lambda = 1,55 \mu\text{m})} \quad (3)$$

Naturellement pour que l'ensemble de ces mesures ait un sens, il faut que la multiplication soit uniforme et qu'il n'y ait donc pas de microplasmas [8]. Les longueurs d'onde de coupure λ_c , les valeurs du gap E_g , la sensibilité σ_0 à $M = 1$ pour les 3 composants sont reportées dans le tableau I.

4. Bruit en régime de multiplication.

Dans ce paragraphe nous nous intéresserons uniquement à la partie blanche du spectre de bruit. Les méthodes de mesure de bruit font appel à la F.F.T. pour des fréquences inférieures ou égales à 100 kHz [1] et à des techniques analogiques pour des fréquences supérieures à 100 kHz. Les variations de la densité spectrale $S_i(f)$ en A^2/Hz en fonction du courant d'obscurité I_{obs} sont représentées figure 6

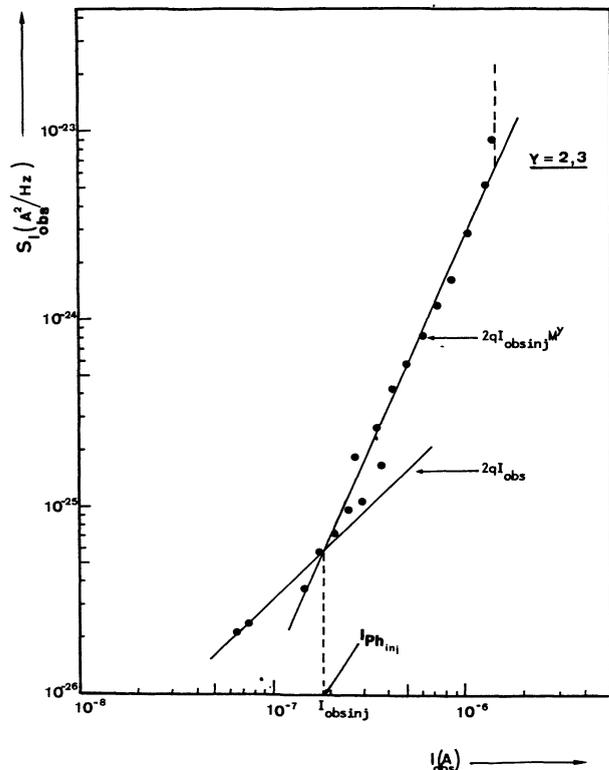


Fig. 6. — Variations de la densité spectrale en fonction du courant d'obscurité de la photodiode à avalanche 551.

[Plots of noise spectral density $S_i(f)$ versus dark current of avalanche photodiode 551.]

pour la photodiode 551. De façon tout à fait analogue pour les 3 dispositifs on retrouve pour des tensions inférieures à une trentaine de volts le bruit de grenaille donné par :

$$S_i(f) = 2 q I_{\text{obs}} \quad (4)$$

Au-delà de cette tension le champ électrique E est suffisamment grand pour que l'ionisation ait lieu. On a alors du bruit de multiplication donné par :

$$S_i(f) = 2 q I_{\text{obsinj}} \cdot M^y \quad (5)$$

où M est le coefficient de multiplication macroscopique du courant d'obscurité injecté I_{obsinj} et y un exposant qui dépend du matériau, de l'injection des porteurs, du rapport k des coefficients β et α et du champ électrique.

La relation empirique 5 dans le cas de la figure 6 est bien vérifiée jusqu'à des courants de 2×10^{-6} A. Le courant I_{obsinj} pour cette diode est de l'ordre de 2×10^{-7} A. Le résultat essentiel de cette mesure est que le coefficient y est compris entre 2,2 et 2,5 pour les 3 photodiodes, ce qui laisse présumer que k est bien différent de 1. Il semblerait que l'injection non contrôlée à l'obscurité serait due aux trous provenant du côté $\text{N}^+ \text{N}$ de la diode. On a reporté dans le tableau II les différentes valeurs du coefficient y correspondant aux 3 structures étudiées.

