



**HAL**  
open science

# LES DÉTECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS

A. Coche

► **To cite this version:**

A. Coche. LES DÉTECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS. Journal de Physique Colloques, 1969, 30 (C2), pp.C2-64-C2-69. 10.1051/jphyscol:1969209 . jpa-00213673

**HAL Id: jpa-00213673**

**<https://hal.science/jpa-00213673>**

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.

## LES DÉTECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS

A. COCHE

Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg-Cronenbourg

**Résumé.** — On décrit les principales applications des compteurs de rayonnements nucléaires à semi-conducteurs et on examine plus particulièrement la détection et la spectroscopie des particules lourdes ainsi que celles des rayons  $\gamma$  à l'aide des diodes au germanium compensé par du lithium. Parmi les caractéristiques de ces détecteurs, on considère essentiellement la résolution en énergie, l'efficacité et la résolution en temps. Les possibilités d'évolution des détecteurs à semi-conducteurs sont enfin envisagées.

**Abstract.** — The main applications of semiconductor particle detectors are described. Particular emphasis is given to detection and spectrometry of heavy particles, and  $\gamma$  rays using Ge(Li) diodes. Among other characteristic properties of these counters, energy resolution, efficiency and time resolution are considered in more detail. A final discussion is devoted to the possible evolution of semiconductor detectors.

Les détecteurs à semi-conducteurs dont on dispose actuellement, et qui n'utilisent pratiquement que le germanium et le silicium comme matériaux de départ, sont de deux types essentiels : des compteurs à jonctions N-P et à barrière de surface et des diodes NIP réalisées avec du germanium ou du silicium compensés au lithium. Les dispositifs du premier type ne diffèrent pas fondamentalement entre eux, car il est à peu près admis maintenant que, dans le cas d'un contact métal-semi-conducteur N (barrière de surface), une couche P apparaît sur la partie N en présence d'oxygène ou d'air à la température ordinaire. Les techniques de fabrication de ces détecteurs, bien que présentant de nombreuses variantes, peuvent être considérées comme ayant atteint un degré convenable de reproductibilité. Probablement à cause de la facilité de leur mise en œuvre, les compteurs à barrière de surface sont finalement plus répandus que ceux à jonction. Cependant, ces derniers peuvent être obtenus maintenant par la technique nouvelle, et extrêmement souple, d'implantation d'ions qui paraît très intéressante pour la préparation de jonctions (ou de contacts) sans élévation importante de température, en particulier sur les nouveaux matériaux semi-conducteurs. Avec le silicium le plus résistant actuellement disponible (quelques dizaines de milliers d'ohm-cm), on fabrique des diodes d'épaisseurs sensibles égales à quelques millimètres, dont l'emploi est par conséquent limité à la détection de particules lourdes d'énergies relativement faibles et d'électrons d'énergies infé-

rieures à 1 MeV (3 millimètres de silicium correspondent en effet au parcours d'un proton de 23 MeV ou d'un électron de 1,7 MeV). De très bonnes résolutions ont été trouvées avec ces détecteurs : les largeurs de raies sont respectivement égales à 11 keV pour des protons de 12 MeV [1] et des particules  $\alpha$  de 5 MeV [2] et à 2,1 keV pour des électrons de 976 keV (à 135 °K) [3].

Dans les compteurs de type NIP, une zone sensible beaucoup plus importante, de résistivité élevée (dite intrinsèque), est obtenue par compensation des centres accepteurs d'un semi-conducteur de type P par des impuretés donatrices, constituées par des ions lithium qui ont la propriété de migrer facilement dans les réseaux du silicium et du germanium. Appliquée d'abord au silicium, cette méthode a permis de réaliser, relativement facilement, des compteurs Si(Li) d'une dizaine de millimètres d'épaisseur qui, outre leur application à la détection des particules lourdes, sont intéressants en spectroscopie  $\beta$  (largeur de raie de 1,5 keV à 89,4 keV [4]) et peuvent être préférés aux détecteurs au germanium pour des rayons  $\gamma$  ou X de faible énergie. Par contre, lorsqu'on a essayé d'étendre au germanium cette méthode de compensation, des difficultés importantes, liées essentiellement aux caractéristiques du système germanium-lithium, sont apparues. On sait néanmoins fabriquer des diodes Ge(Li) de volumes importants, soit de type plan (de l'ordre de 20 cm<sup>3</sup>), soit, mieux, de structure coaxiale (jusqu'à 100 cm<sup>3</sup>). Un des intérêts essentiels

