

5/75

200

UNIVERSITÉ D'ALGER

ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DÉPARTEMENT ÉLECTRICITÉ

PROJET DE FIN D'ETUDES



LES DETECTEURS  
SEMI-CONDUCTEURS DE  
RAYONNEMENTS

PROPOSE ET  
DIRIGE PAR :  
A. ZERGUERRAS

ETUDIE PAR :  
BENGHALIA Hocine

PROMOTION JUIN 1975

... à mes parents, mon frère  
Abdelkrim et tous ceux  
qui ont participé à l'é-  
-laboration finale du  
manuel polycopié.

B. Hocine

Je remercie tout  
particulièrement M<sup>r</sup>. A. Zerguerras  
pour ses conseils, et pour la do-  
-cumentation qu'il a bien voulu me  
prêter.

Benghalia Hocine.

LES DETECTEURS SEMI-CONDUCTEURS DE RAYONNEMENTS

TABLE DES MATIERES  
-o-o-o-o-o-o-o-

Introduction ..... I

CHAPITRE I : Théorie des semi-conducteurs ..... 2

CHAPITRE II : Les propriétés des semi-conducteurs concernant plus particulièrement les problèmes de détection des particules et rayonnements nucléaires ..... 10

CHAPITRE III : Les principaux types de détecteurs semi-conducteurs ..... 24

CHAPITRE IV : L'électronique associée aux détecteurs semi-conducteurs ..... 73

CHAPITRE V : Quelques applications des détecteurs semi-conducteurs ..... 86

Perspectives d'avenir ..... 93

Annexe I : Calcul de la charge collectée et du temps de collection dans les détecteurs P-N et P-I-N.

Annexe II : - abaques importants sur les détecteurs semi-conducteurs.  
- résultats de quelques manipulations sur les possibilités des détecteurs à contact métal-semi-conducteur dans le domaine des ondes centimétriques .

# I N T R O D U C T I O N

-o-o-o-o-o-o-o-o-

Les techniques nucléaires et leurs multiples applications nécessitent un appareillage de contrôle et de mesure très performant, dont l'élément essentiel est constitué par le détecteur de rayonnement nucléaire.

La détection des particules chargées et des rayonnements électromagnétiques est essentiellement basée sur l'arrêt ou le ralentissement des particules par un milieu matériel donné avec absorption de leur énergie cinétique ainsi que sur l'observation de phénomènes secondaires provoqués dans ce milieu absorbant.

Après les chambres d'ionisation, les compteurs Geiger-Muller et les scintillateurs, les détecteurs à jonction semi-conductrice firent leur apparition vers 1950. En progrès constant, ce dernier type de détecteur, outre leur faible encombrement, présentent dans certaines applications, des propriétés de linéarité et de résolution supérieures à celles des détecteurs classiques.

Nous nous proposons d'exposer la physique ainsi que le principe de fonctionnement des principaux types de détecteurs semi-conducteurs, en vue d'en présenter les diverses applications.

Le premier chapitre sera consacré à des rappels sur la physique des cristaux semi-conducteurs, avec l'introduction de notions sur la mobilité et la durée de vie des porteurs. Suivra une brève étude de l'action des rayonnements sur les cristaux semi-conducteurs, avant d'aborder le chapitre principal présentant les principaux types de détecteurs semi-conducteurs. Enfin, l'électronique associée aux détecteurs et les principales applications de ces derniers feront l'objet des deux derniers chapitres.

Pour illustrer cette étude théorique, nous présentons en fin d'exposé les résultats de quelques manipulations qui montrent les possibilités des détecteurs à contact métal-semi-conducteur dans le domaine des ondes centimétriques.

## THEORIE DES SEMI-CONDUCTEURS

## I. Définition et classification des semi-conducteurs :

L'étude du mouvement des électrons d'un cristal parfait où règne un potentiel périodique montre qu'il existe des bandes d'énergie interdites à ces électrons.

La dernière bande remplie d'électrons est dite bande de valence, la bande immédiatement supérieure bande de conduction; l'intervalle d'énergie les séparant s'appelle énergie d'activation intrinsèque et est spécifique de chaque cristal.

Au zéro absolu, en l'absence de toute agitation thermique, la bande de valence de tous les solides cristallins est complètement remplie: les solides sont alors des isolants parfaits.