Sans rien changer aux conditions de polarisation, on éclaire les échantillons à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ du côté N^+ . On considère en première approximation que les bruits du photocourant et du courant d'obscurité ne sont pas corrélés.

Ainsi tant que la multiplication n'apparaît pas, la densité spectrale en fonction du courant total I_{tot} s'écrit :

$$S_{i_{\text{tot}}}(f) = 2 q I_{\text{tot}} = 2 q (I_{\text{obs}} + I_{\text{ph}}) \quad (6)$$

En régime de multiplication on mesurera le bruit dû au courant d'obscurité plus celui dû au photocourant, tous les deux multipliés avec des coefficients de multiplication différents. Mais, ayant déjà déterminé expérimentalement le bruit à l'obscurité on déterminera le bruit dû au seul photocourant en retranchant au bruit total du dispositif le bruit d'obscurité. On aura donc :

$$S_{i_{\text{ph}}}(f) = 2 q I_{\text{phinj}} M_{\text{ph}}^y \quad (7)$$

avec

$$M_{\text{ph}} = \frac{I_{\text{ph}}(V)}{I_{\text{phinj}}}$$

Ce qui donne en fonction du courant total I_{ph} :

$$S_{i_{\text{ph}}}(f) = 2 q \frac{1}{I_{\text{phinj}}^{y-1}} I_{\text{ph}}^y \quad (8)$$

Donc, en traçant $S_{i_{\text{ph}}}(f) = f(I_{\text{ph}})$ on détermine le

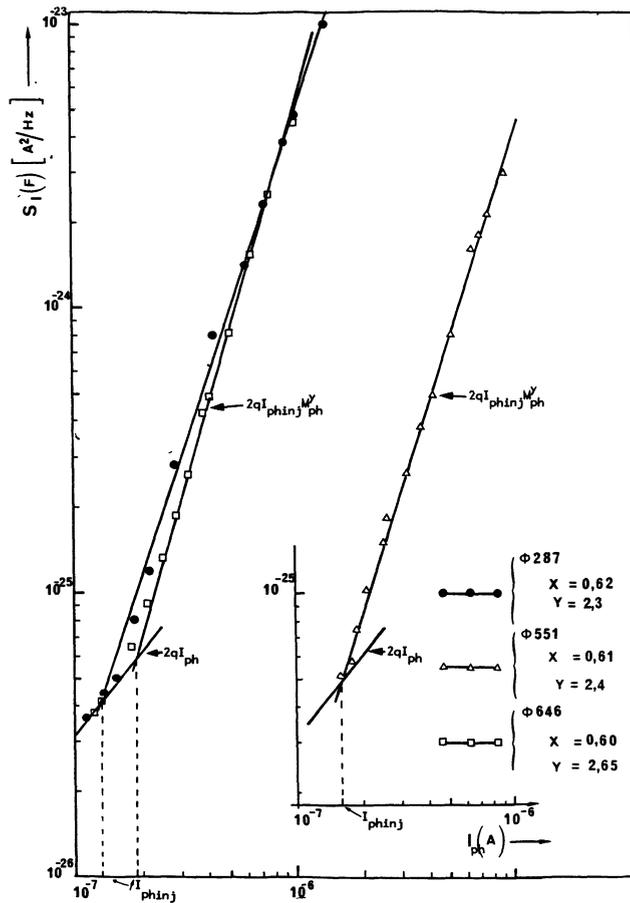


Fig. 7. — Variations de la densité spectrale $S_{iph}(f)$ en fonction du photocourant I_{ph} des 3 photodétecteurs à avalanche.