de ces compteurs réside dans leur excellente résolution en énergie (1,7 keV à 1 332 keV [5]).

Après ce bref rappel des caractéristiques générales des détecteurs à semi-conducteurs, nous passerons en revue les principaux problèmes qui se posent dans les applications à la physique nucléaire.

### I. Détection et spectroscopie des particules lourdes. —

Les détecteurs à semi-conducteurs réunissent, par rapport aux autres types de compteurs, un certain nombre d'avantages bien connus tels que leur linéarité, leur bonne résolution, leur rapidité, mais aussi la possibilité de faire varier facilement les dimensions de leur zone sensible et de discriminer différents types de particules. Leur inconvénient majeur est peut-être leur sensibilité aux doses élevées de rayonnements.

Jusqu'à ces toutes dernières années, leur emploi était limité à la détection de protons de 15 à 20 MeV : par suite de la faible mobilité des porteurs dans le silicium, la collection complète des charges était, en effet, beaucoup trop lente dès que l'épaisseur de la zone sensible dépassait quelques millimètres. Avec l'utilisation des compteurs Ge(Li), le remplacement du silicium par le germanium a apporté l'avantage essentiel d'un pouvoir d'arrêt beaucoup plus grand (des épaisseurs d'un centimètre de germanium et de silicium absorbent respectivement des protons de 60 et de 44 MeV) et d'une moindre sensibilité aux doses élevées de rayonnements. On a pu détecter ainsi des protons de 160 MeV avec une diode plane Ge(Li) de 5 cm de long, irradiée parallèlement à la face recouverte de lithium [6]. L'extension du domaine d'utilisation à des énergies plus élevées pose donc le problème de l'obtention de détecteurs de grande longueur dans lesquels les temps de collection des porteurs seraient suffisamment courts.

La résolution en énergie de ces compteurs est du même ordre de grandeur que celle des meilleurs spectrographes magnétiques. En fait, les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici font apparaître la plupart du temps des largeurs de raies (20 à 30 keV par exemple pour des protons de quelques MeV) considérablement plus grandes que la contribution du détecteur et des circuits électroniques associés : pour un détecteur au silicium, la largeur de raie correspondant aux fluctuations du nombre de porteurs de charge n'est en effet que de 7 keV pour une énergie de 12 MeV (en prenant le facteur de Fano égal à 0,2). Les causes d'élargissement sont souvent des phénomènes parasites liés aux conditions expérimentales (électrons secondaires émis par la cible, dispersion du faisceau incident, empilement des impulsions, réactions induites dans le semi-conducteur [7]). A basse énergie on a pu,

en utilisant des diodes à barrière de surface complètement désertées, des polarisations élevées et des systèmes électroniques appropriés, obtenir des largeurs de raies égales par exemple à 11 keV [1] avec des protons de 12 MeV et à 50 keV pour des ions  $^3\text{He}$  de 30 MeV [8]. A plus haute énergie, donc dans le cas des compteurs au germanium, les principales causes d'élargissement sont probablement, le plus souvent, la dispersion en énergie du faisceau et celle introduite par la fenêtre d'entrée constituée essentiellement par la paroi de l'enceinte qui contient le compteur. Pour des protons de 40 MeV par exemple, on a trouvé [9] que les contributions à la largeur de la raie égale à 33 keV étaient respectivement de 9,22 et 20 keV pour les fluctuations statistiques, la dispersion du faisceau et la fenêtre du détecteur. Pour fixer les idées, indiquons que les largeurs de raies observées actuellement sont égales à 650 [6] et 260 keV [10] respectivement pour des protons de 160 MeV et des deutons de 80 MeV. Deux autres facteurs entraînant une détérioration de la résolution doivent encore être pris éventuellement en considération : ce sont, d'une part les pertes par collisions nucléaires dans le cas des ions lourds [11], qui ont fait l'objet d'un certain nombre d'expériences au cours de ces dernières années, d'autre part la dispersion des pertes d'énergie dans les détecteurs minces et aux grandes énergies qui, d'après les résultats expérimentaux obtenus dans des compteurs Si(Li) avec des protons de 730 MeV et des particules  $\alpha$  de 910 MeV [12], est conforme à la théorie de Vavilov.

