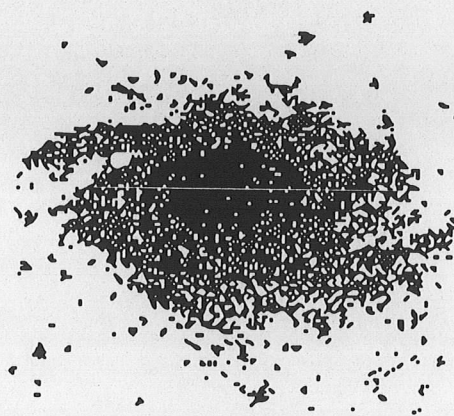
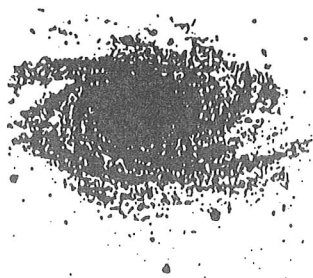


Photoconducteurs, BIB, photovoltaïques

J. Leotin



DRTBT 1992 -10.



**Détection de Rayonnements à très
Basse Température**

*2ème Ecole d'Automne La Londe Les Maures 92
du 21 au 26 septembre 1992*

PHOTOCONDUCTEURS - PHOTODETECTEURS BIB

Notes de Cours

Jean LEOTIN
Professeur à l'UPS
Laboratoire de Physique des Solides
Service National des Champs Magnétiques Pulsés
Toulouse

PHOTOCONDUCTEURS - PHOTODETECTEURS BIB

A. PHOTOCONDUCTEURS

I. INTRODUCTION

II. DESCRIPTION ELEMENTAIRE DES PHOTOCONDUCTEURS, PHOTODETECTEURS BIB ET DES PHOTODIODES

III. PHYSIQUE DE BASE DU PHOTOCONDUCTEUR

1. Mécanismes de conduction dans le semiconducteur homogène dopé à basse température.
2. Dynamique de la photogénération des porteurs, rendement quantique, durée de vie.
3. Expression du photocourant. Gain de photoconductivité
4. Sensibilité et couverture spectrale.
5. Vitesse de réponse du photoconducteur.
6. Facteur de mérite
7. Optimisation du photoconducteur

IV. QUELQUES TECHNOLOGIES ASSOCIEES AU PHOTOCONDUCTEUR

1. Technologie de réalisation
2. Circuits de lecture.

B. DETECTEURS A BANDE D'IMPURETES BLOQUEE ET COMPTEUR DE PHOTONS A STRUCTURE BIB

I.. INTRODUCTION

II. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE BIB ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

1. Structure BIB et principe de fonctionnement
2. Profil de champ électrique dans la structure polarisée en absence de photons
3. Photogénération et transport des photoélectrons
4. Quelques résultats sur les BIB Si:Sb
5. Quelques éléments de technologie.

III. LE DETECTEUR BIB PHOTOMULTIPLICATEUR. COMPTAGE DE PHOTONS

1. Conduction en l'absence de photons
2. Photogénération et transport des photoélectrons. Gain
3. Résultats performants chez Rockwell pour le BIB PM Si:As.

A. LES PHOTOCONDUCTEURS

I. INTRODUCTION

Le développement des détecteurs infrarouge proche et lointain très sensibles a été stimulé par l'Astrophysique spatiale qui peut s'affranchir de l'absorption importante de l'atmosphère terrestre et envisager la mesure de faibles flux de photons. Les programmes spatiaux réclament pour leurs instruments focaux des détecteurs mono-éléments, des barrettes ou des matrices pour l'imagerie dans un domaine spectral allant de $1 \mu\text{m}$ à 1mm de longueur d'onde.

Durant ces dernières années, un concept très prometteur de détecteurs a été proposé chez Rockwell aux USA. Il s'agit du détecteur à Bande d'Impuretés Bloquée communément désigné BIB. Le détecteur BIB peut présenter des sensibilités extrêmes allant jusqu'au comptage de photons. Il vient compléter les dispositifs photoconducteurs et photodiodes. Ces trois composants réalisent dans le domaine spectral allant de 1 à $200 \mu\text{m}$ la détection la plus sensible. Au-delà de $200 \mu\text{m}$, les bolomètres refroidis à des températures extrêmes prennent le relai.

Dans l'état actuel des technologies, dans la région spectrale $1-5 \mu\text{m}$, ce sont les photodiodes InSb, HgCdTe qui réalisent la détection la plus sensible. Les photoconducteurs et les détecteurs BIB sont appropriés à la région allant de 5 à $40 \mu\text{m}$. Le photoconducteur Ge:Ga couvre la gamme étendue de 50 à $200 \mu\text{m}$ par l'application d'une contrainte axiale.

Un détecteur idéal ne peut mesurer de faibles flux de photons que dans un environnement dont les flux de photons sont réduits, de sorte que les fluctuations de ceux-ci soient faibles par rapport au signal à mesurer. On distingue des flux d'environnement modérés (supérieurs à $10^5 - 10^8$ photons/s sur le détecteur) et des flux d'environnement faibles pouvant être réduits à 1 photon/s. La réduction des photons ambiants conduit à refroidir l'instrument et/ou à restreindre la région spectrale observée.

Un photodétecteur réel, polarisé par une tension, engendre en l'absence de photons un courant de repos mesuré dans le circuit extérieur. Les fluctuations de ce courant et le bruit dû à l'électronique de lecture sont réduits en refroidissant le détecteur et le premier étage d'amplification. Un faible bruit permet la mesure d'un faible photocourant. Ainsi un détecteur ultrasensible est inséparable de son circuit de lecture et de l'instrument dans lequel il est intégré. Remarquons que le faible courant de repos du détecteur polarisé en tension donne un dispositif à très haute impédance souvent supérieur à $10^{10} \Omega$ qui est lu par des dispositifs transistors à effet de champ JFET ou MOSFET refroidis.

D'une façon générale, la meilleure **sensibilité** est demandée, c'est-à-dire le photocourant le plus élevé possible pour un signal optique de puissance donné. Le **courant de repos** mesuré et le **bruit de lecture** les plus faibles sont aussi des conditions clés. De plus, une bonne **efficacité quantique**, c'est-à-dire le taux de photogénération de porteurs libres le plus élevé pour un signal optique donné est toujours requis.

L'exposé qui suit s'attache à présenter la physique de base de ces dispositifs en mettant en relief le dispositif BIB. Après une description élémentaire des trois dispositifs, photoconducteurs, BIB et photodiodes, dans une première partie, les mécanismes de conduction dans les semiconducteurs homogènes à basse température seront rappelés afin d'introduire les mécanismes de photoconduction dans les photoconducteurs et les composants BIB. Les facteurs de mérite et l'optimisation des photoconducteurs seront présentés. Dans une deuxième partie, le détecteur BIB et le photomultiplicateur BIB seront décrits de façon générale.

Pour finir seront présentés quelques perspectives ouvertes par des dispositifs nouveaux à l'étude.

II. DESCRIPTION ELEMENTAIRE DES TROIS DISPOSITIFS : PHOTOCONDUCTEURS, PHOTODETECTEURS BIB , ET PHOTODIODES

La représentation schématique de monoéléments est illustrée sur la figure 1. Le photoconducteur correspond à une structure n^+nn^+ dans laquelle la zone dopée active est la zone n , les deux zones adjacentes n^+ réalisant les contacts ohmiques. L'une de ces zones est semitransparente aux photons incidents.

Le composant BIB a une zone active un peu plus dopée que le photoconducteur de un ou deux ordres de grandeur. Une zone intrinsèque c'est-à-dire non dopée est intercalée entre l'électrode semitransparente n^+ constituant le contact ohmique et la couche active. On verra que cette zone intrinsèque constitue une barrière pour le courant de sauts entre les impuretés de la zone active (courant de bande d'impuretés).

La photodiode est de façon typique une structure p^+nn^+ . La zone active est la zone déserte de la jonction p^+n , la couche n^+ constituant un contact ohmique. Cette zone chargée électriquement engendre un champ interne qui n'existe pas à l'équilibre dans les autres dispositifs.

Ces trois dispositifs fonctionnent suivant le processus quantique de photogénération de porteurs libres suivi du transport de ces porteurs par un champ électrique vers le circuit extérieur mesurant leur débit (photocourant).

Les porteurs sont photogénérés soit par le mécanisme extrinsèque de photoionisation d'impuretés de type donneur ou accepteur dans les photoconducteurs et les structures BIB ou bien par le mécanisme intrinsèque de création d'une paire électron-trou dans les photodiodes, les structures BIB ou les photoconducteurs.

Le champ électrique résulte de la polarisation par un générateur externe sauf pour la photodiode qui possède déjà un champ interne que l'on peut éventuellement augmenter par une polarisation électrique externe.

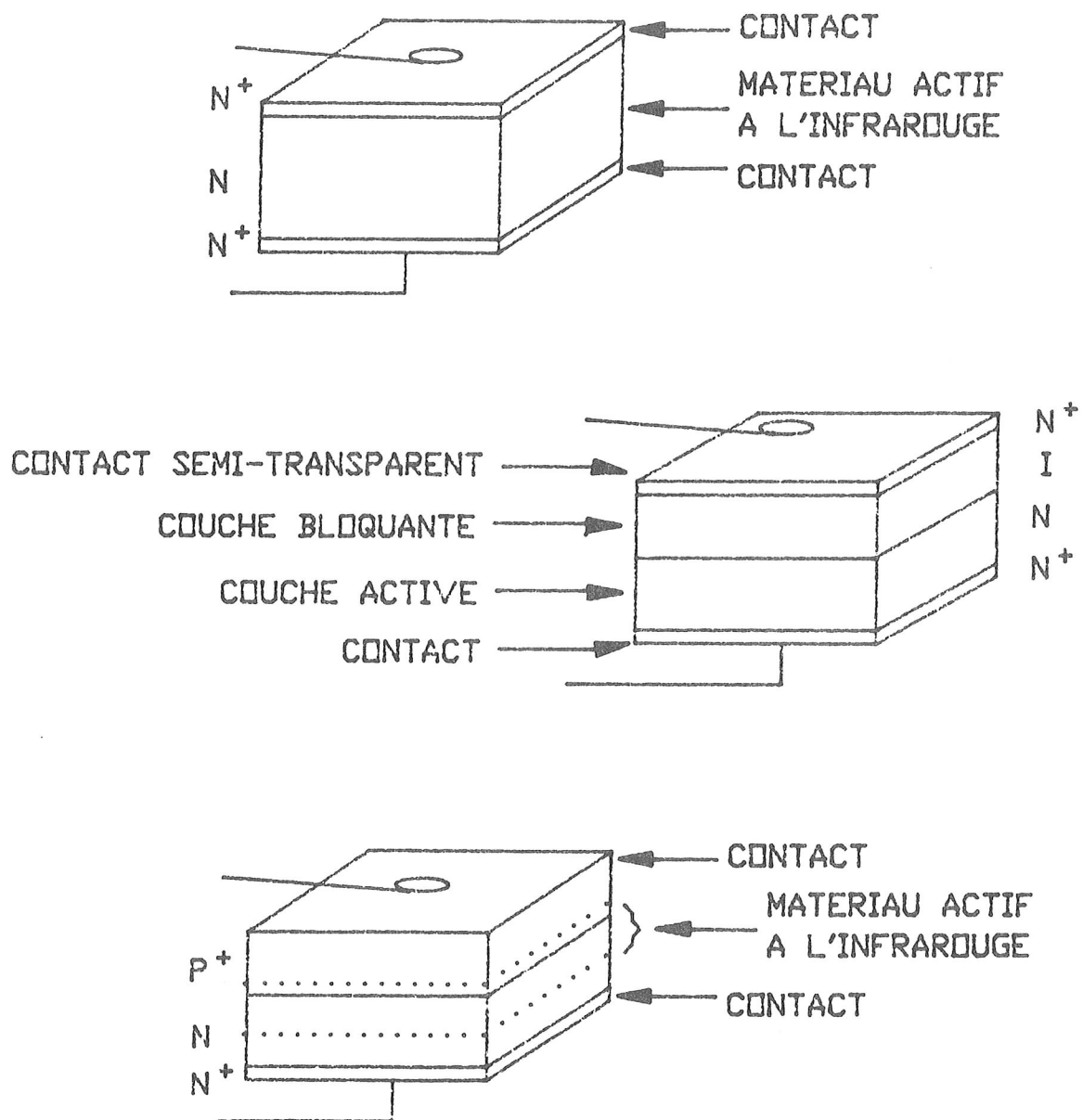
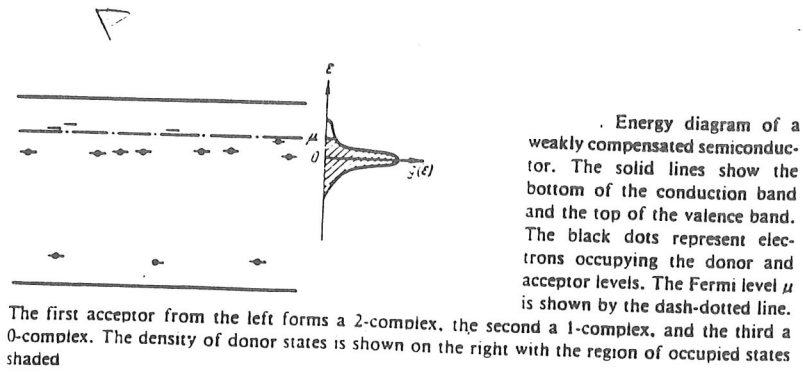
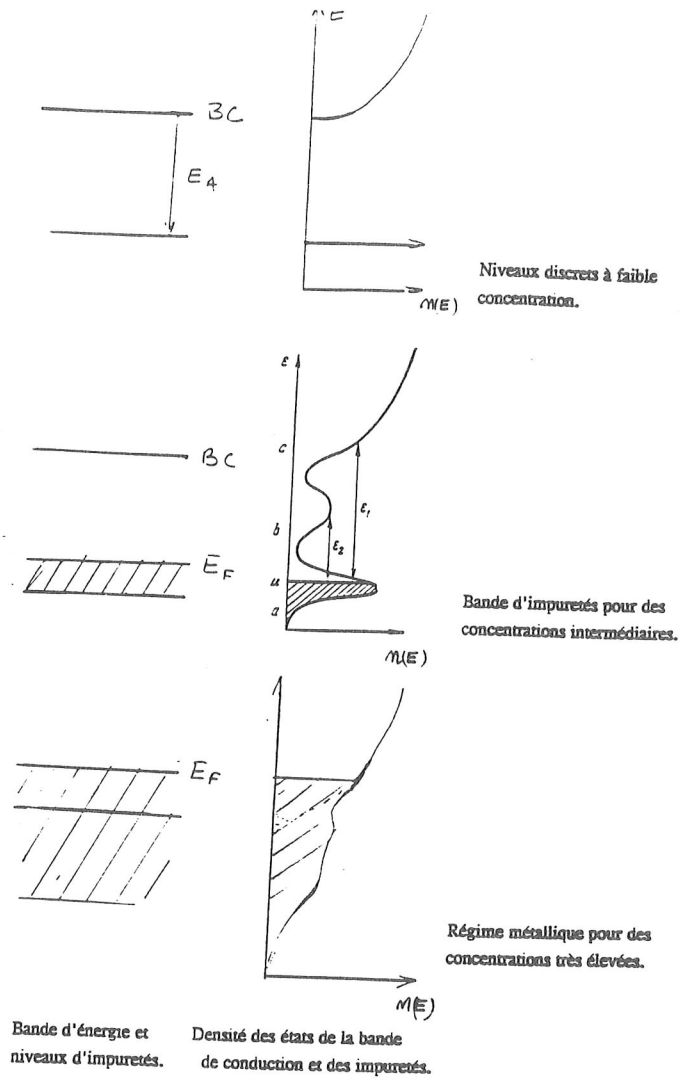


Figure 1 : Représentation schématique des trois dispositifs : photoconducteur, composant BIB et photodiode.



The first acceptor from the left forms a 2-complex, the second a 1-complex, and the third a 0-complex. The density of donor states is shown on the right with the region of occupied states shaded

B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Vol. 45 of Springer Series in Solid-State Sciences

Figure 2'

III. PHYSIQUE DE BASE DU PHOTOCONDUCTEUR.

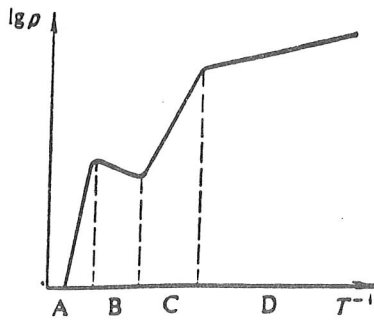
1. MECANISME DE CONDUCTION DANS LE SEMICONDUCTEUR HOMOGENE DOPE A BASSE TEMPERATURE.

Les basses températures correspondent aux températures normales d'utilisation des détecteurs au voisinage de 4K.

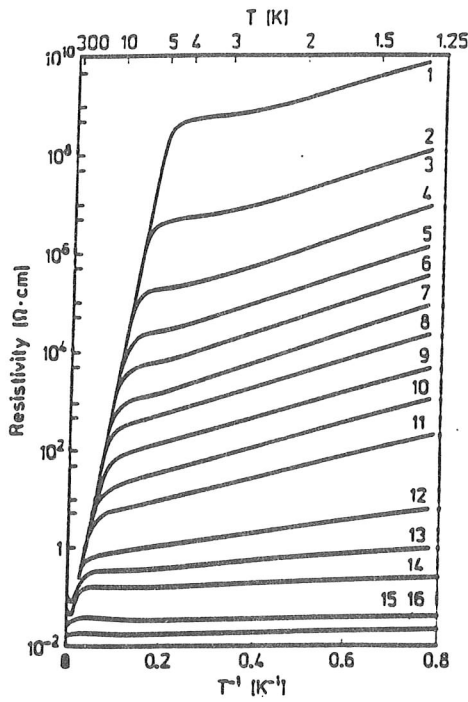
Les porteurs de charges du semiconducteur, électrons ou trous sont localisés à basse température autour des impuretés substitutionnelles (donneurs ou accepteurs) introduites par le dopage. Pour des concentrations modérées, le matériau est isolant à basse température en l'absence de photons (10^{14} cm^{-3} dans le germanium). Aux concentrations supérieures (10^{15} cm^{-3} dans le germanium) les impuretés sont plus rapprochées et les électrons peuvent sauter d'une impureté ionisée vers un site inoccupé et donner en présence d'un champ électrique une conduction par sauts (hopping). La conduction activée thermiquement, a une énergie d'activation inférieure à l'énergie d'ionisation de l'impureté dopante. Les niveaux d'énergie des électrons sont distribués dans une bande d'impuretés séparée de la bande de conduction. Aux concentrations plus élevées ($> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ dans le germanium), l'énergie d'activation thermique disparaît, les porteurs de charges sont libres à toutes températures comme dans un métal (cf figure 2).

La conduction dans une bande d'impuretés requiert des sites vacants pour le saut. Ces sites vacants sont créés dans un semiconducteur dopé par des donneurs en concentration N_D grâce à la présence inévitable de centres accepteurs en concentration N_A qui piègent chacun un électron et créent un nombre de donneurs ionisés de concentration $N_D^+ = N_A$. Il est commode de considérer qu'un trou chargé positivement est localisé sur un donneur ionisé et que les trous en concentration N_D^+ se déplacent par sauts. On décrira en terme de trous la conduction électrique dans la bande d'impureté de donneurs.

En présence de photons thermiques d'énergie voisine et supérieure à l'énergie d'ionisation, les impuretés dopantes sont photoionisées. Ainsi, des électrons sont transférés dans la bande de conduction si le matériau est dopé en donneurs. Les électrons de la bande de conduction, très mobiles, contribueront



Schematic temperature dependence of the resistivity of a lightly doped semiconductor (A) Intrinsic conduction range. (B) Saturation range of impurity conduction. (C) Freeze-out range. (D) Hopping conduction range

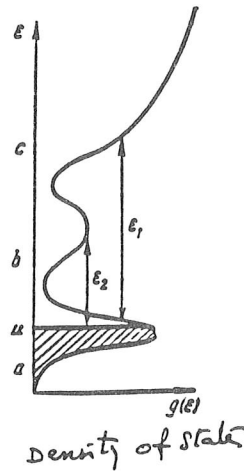
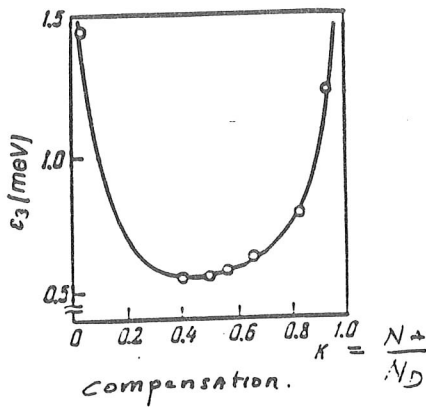


Resistivity of compensated p-germanium for $K = 0.4$ [4.6]. The curves correspond to the following acceptor concentrations (in cm^{-3}):

- (1) 7.5×10^{14}
- (2) 1.4×10^{15}
- (3) 1.5×10^{15}
- (4) 2.7×10^{15}
- (5) 3.6×10^{15}
- (6) 4.9×10^{15}
- (7) 7.2×10^{15}
- (8) 9×10^{15}
- (9) 1.4×10^{16}
- (10) 2.4×10^{16}
- (11) 3.5×10^{16}
- (12) 7.3×10^{16}
- (13) 1.0×10^{17}
- (14) 1.5×10^{17}
- (15) 5.3×10^{17}
- (16) 1.35×10^{18}

$$\rho_3 = \rho_{03} e^{f(N_D)}$$

$$\rho^{-1}(T) = \rho_1^{-1} e^{-\epsilon_1/kT} + \rho_3^{-1} e^{-\epsilon_3/kT}$$



B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Vol. 45 of Springer Series in Solid-State Sciences edited by M. Cardona (Springer, New York, 1984).