[Plots of noise spectral density $S_{iph}(f)$ under illumination versus photocurrent I_{ph} of the three avalanche photodiodes.]

coefficient y avec une précision de l'ordre de 5 à 10 %. On a représenté sur la figure 7 $S_{iph}(f) = f(I_{ph})$ pour les 3 photodétecteurs étudiés. Les valeurs des coefficients y à l'obscurité et sous éclaircissement sont reportées dans le tableau II. A partir de ces résultats expérimentaux on peut écrire la densité spectrale relative au photocourant sous la forme :

$$S_{iph}(f) = 2qI_{phinj} M_{ph}^2 F(M_{ph}) \quad (9)$$

où $F(M_{ph})$ est le facteur d'excès de bruit qui dépend du rapport k selon la relation de Mc Intyre [9] :

$$F(M_{ph}) = M_{ph} \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M_{ph}-1}{M_{ph}} \right)^2 \right] \quad (10)$$

dans le cas d'une injection pure de trous. En effet comme les photodétecteurs sont éclairés du côté N^+ à $\lambda = 1,55 \mu m$ et puisque le coefficient d'absorption α à cette longueur d'onde est de l'ordre de $2 \times 10^4 cm^{-1}$ alors la multiplication est essentielle-

ment initiée par les trous créés dans la zone N^+ . On a reporté sur la figure 8 les valeurs de $F(M_{ph})$ en fonction de M_{ph} pour les trois photodétecteurs. A l'aide de la relation (10) on détermine l'ordre de grandeur du rapport k dont les valeurs sont reportées dans le tableau II.

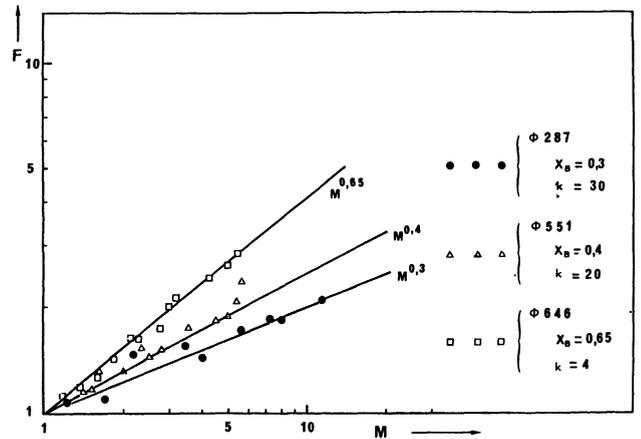


Fig. 8. — Variations du facteur d'excès de bruit $F(M_{ph})$ en fonction du facteur de multiplication M_{ph} des trois photodétecteurs à avalanche.

[Plots of excess noise factor $F(M_{ph})$ versus multiplication factor M_{ph} of the three avalanche photodetectors.]

5. Discussion.

On remarque en analysant les résultats du tableau II que le coefficient d'excès de bruit $x_B = y - 2$ varie avec le rapport Δ/E_g . On a ainsi pour $\Delta/E_g = 1,02$ un $x_B \approx 0,3$, pour $\Delta/E_g \approx 1,05$ un $x_B \approx 0,45$ et pour $\Delta/E_g \approx 1,08$ on a un $x_B \approx 0,65$. Ces résultats obtenus sur les 3 photodétecteurs à avalanche $Hg_{1-x}Cd_xTe$ de compositions stœchiométriques très proches et pour des champs électriques très voisins montrent à l'évidence la très grande influence de la structure de bande de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ au voisinage de $\Delta \approx E_g$ sur le rapport k . Ce résultat est tout à fait comparable à ceux obtenus sur le $Ga_{1-x}Al_xSb$ [4]. Le rapport k diminue très rapidement quand on s'écarte de la condition $\Delta/E_g = 1$. Dans cette étude le rapport k passe de 30 à 4 quand Δ/E_g varie de 1,02 à 1,08. Il ressort également des mesures de k réalisées dans les mêmes conditions [1] pour un $x \approx 0,7$ sur ce même type de photodétecteur, que toute la « résonance » due au couplage spin-orbit se situe pour l' $Hg_{1-x}Cd_xTe$ sur la plage de x de 0,55 à 0,7 avec un maximum probablement, dans l'état actuel de nos travaux théoriques et expérimentaux [6, 10], aux environs de $x = 0,6$. Des mesures sont en cours sur ces composants $Hg_{1-x}Cd_xTe$ pour des compositions de x allant de 0,7 ($\lambda = 1,3 \mu m$) à 0,44 ($\lambda = 2,2 \mu m$) afin de déterminer la variation de k en fonction de la composition x .