Une catégorie de dispositifs, particulièrement intéressante pour les expériences de spectroscopie des particules, est celle des détecteurs de localisation ou sensibles à la position. Ils sont constitués par une triode à barrière de surface or-silicium de grande longueur, dont la face arrière recouverte d'une couche de bismuth comporte deux contacts ohmiques à ses extrémités. La hauteur de l'impulsion apparaissant à l'un de ceux-ci est proportionnelle à la distance du point d'impact de la particule au contact, tandis que l'amplitude du signal sur l'électrode d'or est proportionnelle à l'énergie de la particule. Le groupe d'Heidelberg [13] a établi ce résultat en assimilant le détecteur à une ligne à constantes réparties et a étudié les principales caractéristiques de ces compteurs : pour que le système reste linéaire, et pour que le bruit soit faible, la résistance de la couche arrière doit être de l'ordre de 8 k $\Omega$  ; pour un détecteur de 50 mm de longueur et des particules  $\alpha$  de 5 MeV, la résolution en position est de 0,4 mm. Celle-ci est inférieure à 0,2 mm et le défaut de linéarité inférieur à 1 % pour

des compteurs obtenus par implantation d'ions [14], technique qui a également permis de réaliser des systèmes bidimensionnels sensibles à la position [15]. Avec de tels détecteurs placés dans le plan focal d'un spectromètre magnétique, les largeurs de raies dans les expériences d'identification de particules sont du même ordre de grandeur qu'avec des plaques photographiques [14] [16].

Les différentes méthodes de discrimination de particules ont été largement appliquées aux détecteurs à semi-conducteurs. L'association de compteurs  $E, dE/dx$  permet d'effectuer des mesures dans un très grand domaine d'énergie : d'une part, des diodes au silicium de  $7 \mu$  d'épaisseur ont été réalisées, d'autre part la méthode de Goulding perfectionnée est applicable dans un intervalle de 10 à 200 MeV. Aux faibles énergies où la perte d'énergie  $\Delta E$  dans le détecteur mince est petite et donc le procédé difficile à mettre en œuvre, on peut faire appel aux différences de temps de collection des porteurs avec la nature de la particule. En employant l'impulsion de courant [17], il est alors possible de discriminer par exemple des protons et des particules  $\alpha$  ou des protons et des deutons de quelques MeV. Ces différentes méthodes utilisent des diodes au silicium ; récemment, pour discriminer des protons, des deutons et des ions  $^4\text{He}$ , on a mis au point dans un seul cristal de germanium, un télescope de trois compteurs d'épaisseurs différentes, deux d'entre eux étant séparés par un trait de scie dans la région N diffusée [9].