Figure 2

au photocourant. Un courant de bande d'impuretés, d'autant plus faible que la température est basse, pourra se superposer au photocourant si le dopage est conséquent.

2. DYNAMIQUE DE LA PHOTOGENERATION DES PORTEURS.

RENDEMENT QUANTIQUE. DUREE DE VIE.

Le rendement quantique η est défini par le rapport du nombre de photoélectrons générés par unité de temps G au nombre de photons incidents par unité de temps $\Phi / h \nu$

$$\eta = \frac{G}{\Phi} \cdot h\nu$$

Désignons par N la population de photoélectrons dans un échantillon éclairé par un rayonnement qui y crée G photoélectrons par seconde. Désignons par τ la durée de vie des porteurs. La conservation des électrons dans l'ensemble du volume de l'échantillon implique :

$$\left. \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{Génération}} + \left. \frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{Recombinaison}} = G - N/\tau$$

Pour un flux de photons constant, dans le temps, on obtient :

$$G \cdot \tau = N, \text{ et } N = \eta \cdot \frac{\Phi}{h\nu} \cdot \tau$$

3. EXPRESSION DU PHOTOCOURANT. GAIN DE PHOTOCONDUCTIVITE

Appliquons par l'intermédiaire de contacts ohmiques un champ électrique au photoconducteur. Les photoélectrons, transportés à l'extérieur produiront le photocourant I_p . Dans le matériau semiconducteur, les porteurs sont entraînés à la vitesse uniforme V entre les électrodes distantes de L . Si T désigne le temps de transit entre électrodes, le courant I_p a pour expression $I_p = q \cdot N/T$, soit $I_p = G \cdot (\tau/T)$.

Définissons le gain de photoconductivité γ : γ est le rapport du débit d'électrons dans le circuit extérieur (I_p/q) au débit de photoélectrons G dans l'échantillon.

$$\gamma = I_p/q \cdot G$$

D'après l'expression précédente, $\gamma = \tau / T$

Le gain d'un photoconducteur est donc égal au rapport de la durée de vie au temps de transit entre électrodes.

4. SENSIBILITE ET COUVERTURE SPECTRALE

Par définition, la sensibilité est le rapport de photocourant à la puissance incidente :

$$S = I/\phi = q \cdot G\gamma/\phi = \frac{q}{h\nu} \cdot \eta \cdot \gamma \quad (S \text{ en A / W})$$

Explicitons la dépendance vis à vis de la longueur d'onde :

$$S(\lambda) = \lambda \cdot \eta(\lambda) \cdot \gamma q/hc.$$

Pour un rayonnement faisant un simple passage à travers un échantillon d'épaisseur W après une réflexion sur la face d'entrée, on montre aisément que :

$$\eta(\lambda) = (1-R)(1 - e^{-\alpha(\lambda)w})$$

Le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ est maximal au voisinage du seuil d'ionisation (comme pour l'atome d'hydrogène) et diminue très rapidement vers les courtes longueurs d'ondes. La couverture spectrale est étendue au voisinage du seuil de coupure selon la fonction $\lambda \cdot \eta(\lambda)$.

Dans un même matériau, on élargit la couverture spectrale en changeant de dopant ou en appliquant une contrainte axiale qui réduit l'énergie d'ionisation. Le photoconducteur germanium dopé au gallium a son seuil déplacé de 110 à 200 μm par l'application d'une forte contrainte.

5. VITESSE DE REPONSE DU PHOTOCONDUCTEUR

Le temps de réponse du photoconducteur est typiquement égal à la durée de vie des porteurs. En effet, lorsque le flux de photons est annulé, il faut attendre un temps égal à la durée de vie pour lire la réponse.

6. FACTEUR DE MERITE

La capacité de mesurer des faibles flux de photons impose un faible niveau de bruit et une grande sensibilité. Elle est évaluée par la puissance équivalente de bruit NEP (Noise equivalent Power).

$$\text{NEP} = \frac{i_n}{S} \quad (\text{W} / \sqrt{\text{Hz}})$$

$\text{NEP} = i_n \frac{\phi}{I_p}$ s'identifie au flux incident minimum Φ_m que l'on sait mesurer lorsque le photocourant I_p est égal au bruit i_n .

Puissance équivalente de bruit limitée par le bruit des photons

La fluctuation des impacts de photons ambiants contribue au bruit du photocourant selon l'expression :

$$i_n^2 = q^2 \gamma^2 2 \times 2 \eta \cdot \frac{\Phi}{h\nu} \cdot \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_b}} \right)^{-1}$$

Un facteur 2 tient compte des deux processus non corrélés de génération et de recombinaison. T_b est la température de l'environnement. Pour $\frac{h\nu}{kT_b} \geq 1$ et $\eta=1$, le NEP prend la valeur idéale NEP_{BLIP} :

$$\text{NEP}_{\text{BLIP}} = 2 \cdot \sqrt{\Phi h\nu / \eta}$$

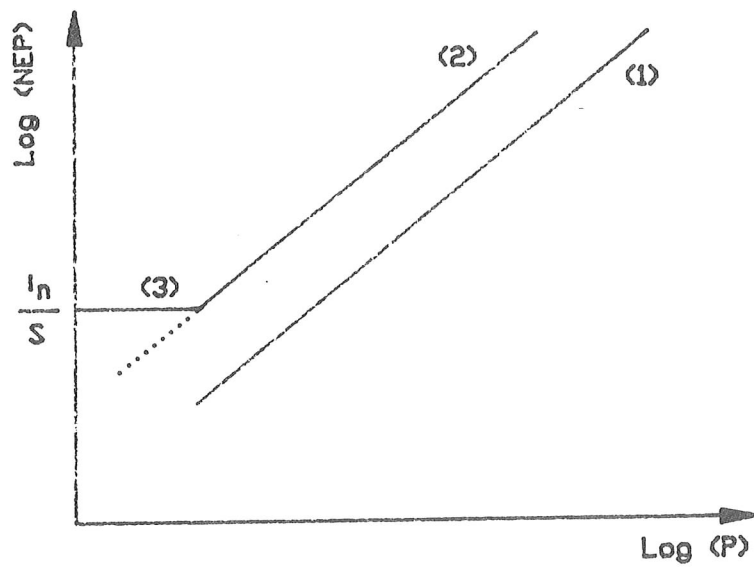


Figure 3 : Variation de la puissance équivalente de bruit d'un photodétecteur avec la puissance de photons ambiants dans les conditions :

- (1) : détection idéale ($2 P h \nu$)^{1/2}
- (2) : détection réelle ($2 P h \nu / \eta$)^{1/2}
- (3) : détection limitée par le détecteur (i_n / S)

Défectivité D : Si A désigne l'aire du détecteur, on a la définition :

$$D = \frac{\sqrt{A}}{NEP} \text{ (cm.W}^{-1} \cdot \text{Hz}^{1/2}\text{)}$$

Sources de bruit et distribution spectrale du bruit :

Il faut distinguer les bruits suivants :

- génération recombinaison de porteurs photoexcités (i_1),
- génération recombinaison de porteurs thermiquement excités (i_2),
- bruit johnson (i_3),
- bruit en $1/f$ dû aux contacts, à la surface (i_4)...

Ces bruits non corrélés s'ajoutent quadratiquement :

$$i_n = (i_1^2 + i_2^2 + i_3^2 + i_4^2)^{1/2}$$

Il faut souligner que i_1^2 , i_2^2 et i_4^2 sont proportionnels au courant de repos.

7. OPTIMISATION DU PHOTOCONDUCTEUR

La réponse aux spécifications d'une expérience demande toujours:

- * un rendement quantique élevé,
- * une sensibilité importante, et donc gain élevé,
- * un bruit faible.

Pour augmenter le rendement quantique, il convient de choisir la concentration en dopant la plus élevée. Ce dopage est toutefois limité par l'apparition du courant de bande d'impuretés. Ce courant est fixé par la température de fonctionnement et la concentration d'impuretés compensatrices qu'il convient de réduire. Il convient également d'augmenter les photons absorbés en permettant de multiples passages dans le photoconducteur. Celui-ci

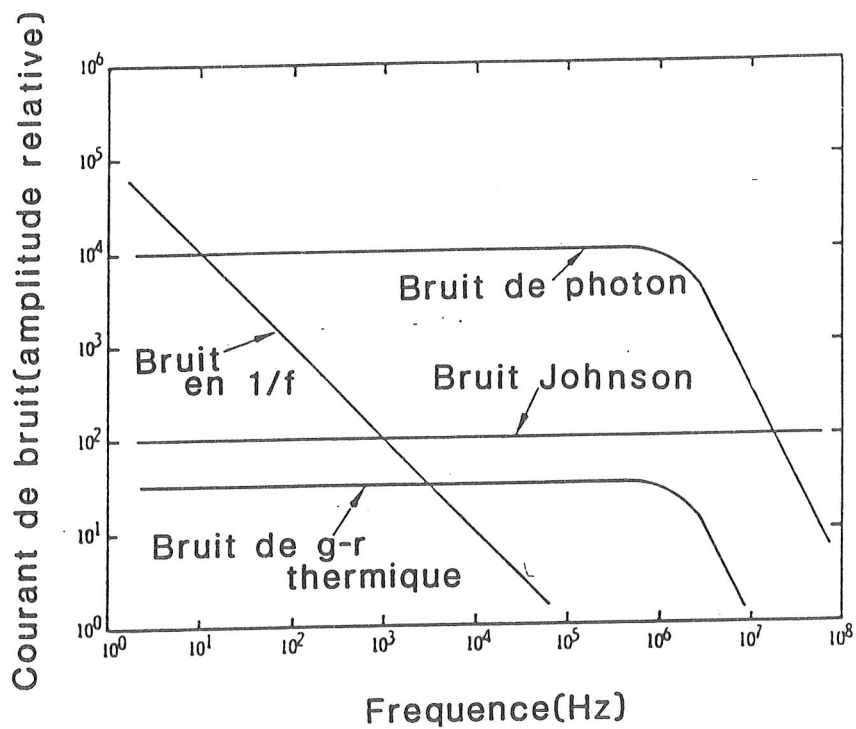


Figure 4 : Illustration des distributions spectrales du bruit des photons ambiants, du bruit de génération recombinaison thermique, du bruit Johnson et du bruit en 1/f pour un photoconducteur Germanium extrinsèque dans ses conditions normales d'utilisation.

est placé dans une cavité intégratrice convenablement couplée au faisceau incident.

Un gain important augmente le photocourant et situe celui-ci plus aisément au-dessus du bruit de lecture pour un flux incident donné. Il convient de réduire le temps de transit T en réduisant la distance interélectrode L ($T = L/V$), et en augmentant la vitesse. Pour cela le champ électrique de polarisation est augmenté sans atteindre un niveau de bruit pénalisant. Par ailleurs un matériau de grande mobilité est sélectionné. Celui-ci est obtenu en réduisant le nombre de centres diffuseurs ionisés constitués par des impuretés compensatrices.

La probabilité de recombinaison $1/\tau$ est proportionnelle au nombre d'impuretés dopantes ionisées, ce nombre étant égal au nombre d'impuretés compensatrices.

En résumé, le paramètre le plus critique à optimiser dans le matériau est la compensation, soit le rapport N_A/N_D si l'on considère un photoconducteur de type n.

IV. LA TECHNOLOGIE DE REALISATION DES PHOTOCONDUCTEURS

La technologie comprend plusieurs étapes :

- * La croissance contrôlée des matériaux dopés
- * Les techniques de caractérisation des matériaux
- * Les traitements de découpe, de polissages mécaniques et chimiques
- * Les process de réalisation des contacts ohmiques
- * Les process de circuits intégrés pour la réalisation de barrettes ou de mosaïques
- * La réalisation d'une interface circuit de lecture adaptée
- * L'intégration dans les cryostats de métrologie
- * La métrologie de la sensibilité, du bruit et de la réponse spectrale

La figure 6 illustre les opérations pour réaliser un photoconducteur Ge:Ga.

Nous présenterons très succinctement la réalisation des contacts ohmiques et l'interface de lecture.

1. CONTACTS OHMIQUES

La réalisation de contacts ohmiques est une étape cruciale qui conditionne le niveau de bruit; l'imperfection des contacts entraîne un certain nombre d'anomalies sur la réponse temporelle et le gain, particulièrement sous faible flux de photons.

Pour réaliser ces contacts, une couche très dopée, du même type que la couche active est réalisée à la surface par implantation ionique suivie d'un recuit thermique.

Le traitement des surfaces latérales soumises au champ de polarisation est une opération critique (découpe, polissage chimique) dans le cas des monoéléments. Les courants de fuite, générateurs de bruit ou même de courants de court-circuit peuvent résulter d'un mauvais traitement de surface. Des dispositifs à anneaux de garde très courants pour les photodiodes peuvent limiter ces effets en réduisant l'action du champ électrique sur la surface.

Enfin, la prise de contacts sur la couche surdopée peut poser des problèmes d'adhérence qui sont résolus par l'évaporation ou la pulvérisation de multicouches métalliques appropriées. La prise de contacts des fils sur le dépôt métallique utilise les moyens classiques de la microélectronique ou quelquefois des contacts à la résine époxy conductrice.

Il faut retenir que chaque matériau a une ou plusieurs technologies appropriées et que le choix est souvent empirique.

2. CIRCUITS DE LECTURE

Le photoconducteur est couplé à un premier étage refroidi à une température aussi voisine que celle du photoconducteur de façon à réduire la

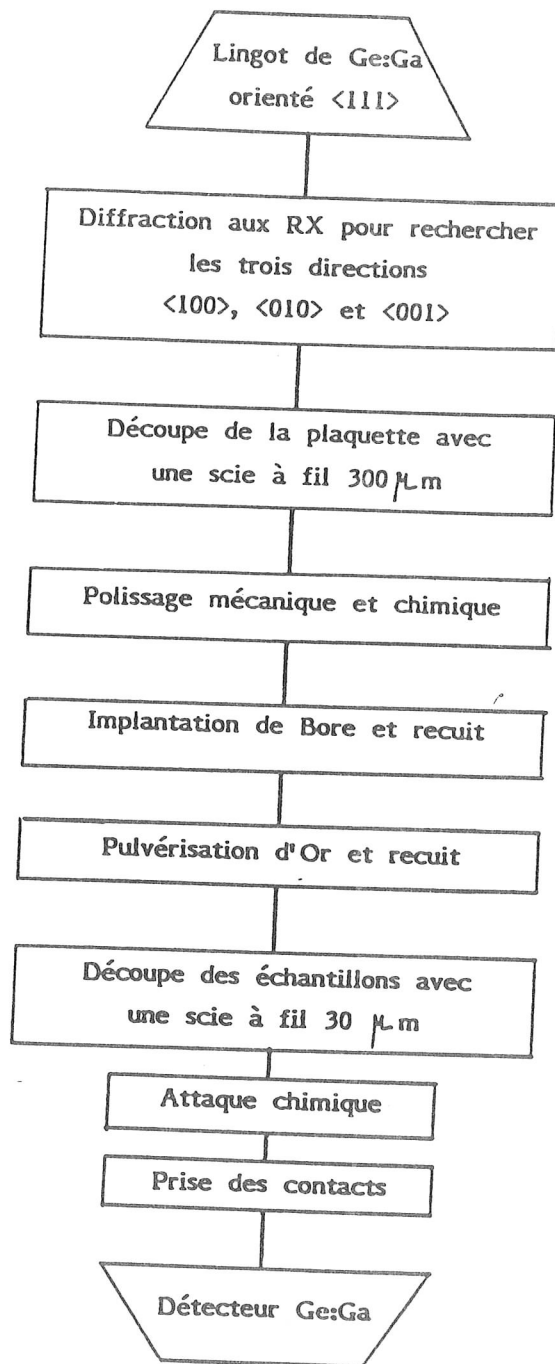


Figure 5 : Organigramme des opérations nécessaires pour réaliser une série de détecteurs Ge:Ga à partir du lingot de base.

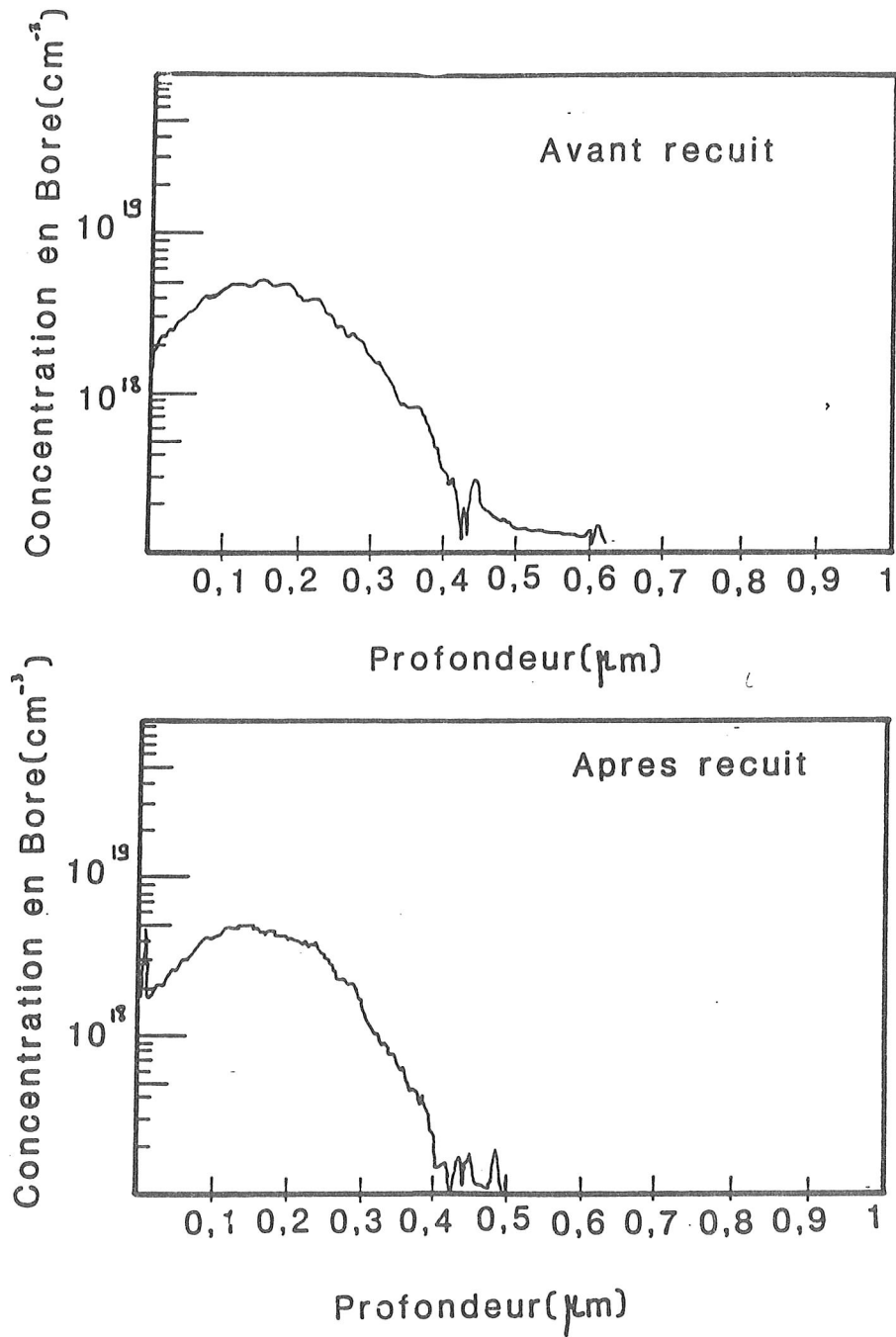


Figure 6 : Profils d'implantation relevés par la sonde ionique sur deux surfaces de Ge:Ga implantées avant et après recuit.

longueur des connections et aussi la capacité. La réduction de capacités parasites réduit le bruit microphonique, le bruit en tension dû à des effets externes. Le premier étage est principalement un étage de conversion de très haute impédance en basse impédance (étage suiveur de gain unité, ou ampli cascode avec du gain).