Lorsque la température augmente, on rencontre trois possibilités différentes :

a) Certains solides cristallins demeurent isolants : cette propriété résulte de l'importance de la largeur de la bande interdite qui est supérieure à l'énergie thermique communiquée aux électrons.

b) D'autres solides cristallins cessent aussitôt d'être isolant en raison du chevauchement de leur bande de valence et leur bande de conduction : ce sont les métaux.

c) Entre les deux catégories de solides cristallins déjà citées on rencontre une troisième catégorie de solides, qui, isolants à basse température, deviennent d'autant plus conducteurs que la température est plus élevée: ce sont les semi-conducteurs.

## I.I Les semiconducteurs intrinsèques:

On désigne ainsi les cristaux semi-conducteurs chimiquement purs ( moins d'un atome d'impureté pour  $10^{14}$  atomes ).

La largeur de la bande interdite est assez faible ( elle est de l'ordre de 1,15 eV pour le Silicium et de 0,72 eV pour le Ge ), si bien qu'au dessus d'un certain niveau d'agitation thermique, les électrons peuvent passer de la bande de valence à la bande de conduction. Il y a alors génération corrélative d'autant

d'électrons libres que de trous libres, agents les uns comme les autres de la conduction.

### I.2 Les semi-conducteurs extrinsèques :

En fait, après les opérations de purification et de structuration il subsiste dans le cristal des défauts structurels ( défauts de Shottky = vacances et défauts de Frenckel = intersticiels ) ainsi qu'une certaine densité d'atomes d'impuretés.

On peut donner à un semiconducteur une conductibilité de type particulier en remplaçant d'une manière voulue et contrôlée un certain nombre d'atomes du cristal initial par un nombre égal d'atomes d'impuretés soigneusement choisies : on obtient alors un semi-conducteur extrinsèque de type N ou P suivant les cas.

#### a) semi-conducteurs extrinsèques du type N:

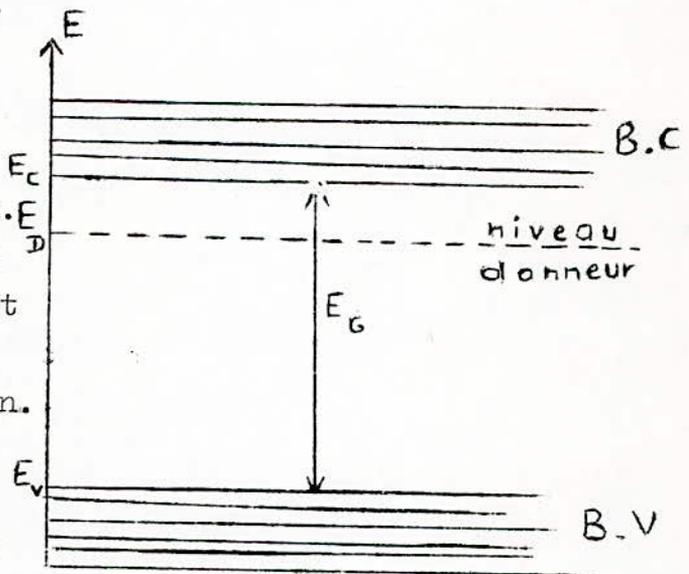
Si lors de la fabrication du cristal, on introduit quelques atomes d'un corps pentavalent tel que le phosphore, l'arsenic ou l'antimoine dans du germanium ou du silicium (atomes tetravalents) l'un des cinq électrons périphériques de l'atome pentavalent ne sera pas lié aux autres atomes du réseau. Son niveau énergétique appelé niveau donneur est ( voir figure I )

très proche du bas de la bande de conduction .

Un électron peut donc passer dans la bande de conduction par une agitation thermique beaucoup plus faible que si le cristal était intrinsèque. La charge positive créée par le départ de l'électron n'est pas mobile et ne participe donc pas à la conduction.

Parallèlement au mécanisme de conductivité extrinsèque, celui de la conductivité intrinsèque se manifeste

également mais il demeure négligeable dans une large plage de température.



b) Semi-conducteurs extrinsèques du type P :

Si on introduit dans un cristal de silicium ( ou de germanium ) un atome trivalent ( aluminium, bore, gallium, indium... ) il manquera au réseau un électron de liaison et il y a apparition d'un trou dont le niveau énergétique, appelé niveau accepteur, est situé près de la bande de valence, dans la bande interdite. Il est, dès lors facile pour un électron de la bande de valence d'aller sur le niveau accepteur, créant de ce fait un trou mobile, tandis que l'électron devient fixe et est perdu pour la conduction.