**II. Spectroscopie  $\beta$ .** — Malgré les avantages de rapidité d'obtention d'un spectre, l'emploi des détecteurs à semi-conducteurs en spectroscopie  $\beta$  a été très limité jusqu'ici. Leur bonne résolution reste en effet inférieure à celle des meilleurs spectrographes magnétiques ; par ailleurs, la rétrodiffusion des électrons introduit une déformation du spectre qui dépend de leur énergie. Enfin, la nécessité d'opérer à basse température pour réduire le bruit et la présence d'une fenêtre d'entrée constituée par l'enveloppe du compteur et éventuellement par la zone N diffusée sont souvent des inconvénients supplémentaires. Celui dû à la rétrodiffusion peut être éliminé par détection de l'électron rétrodiffusé dans un compteur en anticoincidence, ou en faisant la somme des impulsions de deux compteurs formant un ensemble  $4\pi$ . Plusieurs dispositifs de ce type [18] [19] [20] ayant des résolutions de 2 % à 1 MeV ont été construits. Néanmoins, l'application la plus importante des détecteurs à semi-conducteurs en spectroscopie d'électrons paraît être l'association de deux compteurs, l'un au silicium Si(Li), l'autre au germanium Ge(Li), en vue de la détermi-

nation des coefficients de conversion par la méthode d'Easterday et Hollander.

**III. Spectroscopie  $\gamma$ .** — Mis à part le cas des énergies inférieures à 100 keV, elle fait appel uniquement aux diodes au germanium compensé au lithium. Depuis le premier détecteur, réalisé en 1963, de  $0,2 \text{ cm}^3$  de volume et de résolution 3,2 % à 661 keV, des progrès considérables ont été effectués (largeur à mi-hauteur de 1,7 keV à 1 332 keV pour des diodes de faibles dimensions, obtention de volumes utiles de  $100 \text{ cm}^3$  environ). Cependant la fabrication de ces détecteurs, au moins pour ceux de grand volume, dépend notablement des propriétés du matériau de départ. Parmi les caractéristiques de ces diodes, il semble important de considérer plus spécialement la résolution en énergie, l'efficacité et la résolution en temps.

*Résolution en énergie.* — Elle est liée à la fois au système électronique associé et au détecteur.

La contribution de l'amplificateur a été très notablement réduite par l'emploi, essentiellement, de transistors à effet de champ refroidis, mais aussi de liaisons continues, de dispositifs anti-empilement et de restauration de la ligne de base. Sans tenir compte des performances ultimes (280 eV) obtenues avec des transistors à effet de champ au germanium refroidis à la température de l'hélium liquide [21], on peut dire que maintenant la contribution du système électronique est couramment de l'ordre de 600 eV (l'augmentation avec la capacité étant de 20 eV/pF) ; elle représente, aux faibles énergies du rayonnement  $\gamma$ , la cause principale d'élargissement de la raie.

Dans la contribution du détecteur, il faut considérer tout d'abord les fluctuations statistiques du nombre de porteurs qui dépendent essentiellement de l'importance du facteur de Fano ; dans le cas du germanium, celui-ci a été trouvé, par divers auteurs, égal à 0,13 environ. La contribution de ces fluctuations à l'élargissement de la raie calculée à partir de ce résultat est égale respectivement à 0,54, 1,19 et 1,99 keV pour les rayonnements de  $^{57}\text{Co}$  (136,4 keV), de  $^{137}\text{Cs}$  (661,6 keV) et de  $^{88}\text{Y}$  (1 836 keV). Si on compare ces valeurs à celles (0,82, 1,41 et 2,19 keV) de la largeur totale de la raie mesurée avec un détecteur Ge(Li) de faible volume [5], on constate que ce phénomène constitue la principale limitation de la résolution du côté des énergies élevées et qu'il fournit la contribution la plus importante du détecteur à l'élargissement. La résolution est également diminuée par les fluctuations des courants de volume et de surface de la diode : on a trouvé [22] qu'un courant de volume de 1 nA introduit, pour un détecteur de petites dimensions, un élargissement de 0,7 keV ; par contre, la compo-