Le premier étage est généralement intégré dans un amplificateur de type transimpédance (TIA = Transimpedance Amplifier) qui combine un gain important avec une bande passante élevée. Le schéma typique est présenté ci-contre. La région encadrée en pointillés correspond à la partie refroidie du circuit qui comprend le photoconducteur, la résistance de contre réaction R_f et le premier étage. L'ensemble équivaut à un amplificateur opérationnel dont le premier étage, localisée au voisinage des détecteurs, est refroidi.

La sortie de l'amplificateur fournit une lecture analogique du flux de photons incidents à travers le photocourant ($V_p = -R_f I_p$).

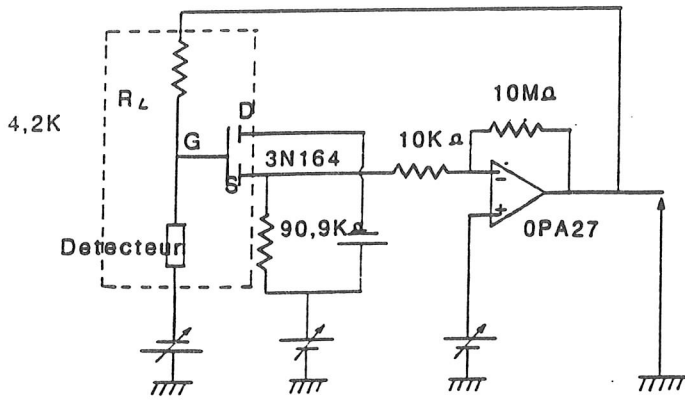
Une variante de l'ampli TIA est l'amplificateur de charge dans lequel la résistance de contre réaction est remplacée par une capacité périodiquement court-circuitée pour initialiser le circuit après chaque cycle d'intégration. Une lecture séquentielle du signal peut être réalisée avec un bruit de lecture aussi faible que 10 électrons rms.

Remarques :

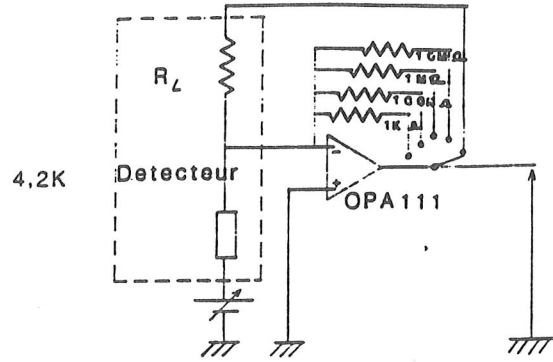
Dans le cas de matrices de photoconducteurs, l'interface directe des éléments est réalisée avec une matrice de lecture dont les composants sont des MOSFET au silicium (voir la camera ISOCAM réalisée au LIR-Grenoble). Un procédé courant de contact utilise des billes d'indium.

A l'heure actuelle, les circuits de lecture les plus performants utilisent les JFET au silicium qui fonctionnent au-dessus de 40K. Il reste toujours à développer des composants performants à 4 K.

Les circuits de lecture sont souvent accompagnés de circuits de protection contre les signaux parasites engendrés par le rayonnement ionisant présent dans l'espace. Ils consistent à neutraliser le signal perturbé et à régénérer le détecteur par une impulsion électrique, thermique ou optique.



- Circuit amplificateur de transimpédance utilisant un MOSFET au Silicium refroidi à 4,2 K dont la référence est 3N 164.



- Circuit amplificateur de courant utilisant un amplificateur opérationnel OPA 111.

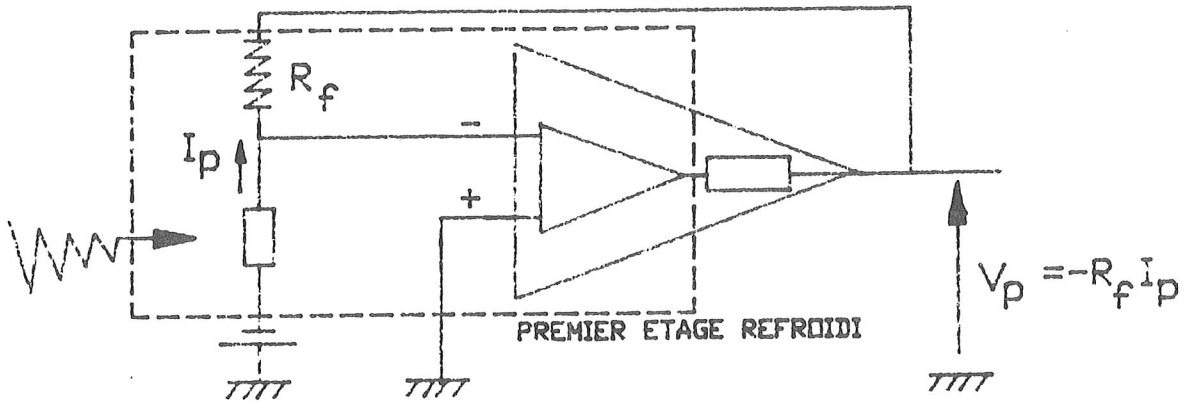


Figure 7 :

B. DETECTEURS A BANDE D'IMPURETES BLOQUEE (BIB) ET COMPTEUR DE PHOTONS A STRUCTURE BIB

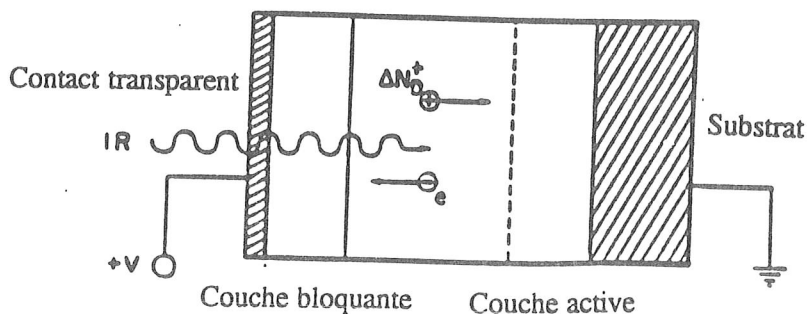
I. INTRODUCTION

Ces détecteurs qui ont une structure multicouches, constituent l'innovation la plus marquante dans la catégorie des détecteurs quantiques dans l'infrarouge proche et lointain. Le concept a été formulé dès 1977 par Petroff et Stapelbroek au Rockwell Science Center et le premier dispositif réalisé l'année suivante conduit à une absorption importante dans des couches minces .

Les résultats rapportés dans ce cours proviennent principalement des deux articles suivants:

- * Photon-counting Solid State Photomultiplier, Petroff et Stapelbroek, IEEE, Transactions on Nuclear Science, Vol 36, n°1, p 158, 1989
- * The Solid State Photomultiplier status of photon counting beyond the infrared, K.M. Hays, R.A. La Violette, M.G. Stapelbroek and M.D. Petroff, NASA Technical Memorandum 102209.

Le principe de base repose dans le blocage du courant de bande d'impuretés d'une région active pour la photoexcitation. Dans ce dispositif la concentration en impuretés actives est plus élevée que dans le photoconducteur classique. La structure de ce dispositif est illustrée ci-dessous.



Structure BIB éclairée par la face avant à travers la couche pure.

La technologie d'épithaxie en couches minces qui est utilisée offre plusieurs avantages.

1. La faible épaisseur de la couche active, de l'ordre de 10 à 20 μm , rend le détecteur peu sensible aux radiations ionisantes rencontrées dans l'espace.
2. Les points élémentaires dans une matrice de détecteurs sont mieux isolés les uns des autres tant électriquement que optiquement.
3. La technique d'épithaxie garantit une meilleure uniformité du matériau et en conséquence, une uniformité de la sensibilité.
4. Enfin, les anomalies connues dans la réponse transitoire des photoconducteurs et les non linéarités de la sensibilité induites par les particules ionisantes sont en général absentes.

Plus récemment, un dispositif de type BIB compteur de photons mettant à profit une avalanche contrôlée dans une bande d'impuretés a été réalisée au Rockwell Science Center. Ce dispositif appelé Solid State photomultiplier (SSPM) et basé sur le silicium dopé à l'arsenic a permis le comptage de photons dans la gamme à 0,4 à 28 μm avec une efficacité quantique aussi élevée que 60% dans les régions spectrales voisines du seuil d'ionisation intrinsèque (visible) ou extrinsèque (autour de 20 μm). La température d'utilisation optimale est comprise entre 6 et 10K et les performances optimales correspondent à une taux de comptage inférieur à 10^{10} coups par seconde et par cm^2 . Chaque photon incident produit une impulsion contenant de 10^4 à 10^5 électrons, dont le temps de montée est de l'ordre de la nanoseconde et dont l'amplitude est très peu dispersée. Des impulsions similaires sont produites par les électrons thermiquement activés; leur taux à 7K est suffisamment faible pour que le bruit des photons limite les performances à des flux aussi faibles que 10^6 photons/ cm^2 .s.

Seule la technologie silicium à pour l'instant produit des résultats satisfaisants avec l'arsenic comme dopant actif. En principe le germanium offre les mêmes avantages que le silicium dans un domaine de longueur d'onde qui peut s'étendre au-delà de 200 μm . Plusieurs équipes aux USA (Rockwell,

Berkeley), en Europe (Valbonne-Toulouse et en Allemagne Battelle Institute) essayent de réaliser ce dispositif. Toutefois, la technologie des matériaux et des process est bien moins développée pour le germanium et une approche nouvelle de la caractérisation doit être mise en oeuvre pour comprendre les propriétés des dispositifs réalisés.

Dans la suite, nous envisageons une structure de type n, par exemple Si:As ou Si:Sb. La zone bloquante sera supposée exempte d'impuretés, et la température sera suffisante pour donner un courant de saut convenable mais assez basse pour supprimer la génération thermique des porteurs.

II. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE BIB ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

1. STRUCTURE BIB ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

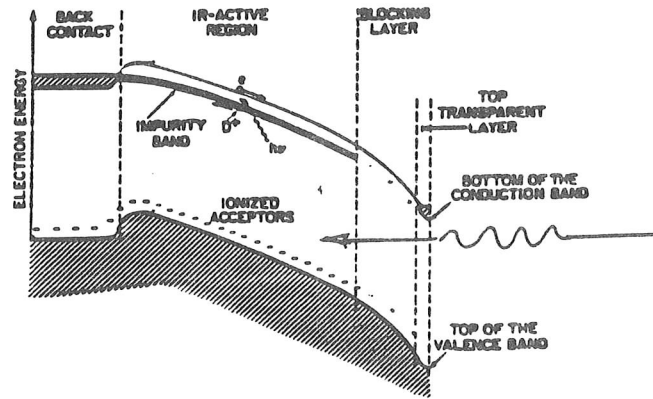
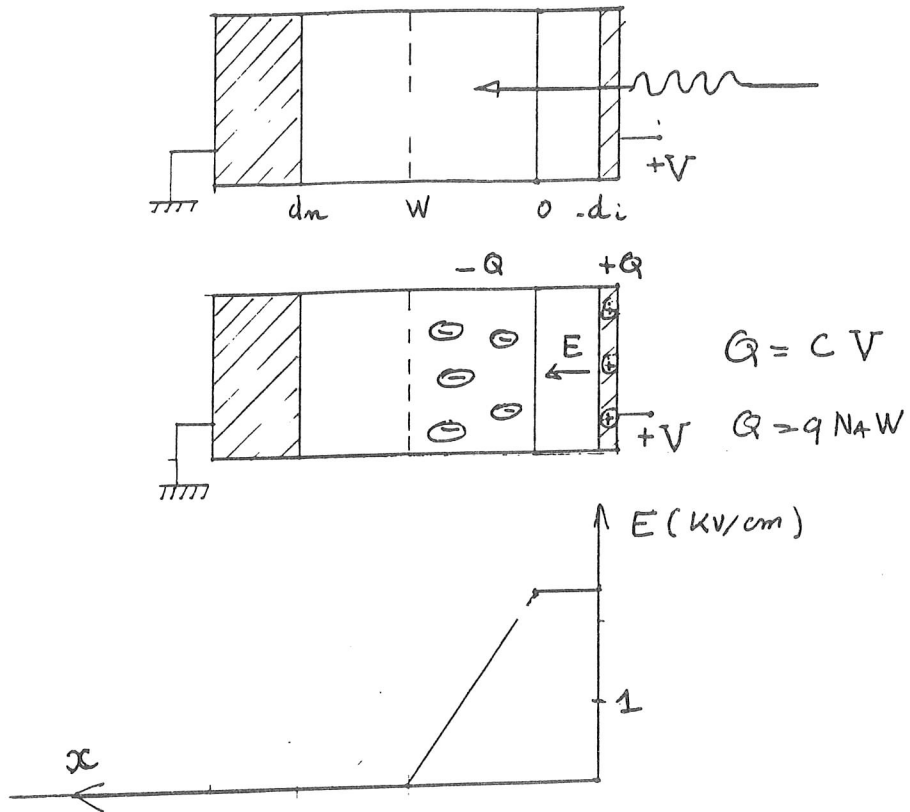
La structure BIB idéale de type $n^+i n n^+$ comporte une double couche n encadrée par deux couches dopées n^+ servant de contacts ohmiques. La couche n est la région active et la couche i est pure. L'un ou l'autre des contacts n^+ est semitransparent aux photons.

A titre d'exemple, les épaisseurs et le dopage typique d'un BIB Si:As sont donnés dans le tableau suivant :

	n^+	i	n	n^+
Epaisseur (μm)	0,1	5	20	300
Dopage (cm^{-3}) en donneurs	10^{19}	10^{12}	5×10^{17}	10^{19}
Dopage accepteurs			env. 10^{13}	

Une caractéristique importante du BIB est la compensation ultra faible de la couche active n. Dans l'exemple choisi, N_A est de l'ordre de 10^{13}cm^{-3} .

Fig. B.1



The energy band diagram for the n-type blocked impurity band detector.

La couche active contient, aux températures voisines de 4K, des donneurs ionisés N_D^+ et des accepteurs ionisés N_A^- en nombre égal. Les donneurs ionisés sont mobiles car les électrons des donneurs neutres peuvent sauter sur les sites donneurs occupés. Les centres accepteurs N_A^- sont fixes car les électrons sont liés aux accepteurs avec une énergie de l'ordre de l'énergie de bande interdite.

2. PROFIL DE CHAMP ELECTRIQUE DANS LA STRUCTURE POLARISEE EN ABSENCE DE PHOTONS

Le détecteur BIB (n^+inn^+) fonctionne en polarisation inverse de la diode n^+i , c'est à dire sous polarisation positive qui attire les électrons photogénérés dans la couche n . Dans ces conditions, une charge d'espace est localement induite dans la couche active n près de l'interface avec la couche pure isolante i . La figure B.1 présente la structure et le profil de champ électrique.

En l'absence de photons, sous polarisation électrique positive, le courant de repos est en principe nul car la zone i est isolante vis à vis des porteurs de la bande d'impuretés de la région active n . Les électrons attirés par le champ électrique de polarisation sont bloqués à l'interface in . La structure se comporte comme un condensateur dont l'isolant est la zone i et dont une armature est la zone active. Sous polarisation positive appliquée à l'autre armature (n^+) la couche active n se charge négativement, car les électrons du substrat, attirés par le champ électrique de polarisation, viendront neutraliser les centres D^+ sur une épaisseur W à l'interface $i-n$ où le champ est le plus élevé. Il se forme alors une couche chargée négativement par les centres accepteurs sur l'épaisseur W .

Sous polarisation positive du BIB, la zone active n se partage en une zone soumise à un champ électrique intense de charge d'espace d'épaisseur W , et une zone neutre. On remarque que la distribution de champ électrique est tout à fait analogue à celle d'une diode n^+ip , de sorte que leurs fonctionnements présentent quelques analogies. Ainsi pour les mécanismes de claquage, on peut concevoir deux modes de claquage qui sont respectivement le "claquage interne" de la jonction $i-n$, ou le percement par l'extension de la zone de charge d'espace jusqu'au contact ohmique du substrat n^+ .

Le "claquage interne" de la jonction i-n se manifeste par l'ionisation des donneurs neutres à l'interface in sous l'action d'un champ électrique supérieur à une valeur seuil E_s . Le champ E_s qui a pour valeur $E_s = q \frac{N_A W_s}{\epsilon_0 \epsilon}$ correspond à une extension W_s de la zone chargée. Le claquage interne ne donne pas d'avalanche brutale car le courant demeure limité par la conduction dans la bande d'impuretés.

Le claquage par percement s'obtient lorsque W_s est supérieur à l'épaisseur d_n de la zone active ; de façon équivalente lorsque la concentration en accepteurs est inférieure à une concentration seuil $N_{AS} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E_s}{q d_n}$. Pour E_s est de l'ordre du KV/m, N_{AS} vaut typiquement $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ pour $d_n = 20 \mu\text{m}$. Cela donne une compensation $\frac{N_A}{N_D} = 10^{-5}$ si l'on dope la zone active avec $N_D = 3 \times 10^{17}$ donneurs.

Envisageons une polarisation négative à l'interface n^+i , les porteurs D^+ s'accumulent en une couche superficielle à l'interface i.n du fait de leur concentration élevée. La structure est une capacité ordinaire avec un champ électrique uniforme dans la zone bloquante et un champ nul dans la zone active. Pour une polarisation seuil, la jonction n^+i injecte des porteurs dans la bande de conduction. Ceux-ci seront balayés par le champ électrique jusqu'au substrat. La claquage en polarisation directe sera obtenu pour une tension d'injection E_i .

3. PHOTOGENERATION ET TRANSPORT DES PHOTOELECTRONS

Les photons créent des paires électrons- D^+ dans la zone active. Les électrons dans la bande de conduction s'ils se trouvent soumis au champ électrique, sont attirés jusqu'à l'électrode n^+ en traversant la zone i dans sa bande de conduction. Les trous D^+ rejoignent le substrat par le mécanisme de sauts dans la bande d'impuretés. Observons que tous les électrons sont collectés car ils ne rencontrent pas de centres recombinants (donneurs ionisés) sur leur trajet.

Les photoélectrons sont susceptibles de se multiplier par un mécanisme d'avalanche si le champ électrique est suffisamment près de l'interface in. Une propriété remarquable de cette amplification par avalanche est de présenter un bruit en excès tout à fait négligeable. Ceci contraste avec les photodiodes à avalanche et est causé par la faible mobilité des porteurs D^+ de la paire électrons $-D^+$ comparée à celle des trous d'une bande de valence. Les porteurs D^+ quasi immobiles réduisent le champ électrique local lors de la séparation des électrons et stabilisent ainsi la multiplication par avalanche.

Il faut noter qu'un courant de repos engendre une chute de tension dans les zones actives neutres. Le champ électrique qui y règne transporte les photoélectrons comme dans un photoconducteur classique. Cependant ce courant de repos apporte en général du bruit par ces fluctuations sauf dans un cas très particulier envisagé dans la suite.

4. QUELQUES RESULTATS DE TRANSPORT. CARACTERISATION DES COUCHES. REPONSE SPECTRALE

Quelques résultats préliminaires sur des structures BIB Si:Sb obtenues au LPST à Toulouse sont exposés afin d'illustrer le fonctionnement du dispositif :

Le tableau de la planche B.2 indique les concentrations et les épaisseurs des couches d'un échantillon référencé S3. C'est un monoélément de surface $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Les couches sont épitaxiées à Tekelec Microwave (Les Ulis) et processées au LAAS.

La courbe de profil de concentration à côté du tableau présente une mesure réalisée par la technique de spreading resistance. On mesure un profil de résistivité par une technique de pointe appliquée à un échantillon biseauté et on en déduit le profil de concentration c'est-à-dire du dopant.

La courbe $i(V)$ représente une caractéristique typique du composant mesuré respectivement sous un éclairage par un flux de photons faibles (LB) ou modéré (HB).

La figure B.3.1. présente les caractéristiques $\text{Log } I$ en fonction de la tension pour quatre détecteurs BIB Si:Sb dont la concentration est comprise

BIB PHOTODETECTORS BASED ON ANTIMONY DOPED SILICON

Echantillon S3 (BIB).

Layers	Concentration (cm^{-3})	Thickness (μm)
Transparent	$3 \cdot 10^{19}$	0.1
Blocking	$5 \cdot 10^{12}$	10
Active	$5 \cdot 10^{17}$	20
Substrate	$3 \cdot 10^{19}$	300

Fig. B.2.1.