Remarque : les impuretés trivalentes et pentavalentes donnent, chacune, dans la bande interdite du silicium et du germanium, un seul niveau d'énergie.

Actuellement, il est impossible d'obtenir un semi-conducteur totalement exempt d'impuretés; le dopage se fait donc souvent par compensation des impuretés de l'autre type : si le nombre d'atomes donneurs  $N_D$  est supérieur au nombre des atomes accepteurs préexistant dans le cristal, le semi-conducteur est du type N, dans le cas contraire il est du type P.

### I.3 Conclusion:

Les semi-conducteurs intrinsèques, possèdent, à température donnée des caractéristiques électriques qui ne dépendent que de la nature du cristal. Par contre, à la même température les caractéristiques électriques d'un semi-conducteur extrinsèque sont étroitement liées à la concentration des impuretés dopantes. Dans l'un et l'autre cas, on va calculer, à l'équilibre électrique le nombre de charges qui participent à la conductibilité.

## II. Etude des semi-conducteurs à l'équilibre thermodynamique:

### II.1. La fonction de Fermi-Dirac :

Il s'agit de trouver la distribution des électrons entre les divers états d'énergie susceptibles d'être occupés, en fonction de la température.

Si, entre les énergies  $E$  et  $E + dE$ , il existe  $N(E)dE$  états d'énergie permis par unité de volume, la densité d'électrons qui se trouvent effectivement dans ces états satisfait à l'équation:

$$n(E) dE = F(E)N(E)dE$$

$F(E)$  est la fonction de Fermi-Dirac ; elle représente la proba-

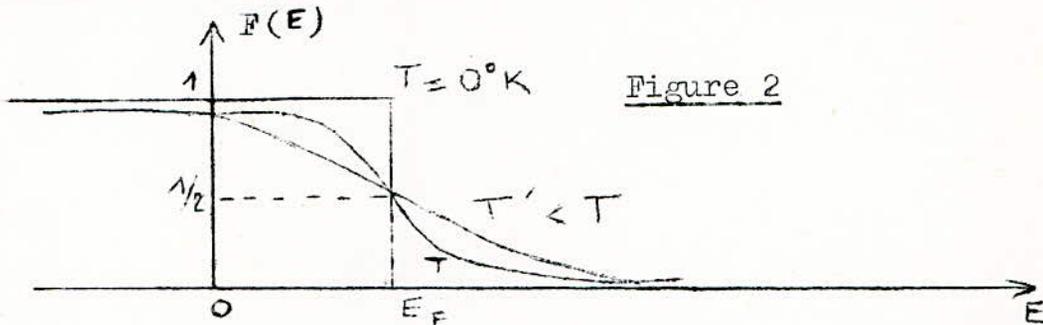
-bilité d'occupation par les électrons de l'état d'énergie E elle s'exprime sous la forme:

$$F(E) = \frac{I}{I + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$  = constante de Boltzmann

$E_F$  = constante, appelé niveau de Fermi-Dirac est fonction du nombre d'états d'énergie possibles, de la quantité d'électrons à distribuer ainsi que de la température.  $E_F$  représente le niveau d'énergie le plus élevé qui soit occupé au zéro absolu.

La figure 2 donne la représentation de la fonction  $F(E)$ .



Dans le calcul courant des densités de charges des semi-conducteurs,  $E - E_F$  est très supérieur à  $kT$ , et la fonction  $F(E)$  se simplifie:

$$F(E) = \exp - \left( \frac{E - E_F}{kT} \right)$$

Remarque: Dans un solide à température donnée, il règne un équilibre dynamique: trous et électrons se forment continuellement par agitation thermique et les impuretés s'ionisent; en même temps le mécanisme inverse de recombinaison et de piégeage a lieu: la fonction de Fermi-Dirac donne la moyenne dans le temps de la distribution des électrons et des trous, ce qui permet de calculer les densités moyennes de charges situées dans le cristal pour un équilibre thermodynamique donné.

## II.2 Détermination des densités de charges d'un cristal semi-conducteur :

Il existe deux types de charges :

- les charges fixes créées par la seule ionisation des atomes d'impuretés et situés sur les niveaux d'énergie de ces derniers.
- les charges mobiles situées dans la bande de conduction ou la bande de valence et créées par les mécanismes de conductibilité intrinsèque et extrinsèque, simultanément s'il y a lieu.