sante de surface, qui est en général la plus importante, n'est pas calculable ; on s'attache à la réduire par des traitements de surface convenables. Une partie non négligeable du courant pourrait être due à la détection par la diode du rayonnement thermique émis par son enceinte, en général maintenue à la température ambiante [23]. Enfin, un élargissement et une déformation des raies peuvent résulter d'une collection incomplète des porteurs de charge due à leur recombinaison ou plus souvent à leur capture par des pièges (trapping). Malgré les expériences effectuées par différents auteurs [24] [25] avec des faisceaux canalisés de rayons  $\gamma$  en vue de déterminer la hauteur d'impulsion, la résolution et le temps de transit des porteurs en fonction du point d'irradiation, la nature des pièges n'est pas connue ; l'importance du phénomène de « trapping » dépend essentiellement du matériau de départ et ne peut être réduite qu'en augmentant le champ électrique régnant dans la diode. En conclusion, pour améliorer la résolution, on a intérêt à choisir des diodes de dimensions et de capacités petites, ayant des courants de fuite aussi faibles que possible et supportant des tensions suffisantes pour que les porteurs atteignent leurs vitesses limites.

*Efficacité.* — La variation, avec l'énergie, de l'efficacité des détecteurs Ge(Li) est bien connue : suivant qu'on la rapporte au pic d'absorption totale ou à celui de double échappement, elle diminue ou passe par un maximum très large lorsque l'énergie augmente. L'efficacité croît naturellement avec le volume de la diode, mais moins vite pour le pic de double échappement que pour celui d'absorption totale (bien que l'efficacité rapportée à ce dernier soit plus petite en valeur absolue) [26]. Il faut remarquer que, lorsque l'épaisseur utile du compteur est telle qu'une fraction importante de l'intensité du faisceau  $\gamma$  est absorbée, on a intérêt à augmenter la surface plutôt que l'épaisseur. En outre, dans les détecteurs coaxiaux de grand volume, l'efficacité ainsi d'ailleurs que la résolution en énergie sont notablement réduites par suite de l'existence d'une région centrale de type P, inactive, qu'il est donc intéressant d'éliminer par perçage [25]. Par conséquent, il serait sans doute préférable, dans beaucoup de cas, de disposer de diodes planes de 25 cm<sup>2</sup> d'aire utile par exemple et de 2 cm d'épaisseur (que l'on sait obtenir par des procédés de double migration).

Pour tirer parti au maximum des qualités de résolution des compteurs Ge(Li), il est nécessaire d'augmenter le rapport  $h_{ph}/h_C$  des amplitudes du pic d'énergie totale et du fond Compton. Dans ce but, de nom-

breux auteurs ont mis au point des systèmes anti-Compton constitués d'une diode Ge(Li) de volume pouvant atteindre 30 cm<sup>3</sup> [27] [28], entourée d'un scintillateur annulaire, les deux compteurs étant montés en anticoincidence. Les dispositifs décrits diffèrent par la nature (INa(Tl), plastique ou combinaison des deux) du scintillateur, ses dimensions (diamètre atteignant 30 cm pour INa(Tl) [28] et 65 cm pour un scintillateur plastique [29]) et la possibilité de séparer l'anneau en deux ou plusieurs parties pour transformer le système en spectromètre de paires. L'amplitude du fond Compton est réduite en moyenne d'un facteur égal à 10 et un rapport  $h_{ph}/h_C$  égal à 150 a été trouvé avec le plus gros scintillateur plastique mentionné ci-dessus. Une seconde solution consiste à ne conserver, dans le pic d'énergie totale que les événements résultant d'une interaction (multiple) dans deux détecteurs réalisés dans un seul cristal (duode). A cette fin, on effectue la somme des signaux qui apparaissent en coïncidence dans les deux compteurs, obtenus en traçant un trait de scie à la surface du cristal, soit parallèlement aux génératrices en structure coaxiale [30], soit parallèlement à un des côtés pour un détecteur plan [31]. On peut également fabriquer, dans un même cylindre de germanium, deux diodes coaxiales, concentriques et séparées par une région de type P [32]. Par ces différents procédés, le rapport  $h_{ph}/h_C$  est multiplié par 5 environ, mais comme différents auteurs l'ont fait remarquer, aux dépens de l'efficacité. La réduction du fond facilite certainement l'interprétation des spectres complexes, mais la précision est souvent assez peu augmentée [33]. L'utilisation toute récente d'une diode puits [34] [35] permet aussi de réduire le fond Compton et de mettre en évidence des pics de somme.