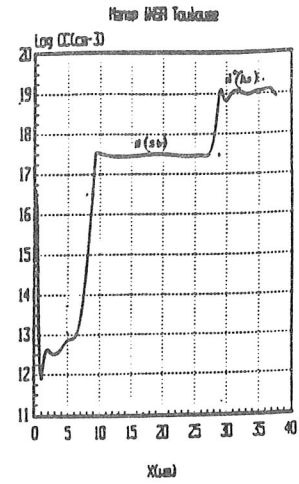


Fig. B.2.2.

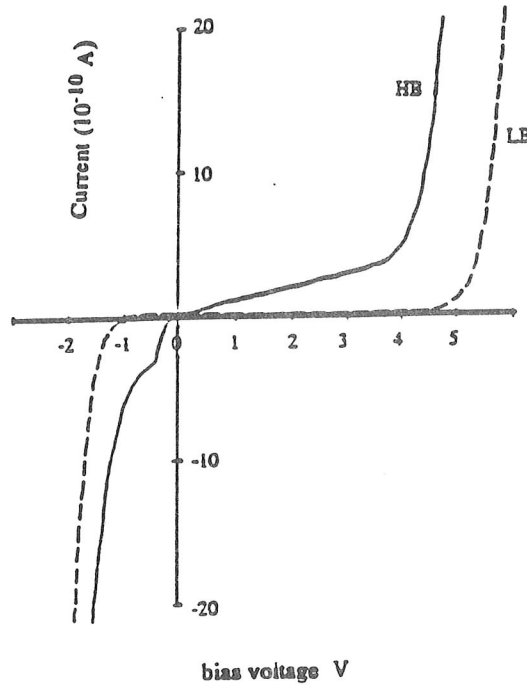


FIG. B.2.3.

Current vs bias voltage characteristics measured under two different background photon flux named high and low backgrounds (HB and LB) at 4.2 Kelvin.

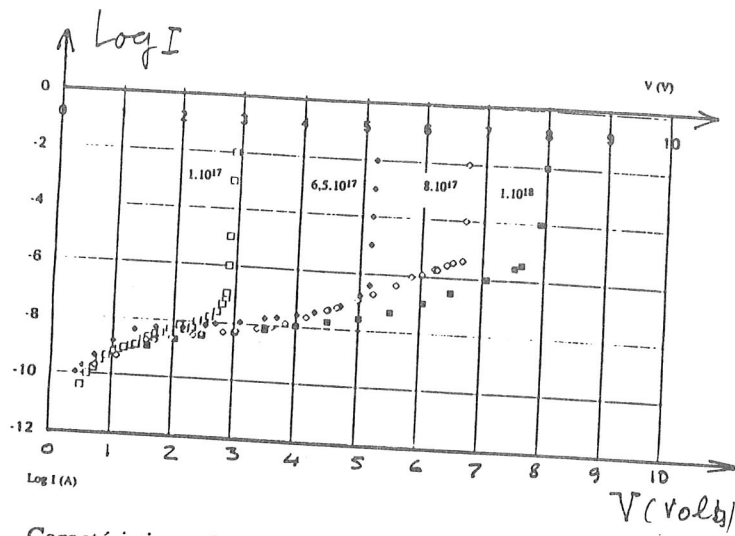


Fig. B.3.1. Caractéristiques Log I en fonction de V pour 4 détecteurs BIB de concentration comprise entre 10^{17} et 10^{18} .

$$w = \left(\frac{2 \epsilon \epsilon_0}{q N_A} \tau d_I \right)^{1/2} - d_I$$

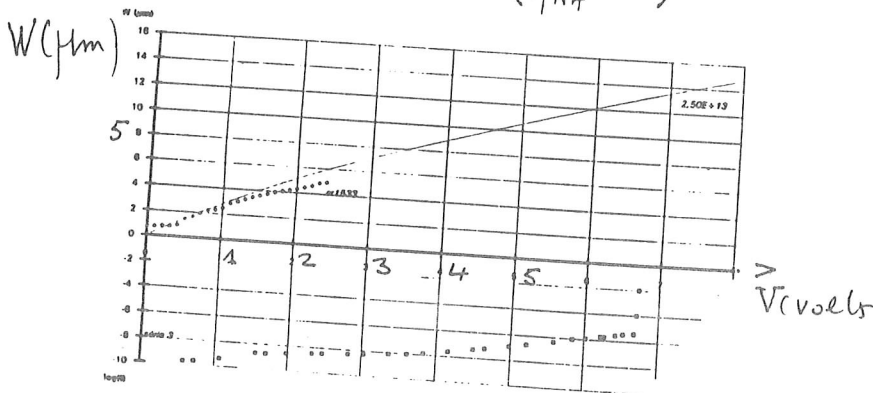


Fig. B.3.2. Epaisseur de la couche dépeuplée dans un échantillon BIB et caractéristique I(V) associée.

entre 10^{17} et 10^{18} cm^{-3} . Ils présentent les mêmes caractéristiques géométriques et sont soumis à un même flux de photons thermiques modérés. Les caractéristiques sont remarquablement superposées pour les polarisations faibles. Cela suggère que pour une polarisation électrique donnée, la zone active chargée a le même nombre de donneurs actifs ($N_D W = \text{Cste}$) dans tous les dispositifs. Le nombre de photoélectrons engendré est le même car le produit αW du coefficient d'absorption par l'épaisseur W reste inchangé.

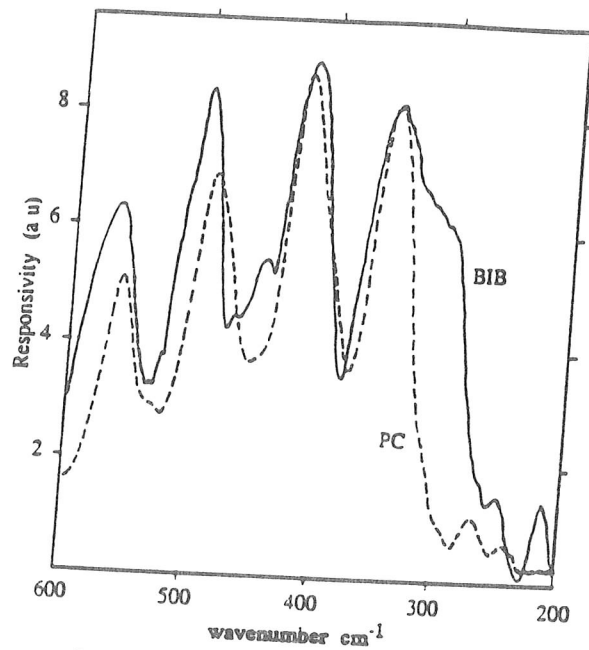
Par ailleurs, la charge Q de zone active est également la même, car elle est fixée aux faibles valeurs de la tension par la capacité de la couche isolante ($Q = N_A W = C.V.$). Il en résulte que le rapport N_A/N_D est identique dans ces composants qui sont fabriqués dans les mêmes conditions. Les valeurs croissantes des tensions d'avalanche avec le dopage suggèrent un mode de claquage par percement. Il n'y a pas toutefois un accord quantitatif avec un modèle simple.

La figure B.3.2. montre, pour l'échantillon S3, l'épaisseur de la couche dépeuplée en fonction de la tension appliquée. Elle est obtenue par la mesure de la capacité $C(V)$. La couche théorique en trait plein correspond à la valeur de $N_A = 2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. La compensation N_A/N_D de cet échantillon est 5×10^{-5} .

La figure B.4 présente la réponse spectrale d'un BIB Si:Sb dopé à $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et d'un photoconducteur dopé à $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. L'épaisseur des couches dopées est la même. La réponse est normalisée à sa valeur maximale. Il apparaît que la réponse spectrale du BIB est plus étendue vers les grandes longueurs d'ondes que celle du photoconducteur. Cet effet associé à l'élargissement de la bande d'impuretés n'a pas d'interprétation simple.

5. QUELQUES ELEMENTS DE TECHNOLOGIE

Un substrat semitransparent permet d'éclairer le détecteur par sa face arrière. Il est réalisé en prenant un substrat pur sur lequel est formée une couche très dopée et très mince analogue au contact semitransparent sur la face avant décrit précédemment. La couche électrode du substrat se trouve alors entérée et nécessite une prise de contact plus élaborée représentée sur la figure B.5.2.



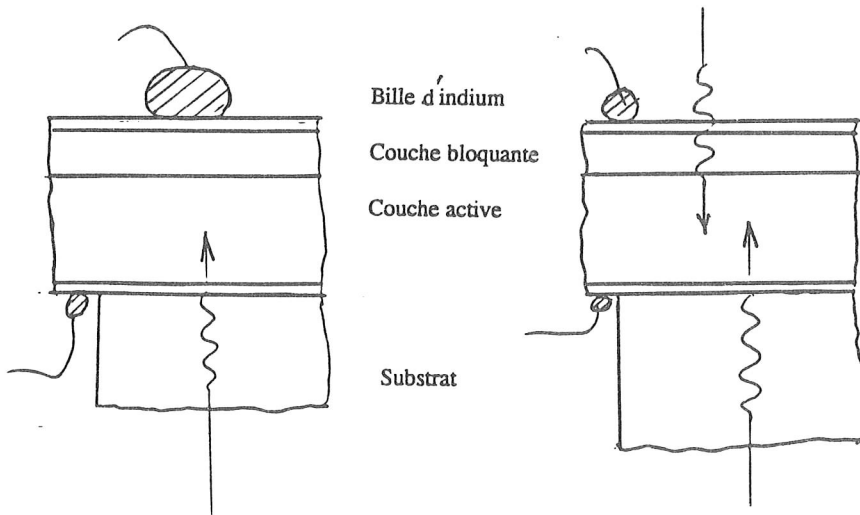
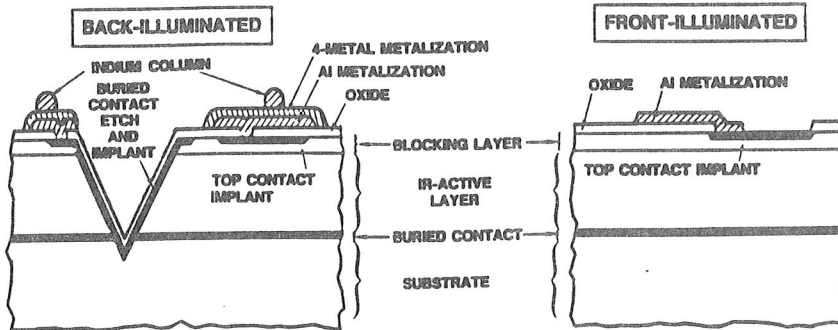
Spectral responsivity of both regular photoconductor (9.10^{16} at.cm⁻³ antimony doped) and BIB photodetector ($N_D = 5.10^{17}$ at.cm⁻³) normalized to their peak values, vs wavenumber as a temperature of 4.2 K.

Fig. B.4. Réponse spectrale du BIB Si:Sb et du photoconducteur.

Fig. B.5

Technologie des contacts. Contact arrière semitransparent.

• DEVICE SCHEMATIC CROSS-SECTION (NOT TO SCALE)



Proceedings of the Third Infrared
Detector Technology Workshop

NASA Technical Memorandum 102209

page 53, October 1989

MATERIALS REQUIREMENTS

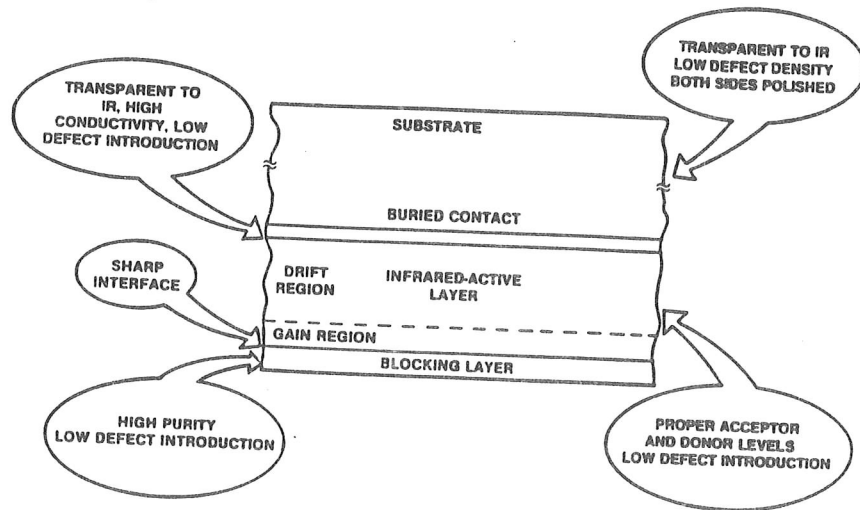


Fig. B.6.

Spécification requise pour la croissance des couches minces d'une structure BIB.

Proceedings of the Third Infrared
Detector Technology Workshop

NASA Technical Memorandum 102209

page 53, October 1989

L'éclairage par la face arrière permet dans une mosaïque de BIB l'interfaçage direct des points élémentaires isolés en face avant avec une matrice de lecture refroidie en utilisant le procédé courant de microbilles d'indium.

Des éléments de technologie de contact impuretés réalisés chez Rockwell sont présentés sur la figure B.5.1.

Quelques spécifications sur la technologie de croissance des matériaux sont résumées sur la figure B.6. La technique d'épitaxie couramment utilisée est le dépôt chimique en phase vapeur (CVD).

III. LE DETECTEUR BIB PHOTOMULTIPLICATEUR (BIB PM) COMPTAGE DE PHOTONS

Les résultats et le modèle proposés par l'équipe de Rockwell sont exposés succinctement en prenant leurs figures et notations reproduites sur la figure B.7.

1. MECANISMES DE CONDUCTION DU BIB EN L'ABSENCE DE PHOTONS

Sous polarisation nominale, la couche active du BIB PM est divisée en deux zones respectivement chargée et neutre parcourues par un courant de bande d'impuretés de densité J . Ce courant crée dans la zone neutre une chute de potentiel $E = \rho J$. La résistivité de la couche neutre est élevée. Le courant de bande d'impuretés est engendré par l'ionisation des impuretés à l'interface i-n provoquée par le champ électrique élevé et assistée thermiquement (mécanisme de Pole-Frenkel).

Près de l'interface, des paires électrons-trous D^+ sont créées. Les trous D^+ sont transportés jusqu'au substrat où ils se recombinent.

Il faut noter que le champ électrique près de l'interface est dans ce dispositif supérieur au champ électrique d'ionisation d'impact par des électrons de la bande de conduction. Cela rend possible la multiplication par avalanche.

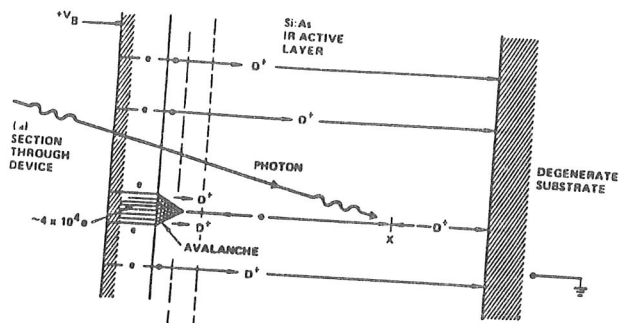


Fig. B.7.1.

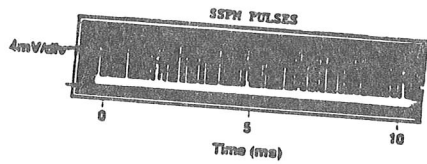
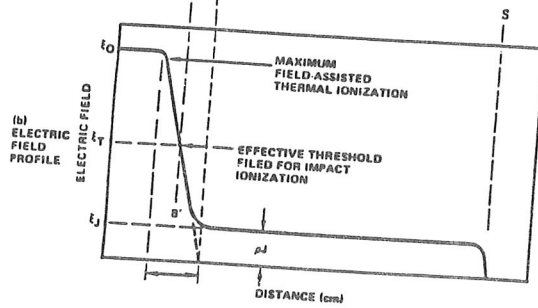
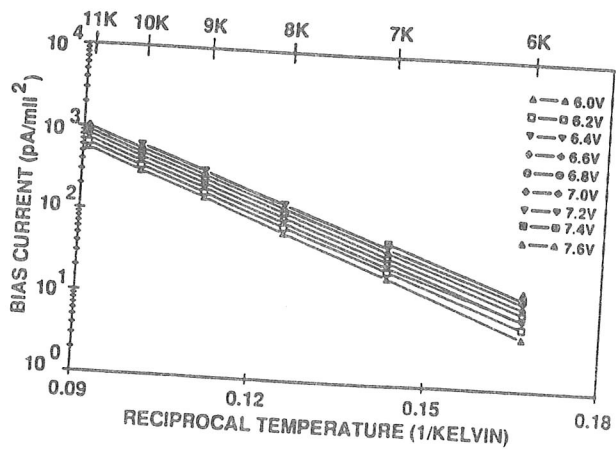


Fig. B.7.3.

Fig. B.7.2.



Il faut aussi souligner que le courant de repos, circulant hors de la bande de conduction ne subit pas d'effet multiplicateur. L'activation thermique du courant d'impuretés est illustrée sur la figure B.7.

2. PHOTOGENERATION ET TRANSPORT DES ELECTRONS. GAIN.

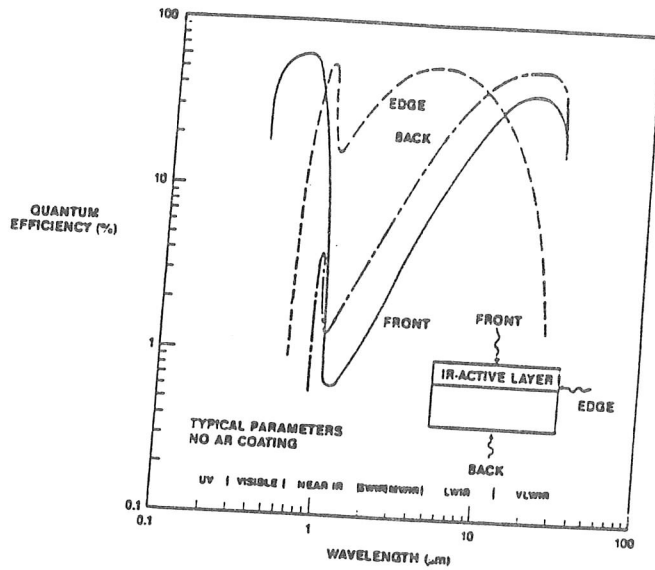
Une paire électrons-trous D^+ produite dans la zone active neutre est transportée comme dans un photoconducteur sous l'action du champ de polarisation $E = \rho J$. L'électron, dans la bande de conduction, se dirige vers le contact positif en traversant la zone chargée où il se multiplie lorsqu'il atteint le champ électrique d'ionisation d'impact. Les centres D^+ engendrés dans cette multiplication sont conduits dans la bande d'impuretés jusqu'à la zone neutre. Le gain peut atteindre 10^4 à 10^5 . Les temps de transit sont de l'ordre de la nanoseconde pour les électrons et la microseconde pour les trous D^+ . Pour ces derniers, il faut ajouter le temps de relaxation diélectrique dans la zone neutre ($\epsilon_0 \rho = 3 \mu\text{m}$ pour $\rho = 10^7 \Omega.\text{cm}$). Au total, un photon donne une impulsion brève de quelques milliers d'électrons. Ces impulsions ont leur amplitude bien au-dessus du bruit car, une propriété unique de l'ionisation dans la bande d'impuretés est de présenter un bruit en excès très faible. Ce bruit en excès n'affecte pas le courant de repos qui ne subit pas l'effet multiplicateur et conduit à un rapport signal sur bruit considérable. Les impulsions peuvent être vues à l'oscilloscope (Fig. B.7.2) sans recourir à un étage refroidi dans le cryostat.

Dans le domaine visible, la photogénération de paires électrons-trous dans la zone i conduit également à un effet de multiplication du courant. Le mécanisme est plus complexe. Les trous qui arrivent dans la zone neutre peuvent ioniser efficacement des donneurs neutres. Ce sont les électrons produits dans la bande de conduction qui enclenchent l'avalanche.

3. LES RESULTATS DE ROCKWELL POUR UN BIB PM Si:AS

L'efficacité quantique est aussi élevée que 50 à 60% dans le visible et au voisinage de la longueur d'onde seuil d'ionisation (Fig.B.8.1). On augmente considérablement l'absorption en éclairant le BIB par la tranche, ce qui n'est pas du tout commode. Néanmoins dans la région de deux microns où l'absorption

fonctionnement du BIB PM.