### II.2.1 Détermination de la densité de charges fixes :

Dans le cas d'un semi-conducteur extrinsèque de type N, la densité des états quantiques au niveau  $E_D$  est égale à la densité des atomes donneurs  $N_D$ . Une partie ( parfois la totalité ) des atomes donneurs peut être ionisée c'est à dire qu'une partie des  $N_D$  électrons donneurs peut quitter le niveau  $E_D$  et passer dans la bande conduction, alors que l'autre partie des électrons donneurs reste au niveau  $E_D$ .

La densité  $n_d$  des électrons demeurant au niveau  $E_D$  ( électrons liés ) est donnée par la statistique de Fermi-Dirac:

$$n_d = N_D \exp - \left( \frac{E_D - E_F}{kT} \right)$$

La densité des électrons qui participent à la conductibilité ( porteurs mobiles ) est donc égale à  $N_D - n_d$ .

Par un raisonnement analogue, relatif à un cristal de type P, on montre que la densité des trous restant au niveau  $E_A$  ( trous liés ) est égale à :

$$n_a = N_A \exp - \left( \frac{E_F - E_A}{kT} \right)$$

La densité des trous ( porteurs mobiles ) participant à la conduction est alors égale à :  $N_A - n_a$ .

### II.2.2 Détermination de la densité de charges mobiles :

Les conductibilités intrinsèque et extrinsèque créent des porteurs mobiles ( électrons et trous ) dans la bande de valence ou de conduction.

Si on désigne par  $N(E)$  la densité d'états quantiques d'énergie  $E$  dans la bande de conduction, la densité des porteurs libres  $y$  est égale à :

$$n = \int_{E_C}^{\infty} F(E)N(E) dE$$

La distribution des états quantiques dans le bas de la conduction est donnée par :

$$N(E) = 4 \pi \left( \frac{2 m_n}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2}$$

$m_n$  est la masse effective de l'électron.

Après calcul, on trouve la densité d'électrons libres dans la bande de conduction:

$$n = 2 \left( \frac{2 \pi m_n k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp - \left( \frac{E_C - E_F}{kT} \right) = N_C \cdot \exp - \left( \frac{E_C - E_F}{kT} \right)$$

De même, la densité des trous libres dans la bande de valence est donnée par l'équation :

$$p = 2 \left( \frac{2 \pi m_p k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp - \left( \frac{E_F - E_V}{kT} \right) = N_V \cdot \exp - \left( \frac{E_F - E_V}{kT} \right)$$

$m_p$  est la masse effective du trou.

### II.2.3 Calcul des densités de porteurs dans certains cas courants

En régime permanent, le semi-conducteur doit satisfaire à la condition d'équilibre électrique :

$$N_D - n_d + p = N_A - n_a + n$$

$N_D, N_A$  = densité des atomes donneurs et accepteurs

$n_d, n_a$  = densité d'atomes donneurs et accepteurs non ionisés.

$n, p$  = densité des électrons et des trous mobiles du cristal.

Appliquons l'équation ci-dessus pour quelques cas particuliers.

a) Calcul de la densité des porteurs d'un semi-conducteur intrinsèque :

Dans ce cas on a  $N_D = n_d = N_A = n_a = 0$

L'équation d'équilibre électrique devient :  $p = n$  qui

représente la définition même des semi-conducteurs intrinsèques.

Les expressions des densités intrinsèques  $n_i$  et  $p_i$  sont données par les formules figurant dans le paragraphe précédent dans lesquelles  $E_F$  sera remplacé par le niveau de Fermi intrinsèque  $(E_F)_i$ .

de l'égalité  $n_i = p_i$  on déduit la valeur de  $(E_F)_i$

$$(E_F)_i = \frac{E_V + E_C}{2} + \frac{3}{4} \text{Log} \frac{m_p}{m_n}$$

Le rapport  $m_p/m_n$  étant très voisin de l'unité, le niveau d'énergie de Fermi est donc situé approximativement milieu de la bande interdite.