*Résolution en temps.* — Si le prélèvement d'une information temporelle n'altère pas leur résolution en énergie, les compteurs Ge(Li) doivent présenter un grand intérêt dans la détermination des intervalles de temps courts (durée de vie d'états excités, temps-devol, ...). La résolution en temps que l'on peut obtenir avec ces détecteurs, est liée essentiellement à l'existence de fluctuations des temps de montée des signaux et au bruit du détecteur et des circuits associés. Le premier phénomène est dû aux différences des temps de transit des porteurs de charge depuis leur point de création jusqu'aux électrodes collectrices. Aux faibles énergies (< 100 keV) du rayonnement  $\gamma$  incident, on peut, en première approximation, considérer que les charges créées dans le semi-conducteur sont localisées ; les temps de montée, pour un détecteur plan, sont alors

compris entre deux valeurs limites, correspondant à une interaction, au centre de la diode pour la plus petite, au voisinage d'une électrode pour la plus grande. Une incertitude en temps apparaît donc au franchissement du seuil du système électronique associé; elle est évidemment d'autant plus grande que le niveau de ce seuil est plus élevé. Aux énergies couramment utilisées, le problème est plus complexe, d'une part parce que les charges créées dans la diode ne peuvent plus être considérées comme localisées et qu'il faut tenir compte du parcours des électrons secondaires, d'autre part parce qu'interviennent des interactions multiples. La forme de l'impulsion, qui dépend également du champ électrique et de la mobilité des porteurs, a été calculée par différents auteurs dans le cas de diodes planes [36] [37] ou coaxiales [38]. On peut en déduire la dispersion de l'instant de franchissement du seuil et, en prenant en considération le bruit, obtenir les courbes de résolution prompte pour différentes valeurs des paramètres (seuil, niveau de bruit, parcours de l'électron secondaire) [37]. Expérimentalement, ces courbes ont été tracées en effectuant des coïncidences entre un compteur à scintillations et une diode Ge(Li); d'une manière générale, ces distributions sont dissymétriques avec une traînée du côté des retards, qui augmente avec le niveau du seuil de déclenchement, mais leur forme n'est que partiellement en accord avec celle prévue par le calcul. Avec des détecteurs plans de faible épaisseur, des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de la nanoseconde ont été trouvées [36]. Dans le cas des diodes dites coaxiales, les premières expériences ont montré l'intérêt de l'utilisation d'une structure coaxiale « vraie ». Pour ces détecteurs, ayant en général des volumes beaucoup plus grands que les compteurs plans, la variation de la forme de l'impulsion suivant le point d'interaction du rayonnement est plus compliquée qu'il n'a été indiqué précédemment, par suite de la présence d'un champ non uniforme et de la possibilité accrue d'un « trapping ». Des résolutions de l'ordre de quelques nanosecondes pour des volumes de  $30 \text{ cm}^3$  peuvent être obtenues [39]. Ces performances sont encore améliorées par l'emploi de systèmes de compensation [40] qui rendent la distribution plus symétrique. Le mode de prélèvement des impulsions et le système de discrimination (par seuil ou par double différentiation et passage à zéro) influent notablement sur les valeurs trouvées [41].

En conclusion, nous examinerons brièvement les possibilités actuelles d'évolution des détecteurs à semi-conducteurs. Deux méthodes ont été préconisées pour éviter la compensation du germanium de type P