Quantum Efficiency for Different Illumination Modes

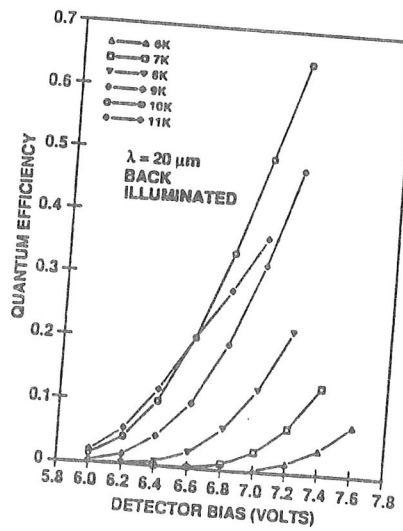
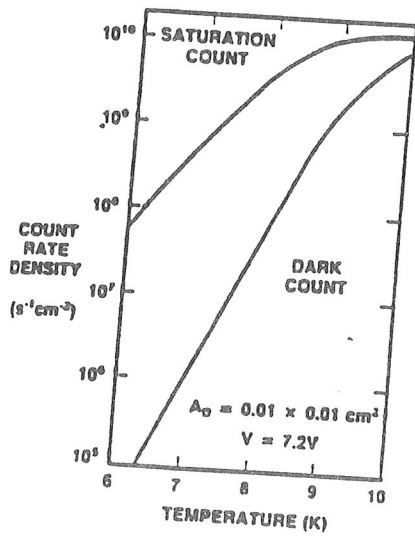


Fig. B.8.

Résultats de Rockwell pour le BIB Si:As.

est faible Rockwell trouve une valeur comprise entre 10 et 20% pour l'efficacité. Le comptage continu de photons entre 0,4 et 28 μm est démontré.

Le dynamique du comptage est caractérisée par le comptage en saturation et au repos. Elle varie avec la température (Fig. B.8.2).

La variation de l'efficacité quantique avec la polarisation à diverses températures est indiquée sur la figure B.8.3.

Le NEP du BIB PM est comparé sur la figure B.9.1. aux photoconducteurs sensibles dans la même région spectrale, InSb et Si:As. Il est plus faible de deux ordres de grandeur en moyenne et atteint $10^{-19}\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

La vitesse de réponse du dispositif est illustrée par le profil moyenné des impulsions dans l'exemple présenté. La température est égale à 8K (Fig. B.8.3.)

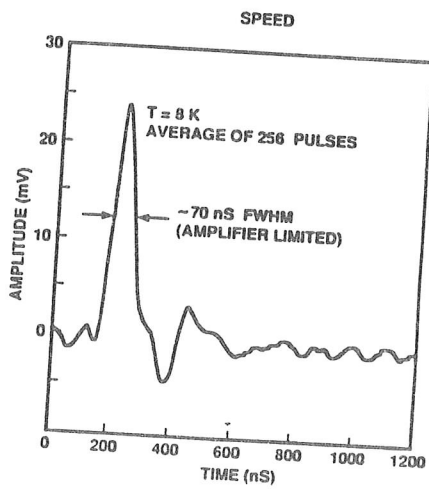
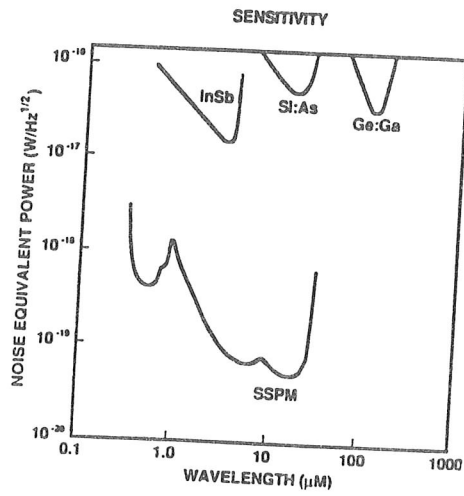
Métrologie des détecteurs BIB PM

La métrologie des dispositifs et les mesures de caractérisation des dispositifs présentent des difficultés aussi majeures que la technologie de réalisation des composants.

La planche B.10 présente un cryostat dans lequel le flux de photons et la température peuvent varier. Une source interne à 3,2 μm , une fibre optique et des sources de calibration externes visées à travers une fenêtre et des filtres peuvent éclairer l'échantillon.

Le schéma électrique de mesure des impulsions est représenté sur la planche B.10.

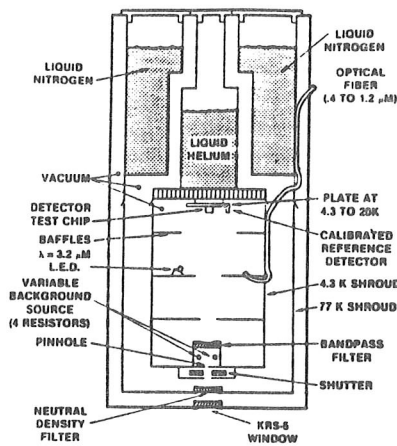
Fig. B.9. Résultats de Rockwell pour un BIB Si:As.



Proceedings of the Third Infrared
Detector Technology Workshop

NASA Technical Memorandum 102209

page 53, October 1989



- BACKGROUNDS TO $< 10^6$ PHOTONS/CM²-s
- PULSED 3.2μm LIGHT AT > 1 MHz
- CONTINUOUS VARIATION THROUGH VISIBLE SPECTRUM VIA OPTICAL FIBER
- UNIFORM FLOOD ILLUMINATION VIA FIBER, PINHOLE OR RESISTORS
- FILTERS EASILY INTERCHANGED
- TEMPERATURES RANGE FROM 4.3-20K
- INTEGRAL CALIBRATED DETECTOR

Fig. B.10.1

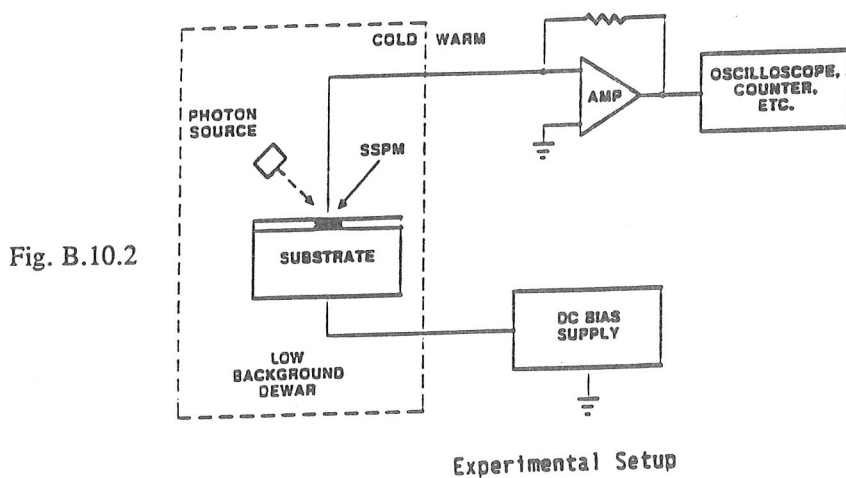


Fig. B.10.2

Métrie des BIB PM Si:As d'après Rockwell.

Proceedings of the Third Infrared
Detector Technology Workshop

NASA Technical Memorandum 102209

page 53, October 1989

REMERCIEMENTS:

Les travaux de recherche et de développement sur les photodétecteurs infrarouge ont été soutenus par le CNRS, le CNES, la DRET, et la région Midi-Pyrénées.

Les travaux sur les détecteurs infrarouge lointain réalisés à Toulouse ont été menés ces dernières années par C. Le Naour, C. Mény, G. Sirmain, S. Leblond Duploux, W. Knap.

Pascal Eriève à TEKELEC MICROWAVE (Les Ulis) a réalisé la croissance épitaxiale des couches minces des détecteurs BIB silicium.

André Leycuras au LPSES (Valbonne) met au point la croissance des couches minces des détecteurs BIB germanium.

Le soutien technique du LAAS-CNRS, et du LIR-CENG a été déterminant

Far infrared photoconductive detectors

Jean Léotin

Service CNRS des Champs Magnétiques Intenses
and Laboratoire de Physique des Solides,
INSA, Avenue de Rangueil, 31077 Toulouse-Cedex (France)

Abstract

Far infrared photoconductive detection is considered in the wavelength range 30 to 1000 μm . High sensitivity direct detection in a low photon flux background, as typically met in spaceborne astrophysics measurements, is emphasized. Recent advances in extrinsic germanium photoconductors, particularly stressed Ge:Ga are reported. Wideband photoconductive detection with $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ and narrow band magnetically tunable photodetection based on InSb and GaAs are reviewed. Prospects for new devices and supporting technologies are discussed.

Introduction

This paper deals with photoconductors operating in the range 40 μm to 1 millimeter wavelength with particular attention to photodetection in a low-background photon-flux environment. Near ideal detector performance is required for astrophysical measurements using a spaceborne liquid helium cooled telescope. This challenge faced detectors flown on the IRAS Satellite (1982) which covered the range 3 to 100 μm . In 1992, the Infrared Space Observatory (ISO) will extend the operating wavelength range to 200 μm by using stressed Ge:Ga photoconductors in the range 100 to 200 μm . The Space Infrared Telescope Facility (SIRTIF) will push measurements up to 1 mm. Background-limited performance of a photoconductor means that the only acceptable photocurrent noise should originate from the background fluctuations in photon flux impinging on the detectors. In addition each photon is converted into a free carrier, ideal detector operation is achieved. A noise equivalent power value of the order of $10^{-17} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ is needed for further spaceborne astrophysics measurements.

Since the first photoconductivity conference in Atlantic City in 1954, an abundant literature has provided complete and up to date review articles. Only a few of the latest are quoted in reference [1-4]. This paper will report on recent advances for Germanium based photoconductors, on II-VI alloy $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ detectors and on III-V compound InSb and GaAs detectors. Germanium doped with Beryllium, Zinc and Gallium are reviewed with emphasis on stressed Ge:Ga properties. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ will be considered either as a hot electron bolometer or as an intrinsic photoconductor depending on the Cd content. Then narrow band magnetically tunable InSb and GaAs detectors are discussed. Prospect for new devices will be outlined by recalling the new concept of blocked impurity band photoconductivity [5] invented at Rockwell and successfully applied to As doped Silicon for wavelengths shorter than 30 μm . The potential improvements brought about by two dimensional carriers confinement in devices will be examined. Finally the usefulness of D^- centers and excited impurity states for detection at wavelength longer than 400 μm will be described. Before reporting the detector results we review some basic aspects of the physics of photoconductors in view of deriving guide-lines for optimising the figures-of-merit and identifying unsolved problems. Ohmic contact operation will be examined in this respect. The summary will discuss supporting technologies for stress systems, far infrared array detectors readout systems and new sources and filters for evaluation purposes under low photon-flux backgrounds.

Basic physics for photoconductors

The physics of detector operation involves optimization of the detector Noise Equivalent Power by improving the quantum efficiency, the responsivity and the noise performance. The understanding of the operation of ohmic contacts is crucial for ideal device performance. Some aspects of stressed crystal operation will be examined further.

A homogeneously doped semiconductor material slab is converted into a photoconductor by applying ohmic contacts. At low temperatures, the extrinsic conductivity $\sigma = n_e \mu$ changes when the carrier concentration n increases as a result of photon-induced impurity ionisation processes. The conductivity change may also arise from the mobility variation μ when the FIR radiation is absorbed by the free carriers. This mechanism was described by Putley as hot-electron bolometer operation [6]. The photoconductor operates either as a direct detector sensing the radiation intensity or a coherent detector sensing both the phase and the intensity. The optimization of the direct detector operation based on excess carrier generation will be considered. We also briefly report sensitive coherent-detection results for extrinsic germanium and for InSb in a quantizing magnetic field.

A. The Noise Equivalent Power (NEP)

The NEP is the relevant figure of merit of the photoconductor. The NEP is the incident radiant power in watts that is required to produce unity signal-to-noise ratio in an electrical bandwidth of one Hertz. The NEP is readily express in terms of the noise i_n and the responsivity S . The responsivity is the ratio of the output photocurrent in amperes to the input radiant power in watt. The NEP expression is:

$$\text{NEP} = i_n \times S^{-1}$$

The NEP is measured in units of watts per square-root Hertz. It is obvious that a high responsivity value is a necessary condition to obtain low NEP value.

The responsivity accounts for the conversion process of a radiant power P at the wavelength λ into a photocurrent I_p . In the process the incident photon rate $P/h\nu$ gives an electron flowing rate I_p/e in the measuring circuit. $h\nu$ is the photon energy at the wavelength $\nu = c/\lambda$. The responsivity is conveniently described by a two-step process identified by the two parameters: the quantum efficiency η and the photoconductive gain G . The quantum efficiency is the ratio of the photogenerated carrier rate \dot{N} to the incident photon rate $P/h\nu$ ($\eta = \dot{N} \cdot h\nu / P$). The photoconductive gain is the ratio of the flowing carrier rate I_p/e to the photogenerated rate \dot{N} ($G = I_p/e \times \dot{N}$). The product $\eta \cdot G$ governs the responsivity S since

$$\eta \cdot G = \left(\frac{\dot{N}}{P} \cdot h\nu \right) \left(\frac{I_p}{e} \cdot \frac{1}{\dot{N}} \right) = \frac{h\nu}{e} \times S$$

The quantum efficiency is related only to the optical absorption process by which the dopant centers become ionized whereas the photoconductive gain is monitored by both the transport process across the bias electric field between the ohmic contacts and the recombination processes inside the biased sample. The gain can be expressed as the ratio of the excess carrier lifetime τ to the carrier transit time T in the device [7] ($G = \tau / T$).

The NEP optimization route is clearly evident through the $\eta \cdot G$ product. The quantum efficiency η rises by increasing the doping level for the absorbing shallow impurities. A doping limit is reached by the onset of hopping conductivity in an impurity band. When the dopant impurities become close to each other, their wave functions overlap and their discrete energy states give rise to impurity band. The presence of residual minority impurities like P in Ge:Ga produces at low temperature ionized primary impurities and in this case an unfilled impurity band. The parallel electrical hopping conductivity transport among these unphotoionized centers overwhelm the faint photocurrents.

The photoconductive gain ($G = \tau / T$) increases when a short transit time value ($T = L/v_d$) is obtained with a high drift carrier velocity across a small electrode distance L . A high drift velocity is set by a high electric field across a high mobility material ($v_d = \mu \cdot E$). On the other hand a high electric field bias may increase substantially the excess carrier lifetime ($\tau^{-1} = N^* \cdot \sigma \cdot v$) by decreasing the product of capture cross section times average velocity v [1.a, 8]. A reduced number of capturing center N^* , that means minority impurities, favours a long lifetime value and may also increase the mobility by virtue of less charged momentum scattering centers if neutral scattering does not prevail. The above analysis makes it clear that having a photoconductor material with the optimum majority impurity doping, the key parameter to control is the minority content. The device should be operated at the maximum electric field bias set by the onset of impact ionization generating noise and electrical breakdown. Unfortunately the breakdown field value goes to zero as the minority impurities content decreases. There is a tradeoff to estimate between the high gain value obtained with a small minority

impurity content and the onset of spiking and avalanche noise at lower electric field values. This limitation was recently identified by N. Haegel et al. in high purity controlled growth Ge:Ga materials and an elegant solution to overcome this drawback was discovered. We shall report on in a next paragraph.

The noise sources. Two different sources contributing to the current noise i_n should be distinguished. The first i_{nb} originates from the statistical fluctuations in the rate of incoming background photons. The second comes from all other contributions rising i_n the device itself i_{nd} or in the current amplifier circuit i_{na} . For uncorrelated sources the NEP expression follows:

$$NEP = S^{-1} \times (i_{nb}^2 + i_{nd}^2 + i_{na}^2)^{\frac{1}{2}}$$

When the background photocurrent i_{nb} is the leading current noise source, the detection is said to be photon noise limited ($NEP = S^{-1} \times i_{nb}$). The noise current i_{nb} can be written in terms of the mean square fluctuation of the photogenerated carrier $\overline{N^2}$ as follows:

$$i_{nb}^2 = e^2 \times G^2 \times (2 \overline{N^2})$$

The factor 2 accounts for the uncorrelated random generation and recombination processes. $\overline{N^2}$ is proportional to the rate of absorbed photons from the background coming with a power P_b and is found equal to the expression [9]:

$$\overline{N^2} = 2 \times \frac{\eta P_b \lambda}{hc} \times (1 - \exp(-hc/\lambda kT_b))^{-1}$$

T_b is the background temperature (For $T_b = 300$ K, the factor $hc/\lambda kT$ is not negligible if the wavelength is longer than $30 \mu\text{m}$). The resulting NEP become for $T_b \ll 300$ K

$$NEP = 2 (P_b \lambda / \eta hc)^{\frac{1}{2}} \cdot hc/\lambda$$

The quantum efficiency η become the relevant figure of merit under photon noise limiting operation. If the quantum efficiency equals unity the detector NEP reaches the background limited infrared photoconductive value (NEP_{BLIP}). The above relation indicate that at $100 \mu\text{m}$ $NEP_{BLIP} = 10^{-17} \text{ W.Hz}^{-\frac{1}{2}}$ corresponds to a photon rate $p = 1.25 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. In the general case, regardless of the noise origin one defines the detective quantum efficiency η_d as the square of the ratio of the NEP_{BLIP} to the actual NEP value:

$$\eta_d = \left(\frac{NEP_{BLIP}}{NEP} \right)^2$$

The detective quantum efficiency η_d is equal or lower than η depending on whether i_{nb}^2 is higher or lower than $i_{nd}^2 + i_{na}^2$. It turns out that a large value of the photoconductive gain G , by increasing i_{nb}^2 , makes it easier to achieve photon noise limited operation with less constraint on detector and amplifier noise. Ideal operation with unity quantum efficiency is possible with the aid of an "integrating cavity" allowing to lengthen the radiation path through the detector after multiple reflections on the cavity walls.

Ohmic contacts

The process of applying ohmic contacts converts a selected bulk doped material into an extrinsic photoconductor. For an ohmic contact, the interface region between the bulk material and the external metallic layer contact should present zero resistance or at least a negligible value compared with the bulk resistance. The ohmic contacts provide free circulation to the photogenerated carriers which might undergo multiple passages across them if their lifetime is longer than their transit time.

The state of the art for ohmic contact process is based on the ion implantation techniques. E. Haller fully described the process for boron implantation in p type germanium [10]. A heavily doped p^+ layer (up to 10^{19} cm^{-3}) is implanted along a few thousands Angstroms depth with a square shaped profile. Thermal annealing is performed at a temperature which activates the boron in substitutional sites but prevents boron diffusion through

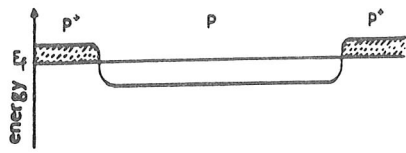


Fig. 1 a - Schematic of the holes energy states between the p^+ contacts on a p type doped material at zero bias voltage and zero temperature. E_F is the Fermi level.



Fig. 1 b - The energy states for a bias voltage applied between the contacts.

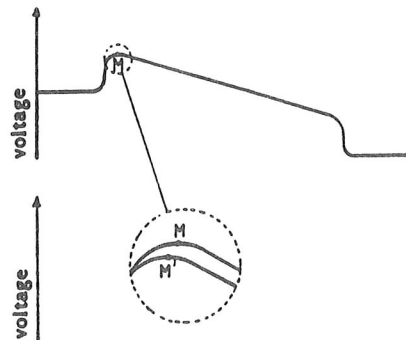


Fig. 1 c - The electric voltage inside the sample between the p^+ contacts. At the maximum barrier voltage the electric field is zero and the current purely diffusive.

Fig. 1 d - The steady state potential barrier adjustment near its maximum M after a step illumination of the device bias under constant voltage. The maximum M decreases and shifts towards the free hole accumulated layer at the p^+ contact and permits the excess photocurrent to be supplied by the contact [11].

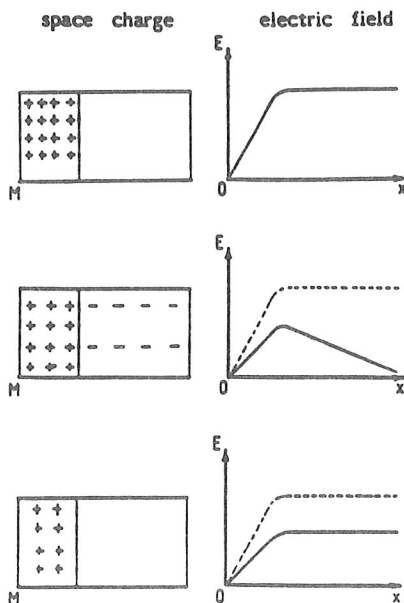


Fig. 2 a - Schematic illustration of the spectral variation of trapped space charge and electric field for the two regions model near the injecting contact before a step FIR illumination. The origin is at the M point of fig. 2 c. The sample is biased under constant current.

Fig. 2 b - The space charge shortly after illumination. The negative space charge is due to sweep-out of photogenerated holes.