Tableau II. — Principales caractéristiques en régimes de multiplication.

[Main parameters of multiplication.]

	ϕ 287	ϕ 551	ϕ 646
E	0,78 eV	0,76 eV	0,74 eV
x (stoechiométrie)	$0,62 \pm 0,01$	$0,61 \pm 0,01$	$0,60 \pm 0,01$
Δ/E_g	1,02	1,05	1,08
Bruit à l'obscurité pente : y	2,2	2,3	2,5
Bruit du photocourant pente : y	2,3	2,4	2,65
Coefficient d'excès x_B bruit du photocourant	0,3	0,4	0,65
Facteur d'excès $F(M)$ expérimentaux	pour $M = 10$ $F(M) \simeq 2$	pour $M = 5$ $F(M) \simeq 1,75$	pour $M = 5$ $F(M) \simeq 2,65$
Rapport des coefficients d'ionisation $k = \beta/\alpha$	$k \simeq 30$	$k \simeq 20$	$k \simeq 4$

6. Conclusion.

Ces premiers résultats de la dépendance de $k = \frac{\beta}{\alpha}$ en fonction de la composition x pour la réalisation de photodiodes à avalanche $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ sont très

encourageants pour des x compris entre 0,5 à 0,7 pour la photodétection à avalanche dans les fenêtres 1,3 et 1,6 μm d'autant plus que ces dispositifs sont réalisés en technologie planar évitant ainsi tous les problèmes liés à la passivation de la technologie mesa.

Bibliographie

- [1] ALABEDRA, R., ORSAL, B., LECOY, G., PICHARD, G., MESLAGE, J., FRAGON, P., *I.E.E.E. Trans. Electron. Devices* **ED 32** (1985) 1302-1306.
- [2] MORITANI, A., TANIGUCHI, K., HAMAGUCHI, C., NAKAI, J., *J. Physical Soc. Japan* **34** (1973) 73-78.
- [3] NGUYEN VAN HUONG, C., HINNEN, C., TRIBOULET, R., LEMASSON, P., *J. Crystal Growth* **72** (1985) 419-425.
- [4] HILDEBRAND, O., KUEBART, W., BENZ, K. W., PILKUH, M. H., *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE 17** (1981) 284-288.
- [5] ROYER, M., BROSSAT, T., FRAGON, P., MESLAGE, J., PICHARD, G., N'GUYEN DUY, T., *Ann. Télécomm.* **98** (1983) 62-72.
- [6] MESLAGE, J., PICHARD, G., FRAGON, P., ROYER, M., N'GUYEN DUY, T., BOISROBERT, C., MORVAN, D., *Proc. SPIE, Geneva, April 18-22 1983*.
- [7] SZE, S. M. and GIBBONS, G., *Appl. Phys. Letter*, **8** (1966) 111-138.
- [8] ORSAL, B., ALABEDRA, R., LECOY, G., VALENZA, M., BENCHOUK, K., *Opto* **21** (1984) 19-24 (Ed. Masson, Paris).
- [9] MC INTYRE, R. J., *IEEE Trans. Electron. Devices* **TED 13** (1966) 164-168.
- [10] VERIE, C., RAYMOND, G., BESSON, J., N'GUYEN DUY, T., *J. Crystal Growth*, **59** (1982) 342-346.