par migration de lithium. Dans la première, on s'est attaché à obtenir un matériau de grande pureté qu'il est donc inutile de compenser, mais sur lequel les contacts sont difficiles à établir [42]. La seconde consiste à produire, par irradiation  $\gamma$  de germanium N, des défauts correspondant à des niveaux accepteurs; on a réalisé ainsi des diodes N-I-P de quelques millimètres d'épaisseur qui peuvent être stockées à température ambiante et qui donnent, à  $77^\circ\text{K}$ , une largeur de raie de  $5,6 \text{ keV}$  à  $1\,332 \text{ keV}$  [43]; l'inconvénient de la dégradation de la durée de vie des porteurs, consécutive à la création de défauts, conduit à utiliser au départ un semi-conducteur très pur. Un problème important est la recherche, en vue de la spectroscopie  $\gamma$ , d'un matériau d'efficacité de détection plus élevée que celle du germanium et ayant une énergie d'activation assez grande pour permettre le fonctionnement à la température ambiante. Ces exigences et la nécessité de disposer d'un matériau sous forme de gros monocristaux, de résistivité élevée, dans lequel les mobilités des porteurs sont suffisantes, limitent étroitement le choix du semi-conducteur. Seul le tellurure de cadmium a fait l'objet de recherches suivies. Des diodes à barrière de surface ont été réalisées [44] [45]; bien que leur épaisseur utile soit encore très faible, des spectres  $\gamma$  ont été obtenus avec une largeur à mi-hauteur de  $7,5 \text{ keV}$  pour la raie de  $122 \text{ keV}$  de  $^{57}\text{Co}$  [44]. Les performances de ces détecteurs sont actuellement limitées essentiellement par la difficulté de préparation d'un semi-conducteur pur dans lequel les durées de vie des porteurs seraient assez grandes pour permettre la mise au point de diodes de volumes utilisables.

#### Bibliographie

- [1] ANDERSSON-LINDSTROEM (G.), *Nucl. Instr. Methods*, 1967, **56**, 309.
- [2] SIFFERT (P.), COCHE (A.) et HIBOU (F.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1966, **NS 13**, n° 3, 225.
- [3] MEYER (O.) et LANGMANN (H. J.), *Nucl. Instr. Methods*, 1966, **39**, 119.
- [4] ELAD (E.) et NAKAMURA (M.), *Nucl. Instr. Methods*, 1966, **41**, 161.
- [5] PALMS (J. M.), VENUGOPALA RAO (P.) et WOOD (R. E.), *Nucl. Instr. Methods*, 1968, **64**, 310.
- [6] GRUHN (C. R.), KUO (T.), GOTTSCHALK (B.), KANNENBERG (S.) et WALL (N. S.), *Phys. Letters*, 1967, **24B**, 266.
- [7] MAKINO (M. Q.), WADDELL (C. N.) et EISBERG (R. M.), *Nucl. Instr. Methods*, 1968, **60**, 109.
- [8] GARIN (A.), MOULIN (M.), CHIANELLI (C.) et DUCHAZEAUBENEIX (J. C.), Ce colloque.
- [9] GRUHN (C. R.), KUO (T.), MAGGIORE (C.), FREEDOM (B.), SAMUELSON (L.) et CHANDER (J.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, **NS 15**, n° 3, 337.