Fig. 2 c - The new dynamic equilibrium long after the step illumination. After Westervelt et al [8].

the active bulk region. A thin metallic layer based on titanium and gold is sputtered onto the metallic p^+ layer surface. The heavily doped p^+ layer present a metallic state at helium temperatures and ohmic contact to the metallic sputtered layer is straightforwardly obtained. On the other hand the interface between the p^+ region and the active bulk material displays an accumulation layer of holes which are dominantly frozen onto available ionized acceptor sites at liquid helium temperatures. A trapped space charge is thus built up [8, 11]. In a biased photoconductor and under static illumination the carriers experience a uniform electric field in the bulk active material and a field gradient near the near contact region. On the injecting contact side a small but effective potential barrier have to be passed over as indicated in fig. 1). This potential barrier profile depends on the total potential bias (or on the current bias), the photons flux level and homogeneity. When a step variation of the illumination changes the photocurrent under constant voltage bias the barrier potential has to adjust in order to supply the new photocurrent value [11]. Its maximum will decrease and move towards the accumulation layer for a photocurrent increase. The crucial point to be recognized is that being trapped in the accumulation layer tail the hole space charge relaxes very slowly due to the very small number of available free holes under low backgrounds flux [8]. Therefore a substantial delay might be expected in the response.

Recently, the physics of the near contact region was examined by Westervelt et al [8]. They were able to explain photoconductive transient response on long time scale of the order of seconds, including overshoot transient photocurrent. This commonly observed behaviour in cooled extrinsic photoconductor is investigated by performing the dynamical response analysis of the space charge to illumination with full account of the region near the injecting electrical contact. The authors derive a simple two-region model to give insight into the physical relaxation mechanism. Fig. 2 reproduces their model of the space charge and the electric field in the accumulated space-charge region and in the active bulk medium. This figure refers to a p type doped material biased under constant current. The total voltage is the integrated electric field value along the device between ohmic contacts. The origin is taken at the maximum barrier M indicated in figure 1 c. When the steady state is reached after a step IR illumination, the voltage across the device drops to a constant value as shown in fig. 2 a and 2 c. The bulk active region is neutral and sustain a constant electric field value lower than before illumination. In the transient regime, the excess generated free holes are swept out from the bulk active region giving rise to a dipole layer of opposite charges between the two regions. The swept-out carriers are not immediately replaced from the trapped accumulated space charge. This may give rise to a voltage overshoot (or a current over shoot for the case of constant bias). Later, the trapped accumulated hole space charge relaxes to the steady state value and supplies carriers to neutralize the active space charge region. This model identifies a genuine physical relaxation process with a time constant much longer than the free-hole lifetime or the dielectric relaxation time τ_d (where $\tau_d = \epsilon \epsilon_0 \rho$ is the time needed for screening an excess space charge by conduction process of the free charges in a medium of resistivity ρ and dielectric constant $\epsilon \epsilon_0$). In contrast to previous models [12] assuming zero excess carriers at the boundary and uniform space charge in the active medium, this approach provides at the boundary a pure diffusive current supplying the carriers. The boundary point is located where the internal electric field near the contact is zero (see point M on fig. 1 c) and acts as a virtual cathode. This model is the first attempt to include realistic boundary conditions for ideal ohmic contacts in the transport non linear equations and to solve them to derive steady state as well as numerical time dependant solutions [8]. The calculation was simplified by taking a constant current bias instead of a constant voltage bias. The potential barrier was assumed to be unaffected by the radiation and its maximum point M was taken as a fixed origin.

Detector anomalies in the transient response, spiking and noise are currently attributed to electric field effects at the injecting contacts [3]. A high local electric field value creates for instance a hot carrier distribution which changes substantially the mobility, changes drastically the capture cross section, the impact ionization coefficient and consequently the dynamical state of the carriers. The Westervelt model made it clear that the carrier transport, the photoconductive response of the device to transient illumination is that of a non linear dynamical system. Under specific conditions, the response can produce chaos, intermittency and broad-band noise [8].

Fig. 3 shows the wavelength coverage between 20 and 200 μm of the extrinsic germanium photoconductors doped with Zn, Be, Ga and of stressed gallium doped germanium. The achievement of low NEP values in the range of a few parts $10^{-17} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ was made possible by advances in crystal growth, characterisation techniques and by a better approach of the device physics. A major effort in crystal growth development and characterisation was performed at Berkeley and reviewed very recently by N. Haegel and E.E. Haller [13]. They control the residual minority impurities down to 10^{10} cm^{-3} in a doped crystal. As a result they obtained a high lifetime and mobility value and thus a higher photoconductive gain. However, they demonstrate that the optimization of the NEP value may require to deliberately introduce in addition to the primary optically active impurity some specific residual impurity species.

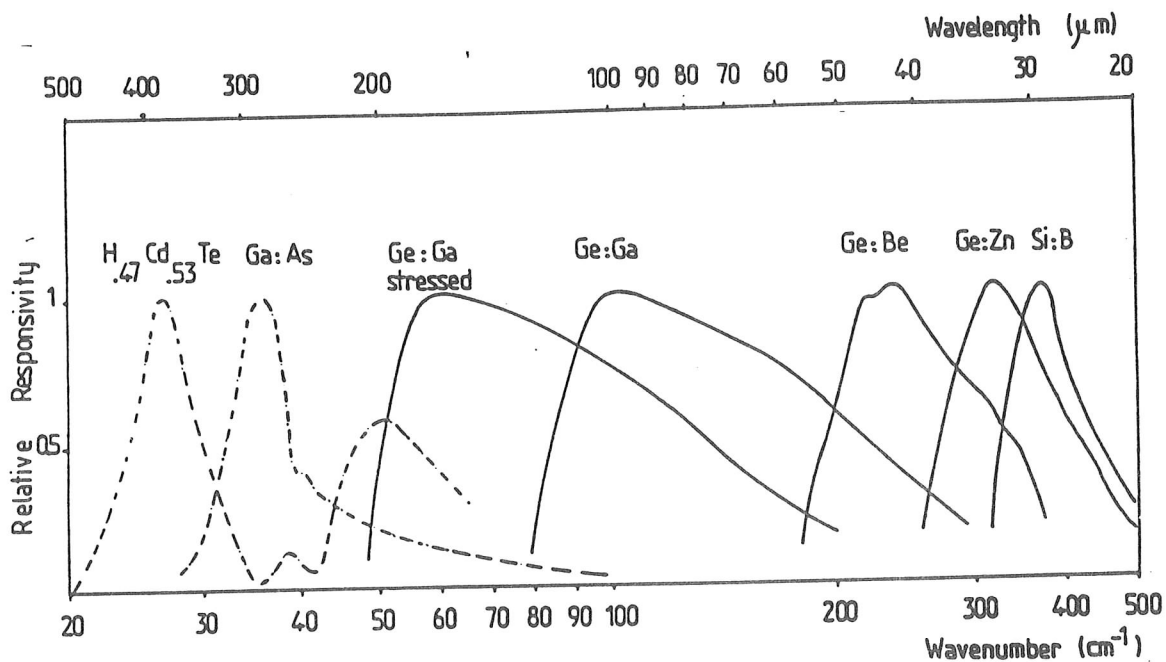


Figure 3
Wavelength coverage above 20 μm of some FIR extrinsic photoconductors.
After reference [14] for Germanium, [1.b], for GaAs and [34] for $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.
The dotted line refers to detectors not optimised for low background photons.

Ge:Be: Beryllium is a semi-deep acceptor impurity having two levels with the shallowest at 24.5 meV [14]. It was demonstrated recently by N. Haegel et al. that the control of residual shallower acceptor impurities like B and Al together with compensating donors is a crucial issue for reaching high responsivity values [15]. In that respect a novel hydrogen related shallow acceptor was discovered by growing crystals under hydrogen atmosphere. During the growth, the (Be, H) centers come with a concentration (N'_A) of the order of 1% of the Be atoms. It can be reduced and adjusted by thermal annealing. For the particular case of shallow residual state compensation ($N'_A = N_D$), a high responsivity value, of the order of 40 A/W was achieved at 4.2 K. In that case, decreasing the temperature to the value of 2.5 K drastically reduce the responsivity to the order of 0.5 A/W. This behaviour is explained by the temperature increase of the lifetime which was measured by photo-Hall experiments [16] and fully explained by the model of Alexander [17] on multilevel systems in which the residual impurities are closely compensated ($N'_A = N_D$). Si:In and Si:Ga display the same properties. However at the lowest temperature operation, optimum performance is obtained when the residual shallow acceptor content is lower than the donors and the later much smaller than the Beryllium concentration. The optimum beryllium

doping is between 10^{14} and 10^{15} cm^{-3} depending on operating temperature and photons backgrounds. The best reported NEP value is $7 \times 10^{-17} \text{ W.Hz}^{-\frac{1}{2}}$ at $T = 2 \text{ K}$ under a background photon flux of $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ along with a responsivity value of 1.5 A/W [49].

Ge:Zn: Zinc doped germanium performances was recently reexamined by the Berkeley group [13]. The results are very similar to that of the Ge:Be including the evidence of a (Zn, H) acceptor impurity complex. The maximum wavelength responsivity lies at $33 \mu\text{m}$ whereas the Ge:Be maximum points at $40 \mu\text{m}$ (Fig. 3).

An exhaustive study of the transient behaviour with respect to changes in incident photon flux levels has been completed by N. Haegel et al. [18-19] in both Ge:Be and Ge:Zn photoconductors. They found time constants ranging from 0.1 sec to greater than 5 sec. Two different time constants were identified in the transient signal response. It has been established that the transient response cannot be explained by previous current models of carriers sweep-out and dielectric relaxation. The transient behaviour was characterised as a function of temperature, electric field, contact area, photoconductive gain and material parameters. Although the recent approach by Westervelt [8] explains the occurrence of long time constant of the order the above measured value, the theory does not account for the material parameters influence as measured for Be and Zn impurities.

Ge:Ga: In commercially available Ge:Ga material doped at the optimum level near 10^{14} cm^{-3} , the content of residual donor species is typically higher than 10^{12} cm^{-3} . A major breakthrough was achieved at Berkeley with the growth of doped material having less than 10^{10} cm^{-3} residual donors. One should notice that it was not necessary to control neither the residual shallow acceptors species like B and Al since they display the same ionization energy and absorption cross section as the gallium nor the deep impurity content like copper which is neutral and, in principle, electrically inactive at helium temperatures. The material with 10^{10} cm^{-3} donors was expected to display a very high photoconductive gain ($G = \tau/T$) because of the high τ value; but as stated above, it is not possible to operate at a high enough electric field bias because of the early onset of noise and electric breakdown by impact ionisation. No benefit can be made from the exponential like lifetime increase with the electric field found in typical good devices [19]. The Berkeley group found a solution to increase the electrical bias on the very low compensated samples. They introduced copper at a level similar to the primary gallium impurity. The copper atoms kill slightly the mobility by setting additional neutral impurity scattering but allows to increase substantially the electric field bias at the operating point. The result brought about by Ge:Ga:Cu is the achievement of responsivity values higher by at least a factor of 5. The figure 4 published by N. Haegel et al [20] clearly demonstrate the benefit derived from the process by comparing the responsivity and NEP values for a low compensated Ge:Ga and the new Ge:Ga:Cu device. Copper is a triple acceptor level with the shallowest energy level at 44 meV . it remains entirely neutral at the detector temperature. The copper atoms should have nearly the same effect on the mobility as the neutral gallium atoms with similar populations. Their ability to inhibit noise and impact breakdown is presumably, to the author believe, due to reduction of free carrier heating brought about by this impurity. The best result so far published for a Ge:Ga:Cu detector is $\text{NEP} = 3.5 \times 10^{-17} \text{ W.Hz}^{-\frac{1}{2}}$ at the temperature $T = 3 \text{ K}$ with $\eta_d = 0.3$ at the

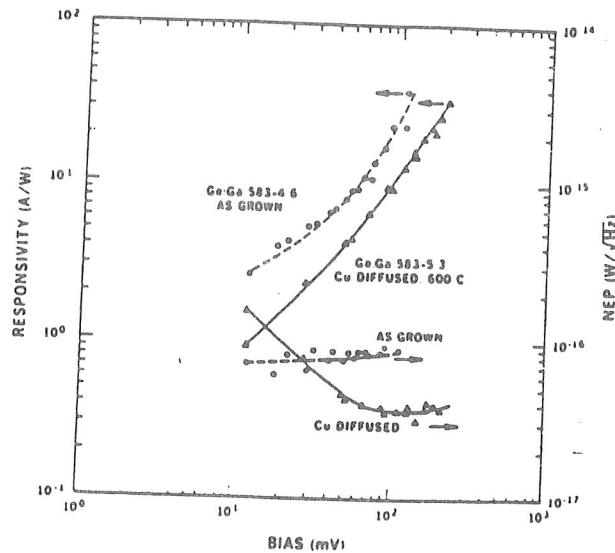


Figure 4
 Responsivity and NEP as a function of bias for as-grown and Cu-diffused Ge:Ga with $N_D = 2 \times 10^{10} / \text{cm}^3$; $T = 3.0 \text{ K}$, $F = 20 \text{ Hz}$.
 After N. Haegel [20].

wavelength $93\ \mu\text{m}$. The responsivity was as high as $20\ \text{A/W}$. Typical detectors results are reviewed in [21].

The gallium impurity absorption cross section recently measured as a function of wavelength by dispersive Fourier Transform Spectroscopy techniques allows a good determination of the quantum efficiency [22].

Radiation effects disturbances of Ge:Ga responsivity and noise level was investigated by Oda et al [23] using a δ -source cobalt 60. They have measured in addition to the expected spiker noise a gradual increase in responsivity which relaxes, once the radiation source is removed, on several hours time scale. A flashing procedure proved to be efficient for curing the memory effect currently treated by heating or bias-boosting.

Stressed Ge:Ga: The application on a Ge:Ga detector of a uniaxial stress in the $\langle 100 \rangle$ direction crystal extends the longwavelength cut-off above $200\ \mu\text{m}$ if the stress exceed 6 gigapascals [10]. The first stressed Ge:Ga photoconductor set into a miniaturised stress cell and optimised for low backgrounds measurements was made by E.E. Haller et al [10]. The Berkeley group achieved a NEP value of $5.7 \times 10^{-17}\ \text{W}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ at $150\ \mu\text{m}$ with the condition ($T = 2\ \text{K}$, $\eta_d = 0.73$, $S = 19\ \text{A/W}$). Recently a NEP value of $2.7 \times 10^{-17}\ \text{W}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ was reported on Battelle detectors by D. Lutz et al at the wavelength $\lambda = 160\ \mu\text{m}$ with the conditions ($T = 2\ \text{K}$, $\eta_d = 0.39$, $S = 7\ \text{A}\cdot\text{W}^{-1}$) [24]. Improved design of the stress mechanism made in Toulouse permitted to control accurately the stress value and by that means the peak responsivity wavelength [25-27]. This technology coupled with a Ge:Ga detector development was evaluated by C. Laverny et al [28, 29]. The NEP value was $6.8 \times 10^{-17}\ \text{W}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ without integrating cavity at the wavelength $167\ \mu\text{m}$ and under the conditions ($T = 2.5\ \text{K}$, $\eta_d = 0.12$, $S = 2.5\ \text{A/W}$).

Fig. 4 displays the spectral responsivity measured by F.T.S. techniques on a detector stressed by using the system presented further on fig.13. The longwavelength cut off at half maximum shifts from 115 to $190\ \mu\text{m}$ when the stress increases to the value of $1\ \text{GPa}$. The responsivity peak broadening at intermediate stress values may arise from the stress inhomogeneity. The optimisation of stressed detectors is still in progress. Usually one takes the same Ge:Ga material at the doping level near $2 \times 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$ for both stress and unstress detectors even if impurity band onset arises at lower doping level under stress due to the larger Bohr radius. Also it is not clear whether the bias electric field is better oriented along or perpendicular to the stress direction. In the author's experience, the longwavelength cut off value changes with the material impurity content. The electric field bias direction with respect to the stress axis seems also to play a role.

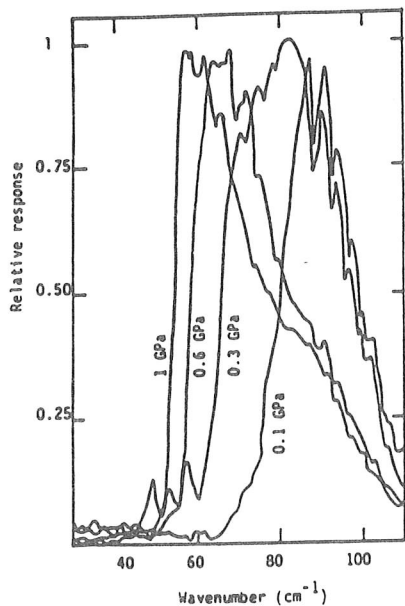


Figure 4 - Shift of the relative spectral response recorded for the following stress value: 0.1, 0.3, 0.6, 1 GPa. Each curve is normalized to its peak value.

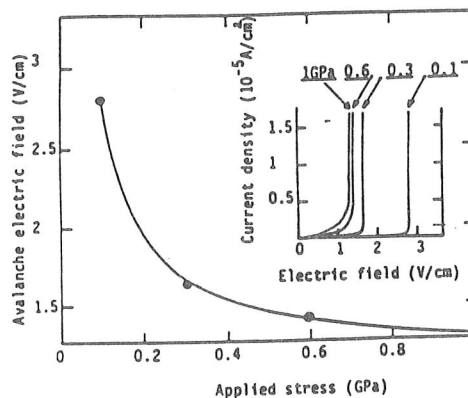


Figure 5 - Variation of the avalanche electric field with the applied stress at 4.2 K. The insert shows plots of the $I(V)$ curves for several stress values.

To understand the new-material aspects brought about by stress, some elements of the physics of stressed p-Ge should be reviewed. A uniaxial stress applied to a germanium crystal removes the cubic symmetry and causes the light hole band to move away from the heavy hole band at a rate of 484 cm^{-1} per Gigapascal for the stress axis in a 100 direction. The heavy-hole band isoenergetic surface becomes an ellipsoid with the effective mass reduced by a factor of 6.3 along a 100 oriented stress direction and 3.2 perpendicularly [30]. The mass-shifted values are achieved in the high stress limit at holes energy lower than the band splitting; typically at 0.1 GPa for thermal holes energy of 40 K. A major consequence is the decrease of the effective Rydberg of binding energy to the value 48 cm^{-1} [22] and consequently the extension of the wavelength cut-off from 110 to $200 \mu\text{m}$. In addition, the optical absorption cross section, the transport and recombination properties are modified. The absorption cross section is expected to increase when the binding energy decreases [31]. The low electric field mobility value is enhanced by a function of the relative effective mass decrease along the electric field direction, (either 6.3 or 3.2 for electric field parallel or perpendicular to the stress). Under electrical bias heating effects become more effective and consequently the lifetime increases as well as the photoconductive gain. However, for the same above reasons along with the binding-energy decrease, the onset of noise and impact ionization breakdown occurs for lower electric field values and inhibits the potential high photoconductive gain. Fig 5 gives in the insert typical I(V) curves as a function of stress and plots the stress dependence of the breakdown field. The electric field is applied orthogonally to the stress axis.

Coherent detection based on extrinsic Germanium photoconductors: The heterodyne performance at the wavelength $67 \mu\text{m}$ of Germanium photoconductors doped with shallow impurities was established by Dodel et al [32]. For a local oscillator (LO) power of a few milliwatts the NEP values are respectively $2 \times 10^{-18} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1}$ for a detector having 141 MHz intermediate frequency (IF) bandwidth and $6.5 \times 10^{-19} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1}$ for a detector having 8 MHz IF bandwidth. The IF bandwidth optimisation (ω_{IF}) by varying the free carrier lifetime, is evident through the conversion gain parameter expression G_c whose maximum is $G_{c \text{ max}} = 1/2 \cdot V \cdot S / (1 + \omega_{\text{IF}}^2 \tau^2)$ [32]. The conversion gain is the ratio of available electrical IF power to the optical input power. Ideal conversion need a high voltage bias V , a high responsivity value S and a conflicting small free carrier lifetime since $S = e/h \cdot \tau / T$. The value is primarily fixed by the compensating minority impurities. For the faster detector the majority to minority impurity ratio is $(2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} / 1.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3})$ and for the slower ($10^{15} / 8 \cdot 10^{13}$). The shallow impurities are Ga, As and Se. The NEP expression in absence of background noise is $\text{NEP} = 2 h \nu / \eta + k T_n / G_c$ where $k T_n$ is the equivalent noise power at the input of the IF amplifier. The 3 db bandwidth was measured directly in a beat experiment with two separate optically pumped lasers. The conversion gain G_c , the photoconductive gain G and the quantum efficiency could be determined and the NEP could be calculated. The above NEP and bandwidth values compare well with the best available GaAs Schottky diode value equal to $6 \times 10^{-18} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1}$ and obtained at the wavelength value $118 \mu\text{m}$ at room temperature operation. However the Schottky diode operates with a LO power equal to 28 mW [43]. Previous measurements using photoconductors were carried out with GaAs at $337 \mu\text{m}$ and with Ge:Ga and Si:P at $118 \mu\text{m}$. The silicon detector gave the best NEP value equal to $3 \times 10^{-16} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1}$ for a LO power of $50 \mu\text{W}$ [33]. Very recently a Ge:Ga mixer have displayed the outstanding NEP value of $6 \times 10^{-21} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1}$ with an IF bandwidth of 17 MHz at $118 \mu\text{m}$ wavelength using a LO power of 2 mW [40b].