Des expressions de  $n_i$  et  $p_i$  on peut aussi déduire que :

$$n_i p_i = n_i^2 = p_i^2 = N_C N_V \exp - \left( \frac{E_G}{kT} \right)$$

Donc, pour un semi-conducteur donné, à l'état pur, la densité des électrons mobiles dans la bande de valence ou la densité des trous mobiles dans la bande de conduction ne sont fonction que de la température thermodynamique du cristal.

b) Calcul de la densité des porteurs d'un semi-conducteur extrinsèque:

-- pour un semi-conducteur de type N :

$$\text{on a : } N_A = n_a = 0$$

A la température ordinaire, on peut supposer que toutes les impuretés donneuses sont ionisées ( $n_d=0$ ), et que les trous de la bande de valence, porteurs minoritaires sont en nombre très inférieur à celui des électrons majoritaires de la bande de conduction. L'équation d'équilibre électrique s'écrit alors :

$$N_D = n$$

La densité des électrons majoritaires dans un semi-conducteur de type N est donnée par la formule :

$$n_N = N_D = N_C \exp - \left( \frac{E_C - (E_F)_N}{kT} \right)$$

d'où le niveau de Fermi:  $(E_F)_N = E_C - kT \text{Log} \left( \frac{N_C}{N_D} \right)$

La densité des trous minoritaires a pour expression :

$$p_N = N_V \exp - \left( \frac{(E_F)_N - E_V}{kT} \right)$$

A température donnée, le produit  $n_N p_N$  est constant :

$$n_N p_N = N_C N_V \exp - \left( \frac{E_G}{kT} \right) = n_i p_i$$

-- pour un semi-conducteur de type P :

densité des trous majoritaires

$$p_P = N_A = N_V \exp - \left( \frac{(E_F)_P - E_V}{kT} \right)$$

Niveau de Fermi :

$$(E_F)_P = E_V + kT \text{ Log} \left( \frac{N_V}{N_A} \right)$$

densité des électrons minoritaires:

$$n_P = N_C \exp - \left( \frac{E_C - (E_F)_P}{kT} \right)$$

Le produit  $p_P n_P$  est constant et s'écrit:

$$p_P \cdot n_P = N_V N_C \exp - \left( \frac{E_G}{kT} \right) = n_i p_i$$

### II.3 CONCLUSIONS:

a) dans les semi-conducteurs extrinsèques le produit de la densité des porteurs majoritaires et de la densité des porteurs minoritaires est, à température donnée, une constante égale au produit des densités de l'un et l'autre types du cristal intrinsèque d'origine.

b) d'après les formules donnant la valeur des niveaux de Fermi

on peut tirer les conclusions suivantes :

-- pour un semi-conducteur intrinsèque, le niveau de Fermi ne varie pas avec la température et il est situé au milieu de la bande interdite.

— pour un semi-conducteur extrinsèque, le niveau de Fermi varie avec la température et le dopage. Quand la température augmente, le niveau de Fermi extrinsèque se rapproche du niveau de Fermi du cristal intrinsèque . On voit donc l'influence de la température qui tend à transformer un semi-conducteur extrinsèque de caractéristiques bien définies en un semi-conducteur intrinsèque de caractéristiques électriques totalement différentes.

LES PROPRIÉTÉS DES SEMI-CONDUCTEURS CONCERNANT  
PLUS PARTICULIÈREMENT LA DÉTECTION DES RAYONNE-  
MENTS NUCLÉAIRES ET DES PARTICULES.

I. Interaction des particules chargées et des rayonnements élec-  
-tromagnétiques avec la matière

I.I. Perte d'énergie par les particules chargées lourdes  
(particules alpha, protons, deutérons, produits de fission)

Les particules chargées lourdes en mouvement dans un cristal y perdent leur énergie par ionisation ou excitation des électrons ainsi que par collisions avec les atomes eux-mêmes. L'énergie cédée aux atomes de recul est ensuite dissipée par ionisation et excitation secondaires des électrons ainsi que par production de défauts cristallins (vacances et interstitiels).

La particule incidente frappant un électron transfère à ce dernier une partie de son énergie égale à :

$$E_{\max} = 4 \frac{m}{M} E \quad \begin{array}{l} m = \text{masse de l'électron} = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \\ M, E = \text{masse et énergie de la} \\ \text{particule incidente.} \end{array}$$

Exemple: une particule alpha de 5 MeV perd 2,7 keV.