- [10] MARCUS (L.), DUHAMEL (G.) et LANGEVIN (H.), Ce Colloque.
- [11] SIFFERT (P.), FORCINAL (G.) et COCHE (A.), Ce Colloque.
- [12] MACCABEE (H. D.), RAJU (M. R.), et TOBIAS (C. A.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1966, NS 13, n° 3, 176.
- [13] KALBITZER (S.) et MELZER (W.), *Nucl. Instr. Methods*, 1967, 56, 301; MELZER (W.) et PÜHLHOFER (F.), *Nucl. Instr. Methods*, 1968, 60, 201.
- [14] LAEGSGAARD (E.), MARTIN (F. W.) et GIBSON (W. M.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 239.
- [15] KALBITZER (S.), BADER (R.), MELZER (W.) et STUMPF (W.), *Nucl. Instr. Methods*, 1967, 54, 323.
- [16] BOCK (R.), DUHM (H. H.), MELZER (W.), PÜHLHOFER (F.) et STADLER (B.), *Nucl. Instr. Methods*, 1966, 41, 190.
- [17] ALBERIGI QUARANTA (A.), MARTINI (M.), OTTAVIANI (G.) et ZANARINI (G.), *Nucl. Instr. Methods*, 1967, 57, 131.
- [18] REYNOLDS (J.) et PERSSON (P.), *Nucl. Instr. Methods*, 1965, 33, 77.
- [19] SHERA (E. B.), BEDESEM (M. P.) et CASPER (K. J.), *Rev. Sci. Instr.*, 1967, 38, 1110.
- [20] ANDERSEN (V.) et CHRISTENSEN (C. J.), *Nucl. Instr. Methods*, 1968, 61, 77.
- [21] ELAD (E.) et NAKAMURA (M.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 477.
- [22] DAY (R. B.), DEARNALEY (G.) et PALMS (J. M.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1967, NS 14, n° 1, 487.
- [23] Mc INTYRE (R. J.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 5, 6.
- [24] CHARTRAND (M. G.) et MALM (H. L.), *AECL-2764*, 1967; WEBB (P. P.), MALM (H. L.), CHARTRAND (M. G.), GREEN (R. M.), SAKAI (E.), et FOWLER (I. L.), *Nucl. Instr. Methods*, 1968, 63, 125.
- [25] GALLMANN (A.) et MOLINARI (M. A.), Ce Colloque.
- [26] CLINE (J. E.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 198.
- [27] ORPHAN (V. J.) et RASMUSSEN (N. C.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1967, NS 14, n° 1, 544.
- [28] HAOUAT (G.), LACHKAR (J.) et SIGAUD (J.), Ce Colloque.
- [29] COOPER (J. A.), WOGMAN (N. A.) et PERKINS (R. W.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 407.
- [30] KRANER (H. W.) et CHASE (R. L.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 381.
- [31] GRUHN (C. R.), KANE (J. V.), KELLY (W. H.), KUO (T.) et BERZINS (G.), *Nucl. Instr. Methods*, 1967, 54, 268.
- [32] PALMS (J. M.), WOOD (R. E.), et PUCKETT (O. H.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 397.
- [33] GALLOWAY (R. B.), *Nucl. Instr. Methods*, 1967, 55, 29.
- [34] HENCK (R.), SIFFERT (P.) et COCHE (A.), Ce Colloque.
- [35] SANTHANAM (S.), WEBB (P. P.) et MONARO (S.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1969, NS 16, n° 1, 75.
- [36] PIGNERET (J.), SAMUELLI (J. J.) et SARAZIN (A.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1966, NS 13, n° 3, 306.
- [37] BALLAND (J. C.), Thèses, Lyon (1967), LYCEN 6766.
- [38] SAKAI (E.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 310; SAKAI (E.) et Mc MATH (T. A.), *Nucl. Instr. Methods*, 1968, 64, 132.
- [39] STUCK (R.), MIEHE (J. A.), OSTERTAG (E.), HENCK (R.) et SIFFERT (P.), Colloque International sur l'Electronique Nucléaire, Versailles 1968, 27, 1.
- [40] FOUAN (J. P.) et PASSERIEUX (J. P.), *Nucl. Instr. Methods*, 1968, 62, 327.
- [41] DOUGLASS (T. D.) et WILLIAMS (C. W.), Colloque International sur l'Electronique Nucléaire, Versailles, 1968, 66, 1.
- [42] HALL (R. N.), *Semiconductor Materials for Gamma Ray Detectors*, New York, 1966, 27.
- [43] RYVKIN (S. M.), MATVEEV (O. A.), STROKAN (N. B.) et KHUSAINOV (A. K.), *Soviet. Phys. Doklady*, 1966, 10, 1116; RYVKIN (S. M.), MAKOVSKY (L. L.), STROKAN (N. B.), SUBASHIEVA (V. B.) et KHUSAINOV (A. K.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 226.
- [44] ARKAD'eva (E. N.), MASLOVA (L. V.), MATVEEV (O. A.), RYVKIN (S. M.), et RUD' (Y. V.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 258.
- [45] AKUTAGAWA (W.) et ZANIO (K.), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1968, NS 15, n° 3, 266.