The lack of powerful portable LO oscillator sources precludes spaceborne applications but ground based molecular spectroscopy and plasma diagnostics are very demanding.

Hg_{1-x}Cd_xTe photoconductors: The current use of Hg_{1-x}Cd_xTe semiconductor alloy for IR detection in the wavelength range 3-5 and 8-13 μm is based on the intrinsic photodetection mechanism. The fractional cadmium content x ranges between 0.2 and 0.3. Applications in the range 140 to 1200 μm was recently reported by M. Kimmitt [34] using liquid helium cooled high purity n type material with a Cd content in the range of 0.39 to 0.53. The electron concentration is near 10^{14} cm^{-3} . Samples with Cd content lower than 0.4 behave like InSb as suggested earlier by Putley [6]. In this case the photodetection mechanism is based on the hot electron bolometer effect. The free electron get heated by direct energy absorption from the FIR radiation because the FIR energy absorption rate is higher than the energy loss rate that they can give up at the lattice temperature; as a result the mobility and conductivity changes. By contrast with InSb devices of equivalent responsivity, the response time governed by the electron energy relaxation time is shorter for Hg_{1-x}Cd_xTe. On the other hand samples with x above 0.48 behave like standard extrinsic photoconductor but with a binding energy increasing

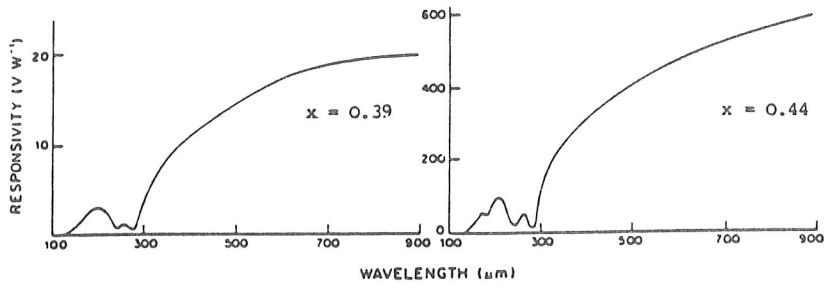


Fig. 6.a - The wavelength dependence of the responsivity for $x = 0.39$.

The carrier concentration $n = 1.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Fig. 6.b - The wavelength dependence of the responsivity for $x = 0.44$ $n = 1.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

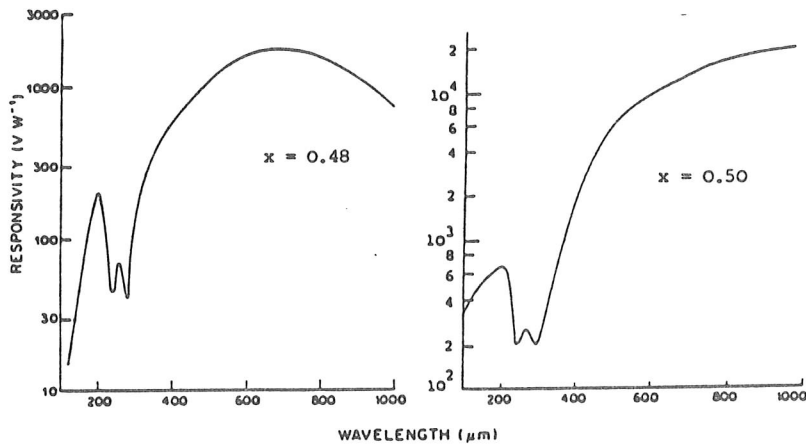


Fig. 6.c - The wavelength dependence of the responsivity for $x = 0.48$. $n = 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Fig. 6.d - The wavelength dependence of the responsivity for $x = 0.50$. $n = 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

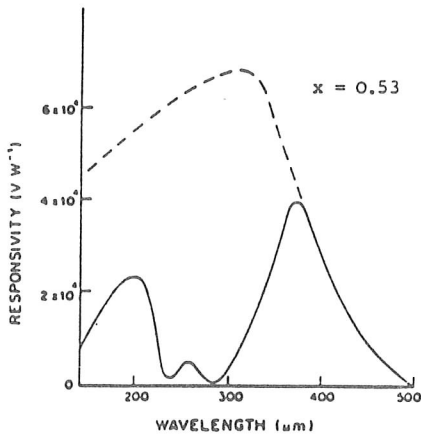


Fig. 6.e - The wavelength dependence of the responsivity for $x = 0.53$. $n = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Figure 6 - Absolute spectral responsivity of high purity $n = \text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photoconductors over the temperature range 1.4 - 2 K. After M.F. Kimmitt [34, 35].

with the Cd content x . The samples with $x = 0.5$ and $n = 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ has a calculated Rydberg energy of 2.66 meV and its impurity spacing is higher than 5 Bohr radius. Surprisingly it does not display a longwavelength cut-off due to freeze-out. However it is a most usefull video detector if very high speed response is not required [35]. At 1 mm wavelength the voltage responsivity is $2 \times 10^4 \text{ V.W}^{-1}$ and the NEP $10^{12} \text{ W.Hz}^{-1/2}$. The detector does not need to be at 1.5 K temperature for optimum results. Unfortunately the spectral responsivity suffers from severe lattice absorption in the range below $140 \mu\text{m}$ between $220\text{-}350 \mu\text{m}$ wavelength. The spectral responsivity measurements of Kimmitt et al [34], shown in fig.6, indicate clearly the transition from the electron bolometer to the extrinsic photoconductor operation when the Cd content is changed between 0.39 and 0.53. For $x = 0.45$ a mixed operation was evident through a double time response measured at the wavelength $500 \mu\text{m}$. When this sample operates at 200 and $1200 \mu\text{m}$ wavelength for which impurity and free carrier absorption are respectively relevant, a single response time constant equal to 100 ns and 10 ns is measured. The highest responsivity is achieved with the extrinsic photoconductor with $x = 0.53$ displaying two dominant peaks near 200 and $400 \mu\text{m}$ with the values $2.3 \cdot 10^4$ and $4 \cdot 10^4 \text{ V.W}^{-1}$.

In summary n HgTe appears to be a useful alternative detector to n-InSb for FIR and short millimeter wavelength. As a video detector (wide electric bandwidth direct detector) it has a comparable NEP but a much faster response time. As a coherent detector with IF bandwidth greater than 50 HMz it remains just a potentiality. The main drawback is the lack of high quality material alloys with a Cd content above 0.5, a composition out of the industrial market interest. The low NEP values expected by the authors might induce FIR astronomy applications.

InSb and GaAs as narrow band tunable photoconductors

InSb: In the absence of quantizing magnetic field a liquid helium cooled high purity n InSb photoconductor ($n \approx 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) based on the hot electron bolometer mechanism gives the best sensitivity above $500 \mu\text{m}$ with NEP values of the order of $10^{-13} \text{ W.Hz}^{-1/2}$. Below $500 \mu\text{m}$, the free carriers absorption and the sensitivity decreases down by two orders of magnitude at $100 \mu\text{m}$ wavelength. The absolute photoresponse of InSb in quantizing magnetic fields was recently reexamined by E.R. Brown et al [36] in the wavelength range $90 \mu\text{m} - 500 \mu\text{m}$, when the FIR absorption is dominated by Cyclotron Resonance (CR) processes. This occurs for magnetic fields higher than 0.3 tesla. The photoresponse shows a discernable peak at the conduction electron cyclotron frequency and the measured NEP values are comparable to the best longwavelength results at zero magnetic field. In addition, for wavelength shorter than $500 \mu\text{m}$ the magnetic field converts, under specific conditions, InSb hot electron bolometer into a narrow band tunable detector. The tuning rate is large near $65 \text{ cm}^{-1}/\text{tesla}$ but the resolution is poor, on average 4 cm^{-1} .

A new type of photoconductive process has been demonstrated in InSb by Kuchar et al [38] with the application of uniaxial stress of a few kilobar along the $\langle 110 \rangle$ direction. The response linewidth is below 0.5 cm^{-1} and continuously tunable up to 1 mm wavelength. The process involved a spin flip transition in the ground state Landau level.

In order to clarify the absorption and photoconduction processes the electronic states in presence of a quantizing magnetic field are displayed on fig.7. The magnetic field quantizes the free electron states into Landau levels and lifts the spin degeneracy. A large enough magnetic field value (above 0.5 tesla) applied on a high purity sample ($n < 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) induces magnetic freeze-out at temperature near 2 K. This is caused by the magnetic confinement of the Bohr impurity orbits overlapping each other at zero magnetic field. A bound impurity level appears below each Landau level. As shown on figure 7. The FIR radiation may induce Cyclotron Resonance (CR), Impurity Cyclotron Resonance (ICR), intraband free carrier absorption (IBA), Spin Resonance (SR) of both free and bound electrons. The cross section of CR and ICR are about equal [39] and much larger than that of the other processes. As a consequence samples thinner than $50 \mu\text{m}$ give narrow band response whereas thick samples display broad band response with possible sharp spin lines. The photoconductive response to CR absorption processes arises from the mobility change experienced by an electron promoted in the higher energy Landau level. Its mechanism is reminiscent of the hot electron bolometer effect. In the case of ICR the excited electrons in the higher Landau level impurity state decay promptly into the fundamental Landau level subband where they are driven by the field bias and recombine into the ground impurity states. The ICR photoconductivity is reminiscent of the ordinary photoconductivity by impurity photoionization.

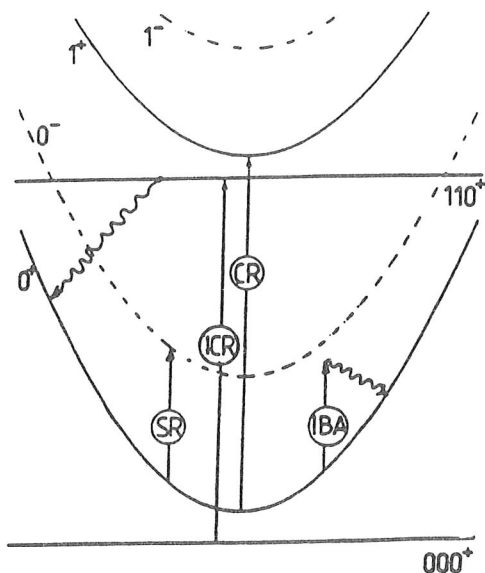


Figure 8 - Electronic states of InSb in a quantizing magnetic field. The parabola represent Landau subbands of each spin state (+ or -). The impurity levels are labelled by using Yafet notations [38].

The arrows indicate Cyclotron Resonance (CR), Impurity Cyclotron Resonance (ICR) and Intraband Absorption (IBA) processes. The wavy arrows refers to phonon processes.

Fig. 9 a shows after E.R. Brown et al. the narrow band tunable responsivity of an InSb detector at 2.2 K having a carrier concentration $n = 3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. The $I(V)$ curves in Fig. 9 b indicates the onset of impact ionization above 0.4 tesla for the current bias of 12 μA used (see Fig. 9 a). The impact ionization causes the ICR transitions to vanish above 0.4 tesla.

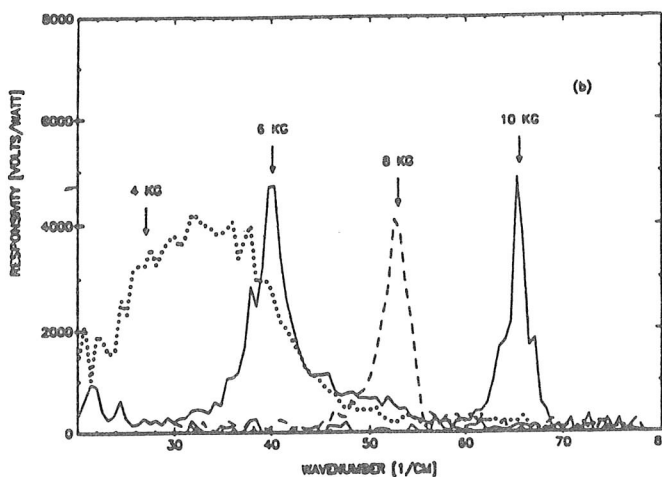


Figure 9.a - After E.R. Brown et al [36]. Absolute responsivity of a narrow band InSb based on Cyclotron Resonance. The magnetic field value is indicated in Kilogauss. The sample dimensions are $2.4 \times 0.36 \times 0.36 \text{ mm}^3$. The bias current is 12 μA and indicated by the arrow in Fig. 9 b.

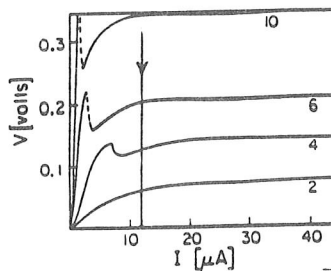


Figure 9 b - After E.R. Brown et al [36].

Voltage current characteristics of an InSb detector at 2.2 K having a free carrier concentration $n = 3.41 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and a mobility at 77 K of $5.9 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$.

The performances of InSb photoconductors should be significantly improved by the application of a hydrostatic pressure. S. Wasilewski et al [41] measured by photoconductivity the CR and ICR excited by the radiation at 70.5 μm and 251 μm wavelength. Both CR and ICR show a dramatic narrowing which can amount to almost an order of magnitude on increasing the pressure to the value of 7.5 Kbar. Fig. 10 displays this effect. A substantial increase of the detector resistance obtained above 7 KB favours high responsivity and low NEP values. Hydrostatic stressed InSb detector systems has not yet been optimized with respect to the input radiation coupling efficiency and no absolute NEP measurements have been performed on such systems.

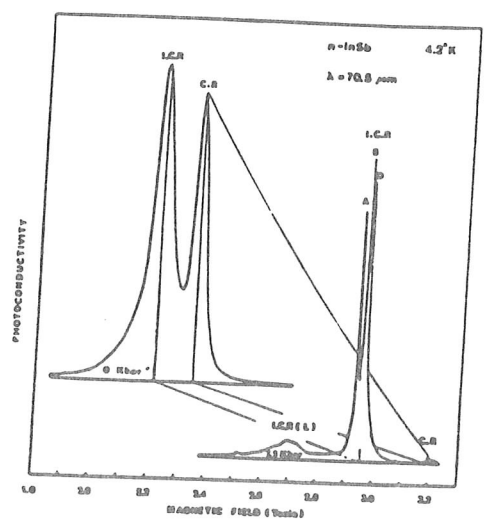
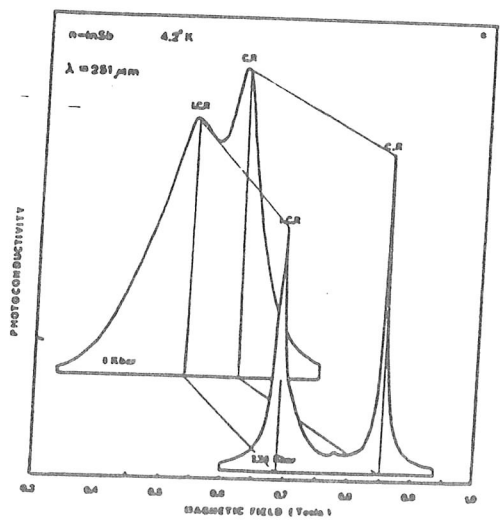


Figure 10 a shows Cyclotron Resonance and impurity shifted Cyclotron Resonance lines taken at 251 μm wavelength demonstrating nearly an order of magnitude narrowing on going to a pressure of 7.56 Kbar. After S. Wasilewski et al [41].

Figure 10 b shows Cyclotron resonance and impurity shifted cyclotron resonance lines taken at 70.5 μm wavelength demonstrating the narrowing of the lines obtained on increasing the pressure to 7.5 Kbar. Lines A, B, D refer to different donor species becoming evident through their chemical shifts. After S. Wasilewski et al [41].

The high pressure cell made of BeCu 2 alloy is described in ref. [42]. The radiation is coupled through a sapphire window.

GaAs : High purity n type GaAs photoconductor is currently used in laboratory spectroscopic at 4 K as a sensitive detector in the wavelength range 200, 340 μm since G.E. Stillman established its properties and performances [1.b]. The best NEP value achieved at this time is $4 \times 10^{-14} \text{ W.Hz}^{-1/2}$. The spectral response is dominated by an impurity line transition (1s to 2p) and a broad continuum (1s to the continuum). Photothermal ionization process give the impurity response. E. Gornik reported the photoresponse of a very narrow band magnetically tunable GaAs photoconductor. The tunability, based on the Zeeman splitting of the 1s to 2p transition into three components is shown on fig. 11. The unique feature of this sample is the occurrence of a single donor species giving a free carrier concentration of 10^{13} cm^{-3} at 77 K [37] together with a total impurity content of $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

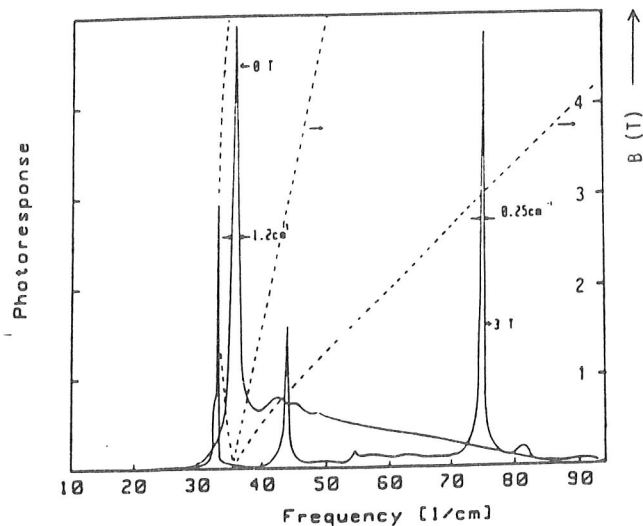


Figure 11 - Photoresponse of a n-GaAs detector at 0 T and 3 T obtained with a Fourier spectrometer. The tuning characteristic of the three lines as a function of magnetic field is given by the dashes curves. After E. Gornik [37].

Coherent detection based on cyclotron resonance tuned InSb detector: A new heterodyne receiver based on high purity InSb tuned by a quantizing magnetic field at cyclotron resonance with respect to the incoming FIR radiation was developed by E.R. Brown et al [43]. The detector operates at 1.6 K with a magnetic field of the order of 0.3 tesla and its NEP values at different frequencies are $NEP = 1.41 \times 10^{-20}$ W/Hz at 812 GHz, $NEP = 9.7 \times 10^{-21}$ W/Hz at 625 GHz and $NEP = 6.9 \times 10^{-21}$ W/Hz at 492 GHz. The 3 db bandwidth at 812 GHz is about 1 MHz. These values are just 25 to 20 times higher than the quantum limit. The Johnson noise of the mixer makes the dominant contribution. (See Tannewald paper in the Proceedings).

Prospect for new FIR photoconductor devices

Three points will be considered. The first is the new concept of blocked impurity-band photoconductor invented and developed at Rockwell International with silicon. The second is the potentiality of two-dimensional carrier confinement in devices (see B.D. McCombe review in this proceedings). Finally we examine the interest of D^- centers and excited impurity states for long wavelength detection.

Blocked impurity band photoconductor (BIB) [5]:

A BIB photoconductor structure based on epitaxially grown p-type material is displayed on fig.12. The active infrared layer is doped at a level high enough for the onset of an impurity band in order to display a high quantum efficiency for impurity ionisation with a thickness value in the 10 μ m range. The active layer is sandwiched between a higher doped degenerate substrate electrode and an undoped blocking layer. A thin ion-implanted IR transparent ohmic contact is processed on the blocking layer. Fig. 12 b shows our "artistic view" of the electronic energy state across the $p^+ - p - \Pi - p^+$ layers of the BIB device at thermal equilibrium (zero voltage bias). The photogenerated carriers flow in the active region is displayed for a properly bias device in fig. 12 c.

The device exhibits a diode-like characteristics. For a negative bias the potential barrier at the interface between the active layers and the blocking layer is suppressed and the electric field penetrates into the active layer. However the free holes cannot move down the field since most of them are frozen out in the impurity band states where they are blocked. Only photogenerated carriers can freely move down through the blocking layer (Fig. 12 c). For a positive front bias free holes are injected at the front electrode and reaching the substrate produce a leakage current. It should be stressed that the local electric field at the substrate injecting contact is near zero. Consequently spiking, anomalous transient pulse characteristics attributed to field effects at this contact are expected to vanish.

BIB detectors offers in addition the advantage of a small volume which promote less sensitivity to nuclear particles, less cross talk in nearby detectors set in arrays. R. Bharat et al demonstrated in Si:As BIB detector arrays superior performances for low background IR astronomy applications. The peak detectivity of the BIB Si:As is near $24 \mu\text{m}$ wavelength.

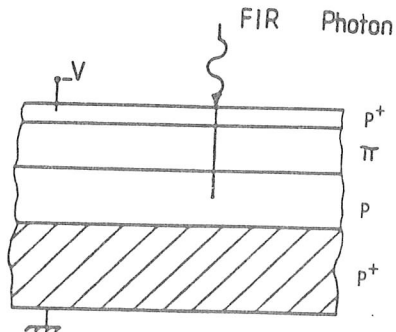


Figure 12 a - Blocked impurity band (BIB) p-type detector structure. After Sclar [2].

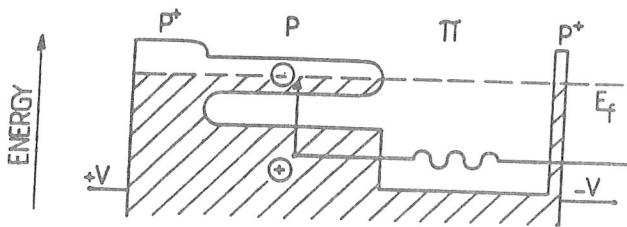


Figure 12 b - Schematic view of a BIB photoconductor electronic structure at thermal equilibrium zero voltage. V^+ and V^- indicate the operating voltage bias sign. The scale is arbitrary.

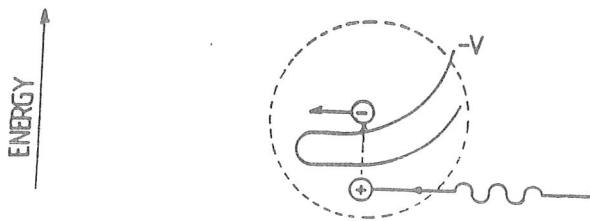


Figure 12 c - Photogenerated carrier flow in the active region under electric bias.

BIB detectors are expected to extend to FIR materials like Ge, GaAs when both techniques of epitaxial growth with a good control of residual impurity species and transparent ohmic contact become available.

Shallow impurities in quantum well structures

Silicon doped GaAs was recently investigated in a quantum well (QW) structure GaAs-Al_xGa_{1-x}As grown by molecular beam epitaxy (MBE) (see B.D. McCombe paper). A thin layer of the order of the silicon hydrogenic like bohr diameter (200 Å) is grown between the two wider energy gap Al_{0.3}Ga_{0.7}As layers. The impurity experiences a potential well which confines its wavefunction and increases its binding energy. Jarosik et al. [44] measured in a QW of 200 Å width doped in its central part (70 Å) with 10¹⁶ silicon at per cm³ a shift of the 1s to 2p transition from the bulk value (35 cm⁻¹) to 60 cm⁻¹. The binding energy in the QW is a function of the impurity position inside the well and of the well width and of the composition x changing the barrier potential. A magnetic field can give additional tuning of the peak wavelength response from less than 60 μm to 350 μm. The present drawback of the QW as a photoconductor device is the lack of good ohmic contact to the QW layer [45].

Application of D⁻ and excited impurity states: The usefulness of these states was recently pointed out by N. Sclar [2]. The D⁻ center is a shallow donor which trap at low temperature an additional electron (or a hole) in the manner as does the H negative ion. The resulting reduced binding energy allows longwavelength response for the photoionisation of this electron.

In order to increase the quantum efficiency of the detection process it is necessary to activate the impurity complex by continuously generating from the ground state free carriers which then recombine with neutral donors. Usually the background operates this generation but an auxiliary infrared source can be used. For these reasons the performance of these detectors are high-background limited detection.

The demonstration of D⁻ photoconductive response was made by Norton in Si:P. The peak responsivity was found to depend on the phosphorous concentration, the temperature and on the applied applied bias field value. For a donor concentration of 10¹⁴ cm⁻³ a longwavelength cut off the 550 μm is achieved with a peak at 400 μm. The D⁻ Si:P with a higher doping was applied as mentioned above to the coherent detection at the wavelength 115 μm. Using 50 μW LO power the NEP value of 3 x 10⁻¹⁶ W.Hz⁻¹ was measured [33]. The D⁻ centers response has been reported in Ge by Gershenson et al [46] and recently in GaAs and InP by C. Armistead et al. [47]. The later investigated the response under various conditions of temperature, electric field bias, magnetic field, hydrostatic pressure and compensation ratio. It was found in InP that a hydrostatic pressure of the order of 10 Kb increases the D⁻ signal by up to an order of magnitude. It is believed that the full understanding of the dynamics of recombination involving D⁻ centers together with accurate control of residual impurities will bring high sensitivity in the D⁻ photoresponse.

Another approach of the long wavelength low background detection was suggested by N. Sclar. He proposes, in the so called mechanism photoconductivity from impurity excited states PIES to populate excited impurity states in silicon by pumping the electrons from the ground state using tuned Pb salt laser [2]. The peak wavelength encompasses the range 100-1000 μm. The demonstration of the process has to be made in both n and p type sample.

Supporting technologies

Stress technology: Recent work [27] has concentrated on the development of a simple portable detector system in which the applied stress can be adjusted on the liquid helium cooled detector from outside the cryostat. Space borne cooled optics will accommodate in their focal plane miniaturized stress cells providing a fixed stress value on detectors arranged either single or in arrays. In that respect we describe a novel feature of the stress mechanism based on the inclusion of a small spring calibrated in situ which allows to control accurately the stress value [28]. Two stress cell units are shown on fig. 13 a and 13 b. Both cells use the same stress mechanism and differs by the incoming radiation direction with respect to the stress direction. The whole system is machined in copper-beryllium 2% alloy hardened by a heat treatment. The stainless steel disc assembly shown in the pictures is composed by 8 Belleville type washers. It has 8 mm diameter, 3 mm thickness and provides up to 400 N. The spring material is stainless steel X35 CD177. Parallel or series stacking arrangement of the washers

gives an increase of either the load or the displacement. In situ low temperature calibration procedure is describe in reference [28].

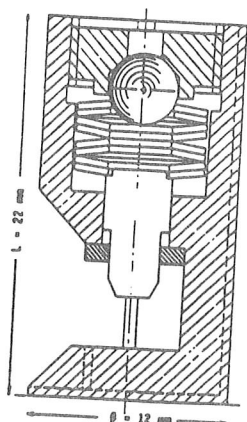


Figure 13 a - Schematic of the copper-beryllium cell. The rotation of the upper screw act to push the sapphire ball and to compress the disc spring assembly. The generated force is transmitted to the sample by the piston. Infrared radiation comes perpendicularly to the stress axis.

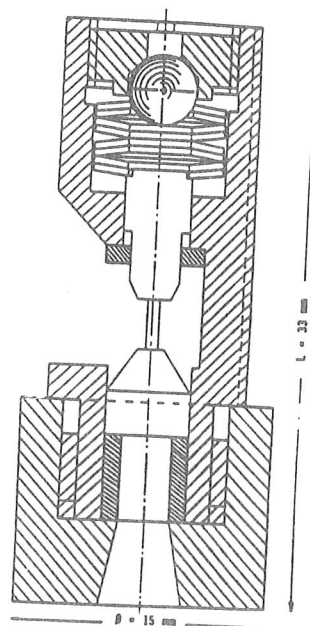


Figure 13 b - The stress is identical to that in the model shown on fig. a. In addition the infrared radiation can arrive along the stress axis through a sapphire anvil window.

Far infrared arrays detectors read out systems : Although modest size arrays are planed to be used in FIR low-background astronomy, extensive hybrid readout systems being developed for shorter wavelength silicon based photoconductors shown promising features for FIR applications.

Multiplexed operation of FIR detector arrays could be achieved easier with the direct voltage read-out matrix (DVR) system based on silicon MOSFETS and working at liquid helium temperature with a very low dissipated power. The concept is based on the measurement on the integrated value of the photocurrent $i_p(t)$ during a fixed time interval T_i by quickly reading across a capacitor (C) the voltage drop from a fixed initial bias ($V_i - V_b$). The voltage drops is caused by the capacitor discharge across the photoconductor at the rate $i_p(t)$:

$$V_i - V_b = C^{-1} \int_0^{T_i} i_p(t) dt$$

In a hybrid set up each photoconductor pixel is connected to a reading pixel including several multigrad MOSFETS. On a row of pixels, since a single pixel is addressed at a time the reading MOSFETS can share a commun load resistor. The DVR allows random read out of selected pixels. The DVR development is still in progress and is expected to display a read noise below 100 electrons rms in one second integration time and thus allow pixel NEP values well below $10^{-17} \text{ W.Hz}^{-1/2}$ when used with ideal detector in the 100 μm wavelength range.

A new readout approach came also with the development of integrated JFET amplifiers by F.J. Low [48] working at 40 K with the outstanding performances of noise current as low as $1 \text{ e}^-/\text{sec}$ in less than a 100 sec of integration time. This concept is readily adapted to modest sized arrays (15 x 15). Small linear arrays operate with single chanel amplifiers designed in the transimpedance amplifier (TIA) configuration. The TIA is a current amplifier whose first high input impedance stage is rejected near to the photoconductor for minimizing input amplifier noise. The cooled stage includes a high resistor value in the Gigaohm range and a field effect

transistor. Usually in TIA amplifiers the FET is either a self heated junction field effect transistor (JFET) operating near 50 K, or a silicon MOSFET or a GaAs field effect transistor GaAs FET [49] operating both at 4.2 K. The GaAs FET offers superior stability and noise performance than the MOSFET subjected to disturbing carrier freeze out effect in their silicon substrate. A major selection criterium is also its transconductance value when operated at low channel current level in order to achieve power dissipation of the order of a few microwatts.

Calibration accessory systems for low backgrounds measurements

Novel features in pulsed sources in low backgrounds and filter technology are examined.

Cyclotron emission sources working at liquid helium temperatures and excited by electric fields provide a very practical spectroscopic tool with a limited spectral resolution. The performances of devices based on InSb and GaAs were established by E. Gornik [37]. They provide easily in low backgrounds of photons a total emission intensity in the range 10^{-6} - 10^{-7} W/cm² and continuous tunability with magnetic field in the same manner as the above mentioned detectors. The sources can be pulsed above the MHz range and allow easy investigation of transient response effect. Calibration of the source against a cryogenic black body source would permit to achieve calibrated spectral responsivity and NEP measurements. A higher resolution source is based on the spin-flip transitions enhanced by the application of a uniaxial stress. An emission bandwidth of 0.2 cm⁻¹ is achieved in the frequency range 20 cm⁻¹ - 40 cm⁻¹ with a tuning rate of 20 cm⁻¹/Tesla [50].

An advanced metal mesh filter technology based on photolithographic generation of grids patterns on very thin mylar substrate (1.5 μm) was recently developed at the Queen Mary College (London) [51]. The combination of three basic patterns is used. One is the standard metal mesh pattern, the other is its complementary structure consisting of square arrays and the last is a superposition of both the above elements which produces squares joined by metallic strips. The three pattern grids are the analog of an inductance a capacitance and a resonant LC circuit. Consequently a computer model based on cascaded transmission line theory can be used to give accurate simulation of the filters and generate their geometrical pattern design. The manufactured combination of the grids with accurate spacings between them realizes the anticipated spectral profile. This powerful technique extends from the millimeter range to below 40 μm. The present bandwidth could be as small as 1 or 2 % of the central frequency.

Conclusions

In this paper, the present status of extrinsic photoconductors Ge, Hg_{1-x}Cd_xTe, InSb, GaAs was reviewed. We hope to have made clear that the achievement of still higher purity material and the control of both majority and minority impurity species content is crucial to obtain improved performances. The process of applying ohmic contact and full understanding of low-temperature operation, especially noise generation processes, under low-background environments is also critical.

The role of hydrostatic or uniaxial stress was evident by inducing new material properties, changing the electronic energy states and carrier dynamics in Ge, InSb and InP. Particularly for the case of InSb hydrostatic stress brings a potential improvement. The magnetic field enhances the responsivity and produces tunable detection in InSb and GaAs.

Finally one can speculate that much evolved FIR photoconduction structures than the standard homogeneous slab will appear. The new concept of blocked impurity-band is beginning to be applied to the FIR wavelength region. The GaAs quantum well results give also premise of this trend. It is likely that new epitaxial techniques keeping under control the residual impurity states will permit the tailoring of new devices based on impurities confinement.

It is tempting, finally, to answer our colleagues in the FIR astrophysics community, who are pressing for even more sensitive detector elements and even larger size detector arrays, this statement issued at the first photoconductivity conference in 1954 and still partly valid in 1986: "Photoconductivity is one of the most complex phenomena of solid state physics, involving, as it does, the interaction of light quanta with a solid to produce free charge carriers whose subsequent history reflects all of the fascinating diversions encountered by an itinerant electron or hole in a solid" [52].

Acknowledgments

The author is indebted for valuable discussions or laboratory visits or sending latest papers to: P. Ade, J.R. Birch, E.R. Brown, B.D. McCombe, E. Gornik, N. Haegel, E. Haller, M. Kimmitt, W.J. Moore, P. Richards, N. Sclar, K. Shivanandan, R.A. Stradling. Claire Laverny has performed the stressed germanium work during the course of her thesis.

This work was supported by Centre National d'Etudes Spatiales, Direction des Recherches et Etudes Techniques, Centre National de la Recherche Scientifique and Région Midi-Pyrénées.

References

- 1.a Bratt, P.R., "Impurity germanium and silicon infrared detectors" in Semiconductors and Semimetals, (R.K. Willardson and A.C. Beer eds), vol. 12, pp. 39-142, Acad Press, New-York (1977).
- 1.b Stillman, G.E., Wolfe, C.M. and Dimmock, J.O. in "Far infrared photoconductivity in high purity GaAs" in Semiconductors and Semimetals, (R.K. Willardson and A.C. Beer eds), vol. 12, p. 169-290, Academic Press, New-York (1977).
2. Sclar, N., "Properties of doped silicon and germanium infrared detectors", Prog. Quant. Electr., vol. 9, pp. 149-257 (1984).
3. Haller, E.E., "Third International Conference on Infrared Physics", Zurich (1984), Proceedings edited by W. Rügsegger and E.K. Kneubuhl.
4. Richards, P.L. and Greenberg, L.T., "Infrared detectors for low-backgrounds astronomy: Incoherent and coherent devices from one micrometer to one millimeter" in Infrared and Millimeter Waves, edited by Kenneth J. Button), vol. 6, pp. 149-207, Academic Press, New-York (1982).
5. Bharat, R., Petroff, M.D., Speer, J.J. and Stapelbroek, M.G., Proceedings of the second infrared detector technology workshop. Edited by Craig R. McCreight, NASA Technical Memorandum 88213 (1986).
6. Putley, E.H., in Semiconductors and Semimetals, vol. 1, Chap. 3, Academic Press, New-York (1966).
7. Rose, A., Concepts in photoconductivity and allied problems (Krieger, Melbourne, F.L., 1978).
8. Westervelt, R.M. and Teitsworth, S., J. Appl. Phys., 57 (12) (1985).
9. Keyes, R.J., and Quist, T.M., in Semiconductors and Semimetals" (R.K. Willardson and A.C. Beer), vol. 5, p. 325, Academic Press, New-York (1970).
10. Haller, E.E., Hueschen, M.R., and Richards, P.L., Appl. Phys. Lett., 34 (8), pp. 495-497 (1979).
11. Lampert, M.A. and Rose, A., Phys. Rev., vol. 113, 1236 (1959).
12. Milton, A.F. and Bouke, M.H., Phys. Rev., B3 (12), 4312 (1972).
13. Haegel, N.M. and Haller, E.E., SPIE Proceedings n° 659, Innsbruck Conf., April (1986).
14. Shenker, H., Swiggard, E.M., Moore, W.J., Trans of the metallurgical Soc., AIME, vol. 239, p. 347 (1967).
15. Haegel, N.N., and Haller, E.E., Proc. workshop on I.R. Detectors, edited by McCreight, Technical memorandum 88213 (1986).
16. Germer, T.A., Haegel, N.M., and Haller, E.E., Journal of Applied Physics (in press 1986).
17. Alexander, D.H., Baron, R. and Stafsudd, M.O., I.E.E.E. Trans. Elec. Dev., ED-27, 71 (1980).
- 18.a Haegel, N.M., Ph.D. Thesis, Lawrence Berkeley Lab., University of California (1985).
- 18.b Haegel, N.M., Haller, E.E., Infrared Physics (in press 1986).
19. Moore, W.J. and Shenker, H., Infrared Physics, 5, 99 (1965).
20. Haegel, N.M., Hueschen, M.R., and Haller, E.E., Infrared Phys., 25, 273 (1985).
21. Wolf, J., and Lemke, D., Infrared Phys., vol. 25, 327 (1985).
22. Birch, J.R., Barre, S., Laverny, C., Goiran, M., Léotin, J., 10th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves to be published (Pise, oct. 1986).
23. Oda, N, Lemke, D, Wolf, J, 9th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Takarazuka, Conference Digest (1984).
24. Lutz, D., Lemke, D., Wolf, J., reported at the SPIE, Cannes Symposium (1985).
25. Léotin, J., Laverny, C., Askénazy, S., Birch, J.R., Eight Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest edited by R.J. Temkin, Miami (1983).
26. Léotin, J., Laverny, C., Askénazy, S., and Birch, J.R., 9th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Takarazuka) Conference Digest (1984).

27. Léotin, J., Laverny, C., Goiran, M., Askénazy, S., and Birch, J.R., Infrared and Millimeters waves Journal, 6, 323 (1985).
28. Laverny, C., Villarzel, C., Birch, J.R., Proceedings SPIE, 590, Cannes (1985).
29. Laverny, C., Oberti, J., Barbaste, R., Léotin, J., Ade, P., Birch, J.R., Spectroscopy at High Pressures. Meeting of the European Study group of the Conseil of Europe, London (1986).
30. Hensel, J.C., Suzuki, K., Phys. Rev., B9, 4, 4184 (1970).
31. See reference 2, page 220.
32. Dodel, G., Heppner, J., Holzhauser, E., and Gornik, E., J. Appl. Phys., 54, 4254 (1983).
33. Norton, P., Slusher, R.E., and Sturge, M.D., Appl. Phys. Lett., 30, 446 (1977).
34. Kimmitt, M.F., Lopez, G.C., Giles, J.C., Takai, M., Roser, H.P., McGuckin, B.T., and Black, A., Infrared Phys., 25, 767 (1985).
35. Kimmitt, M.K., Private communication and Lopez, G.C., Ph.D. Thesis University of Essex (1985).
36. Elliot R., Brown, Wengler, M.J., and Phillips, T.G., J. Appl. Phys., 58, 2051 (1985).
37. Gornik, E., Physica, 127B, 95 (1984).
38. Kuchar, F., Miesels, R., and Kriechbaum, M., in Lectures notes in Physics, vol. 152, E. Gornik ed., Springer, Berlin, p. 197, (1982).
39. Gornik, E., Chang, T.Y., Bridges, T.J., Nguyen, V.T., McGee, J.D. and Muller, W., Phys. Rev. Lett., 40, 1151 (1978).
- 40.a See reference 38.
- 40.b Watson, D.M., Crafoord, Prize Symposium on Astrophysical Aspects on the Interstellar Medium and Star Formation, Oc. 3-4, (1985), Stockholm, Sweeden. To appear in Physica Scripta.
41. Wasilewski, Davidson, A.M., Stradling, R.A., and Porowski, S., in Lecture Notes in Physics, vol. 177, G. Landwehr ed., Springer Verlag, Berlin, p. 233 (1982).
42. Wasilewski, Z., Stradling, R.A., and Porowski, S., Sol. State Comm., 57, 123 (1986).
43. See in the Proceedings Tannewald, P. and Brown, E.R., review paper.
44. Jarosik, M.C., McCombe, B.D., Shanabrook, B.V., Comas, J., Ralston J. and Wicks, G., Physical Rev. Lett., 54 1283 (1985).
45. McCombe, B.D., Private Communication.
46. Gershenzon, E.M., Goltsman, G.N. and Pititsina, N.G., Sov. Phys. JETP, 37, (2) 299 (1973).
47. Armistead, C.J., Najda, S.P., Stradling, R.A., Maan, J.C., Solid State Comm., 53, 1109 (1985).
48. Low, F.J. and Alwardi, M., Proceedings of the second infrared detector technology workshop, ed. by C.R. McCreight, NASA Technical Memorandum 88213 (1986).
49. Brunsmann, U., Advanced Infrared Sensor Technology, Proceedings SPIE, vol. 395, p. 127.
50. Gornik, E., Lindemann, G., Kuchar, F., Eight Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Conference digest, ed. by R.J. Temkin (1983).
51. Ade, P., (Queen Mary College, London) Private communication, to be published.
52. Breckenridge, R.G., and Russel, B.R., Photoconductivity Conference, (New-York, John Wiley and Sons, Inc., VII, (1956). See also reference 18.a.