D'autre part, on définit le pouvoir d'arrêt d'un matériau de charge Ze, de potentiel d'ionisation I, et de densité N par la formule :

$$\frac{dE}{dx} = \left( \frac{4\pi e^4 Z^2 N Z}{mv^2} \right) \cdot \left( \text{Log} \left( \frac{2mv^2}{I} \right) - \text{Log} \left( 1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right) - \frac{v^2}{c^2} \right)$$

I est une constante et elle vaut :  $I = 164 \text{ eV}$  pour le Si  
 $I = 339 \text{ eV}$  pour le Ge

Le rapport  $dE/dx$  désigne la perte d'énergie d'une particule de charge ze, de vitesse v par unité de longueur traversé dx.

m est la masse de l'électron au repos.

Cette formule impose les conclusions suivantes : le pouvoir d'arrêt d'un matériau traversé par des particules chargées lourdes est d'autant plus élevé :

-- que le numéro atomique  $z$  de la particule est élevé,  
-- que la densité et le numéro atomique des atomes du matériau traversé sont plus élevés ; d'où la supériorité de la linéarité du détecteur en germanium sur celui en silicium.

Chaque particule d'énergie  $E$  est ainsi caractérisé par son par-  
-cours qui est la distance parcourue dans le matériau-cible a-  
-vant la perte totale de cette énergie  $E$ . Le parcours  $R$  est défini par :

$$R = \int_0^E dx = \int_0^E \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

Le ralentissement des particules chargées lourdes se produit essentiellement par chocs avec les électrons périphériques des atomes de la cible; donc l'énergie perdue sera faible et le par-  
-cours sera presque rectiligne.

En ce qui concerne les produit<sup>s</sup> de fission, on constate qu'en fin de parcours, ils provoquent le déplacement des atomes du cristal traversé et y induisent ainsi des défauts de structure tels que vacances et intersticiels, ce qui réduit la durée de vie des por-  
-teurs, et par la même le pouvoir de résolution du détecteur.

Animé par l'énergie cédée par une particule incidente, un élec-  
-tron de la bande de valence ou d'une bande inférieure peut être <sup>transféré</sup> dans la bande de conduction. Après le retour de l'électron des états hautement excités vers les états de moindre excitation, il y a création d'un grand nombre de paires "électron-trous".

L'énergie moyenne  $W$  nécessaire pour produire une paire électron trou est d'environ 36 eV pour un gaz alors qu'elle vaut:

$$W = 3,6I \text{ eV pour le silicium}$$

$$W = 2,94 \text{ eV pour le germanium}$$

Le nombre de paires d'électrons-trous créées dans un matériau cible est donné par la formule :

$$\frac{I}{W} \cdot \frac{dE}{dx} \quad \text{par unité de longueur } dx \text{ traversée.}$$

Considérant que le pouvoir d'arrêt des cristaux de Si et de Ge est environ mille fois supérieure à celui d'un gaz, on peut con-  
-clure que la densité de porteurs créés dans un semi-conducteur est environ 10.000 FOIS plus grande que celle d'un gaz.

D'autre part, le nombre de paires créées est strictement proportionnel à l'énergie de la particule incidente: ceci fait entrevoir les possibilités très intéressantes d'utilisation des semi-conducteurs comme détecteurs de particules chargées.

### I.2 Pertes d'énergie des particules chargées légères :

( rayonnement Bêta, électrons )

À énergies égales, les particules chargées légères sont beaucoup plus rapides que les particules chargées lourdes, ce qui fait intervenir la mécanique relativiste. Signalons, d'autre part que les particules Bêta ne sont que des électrons à haute énergie avec une charge  $+e$  ou  $-e$ .

Examinons les divers processus d'action de la matière sur les particules chargées légères:

#### a) Le ralentissement par ionisation:

Le processus d'ionisation est le même que celui observé pour les particules chargées lourdes. La formule du pouvoir de ralentissement demeure inchangée sauf que l'on a  $M = m$  = masse de l'électron. La vitesse des électrons étant relativement grande, l'énergie est relativiste:

$$E = mc^2 \left( 1 - \frac{1}{\left( 1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right)^{1/2}} \right)$$

$m$  = masse de l'électron au repos.

#### b) Pertes par rayonnement de freinage : ( figure 3)

Un électron passant près d'un noyau de charge  $Ze$  change de direction sous l'influence du champ coulombien. Cette brusque accélération de l'électron, fait que ce dernier émet un rayonnement électromagnétique d'énergie proportionnelle à l'énergie incidente  $E_i$  :

$$E = h\nu = kE_i \quad c < k < 1$$

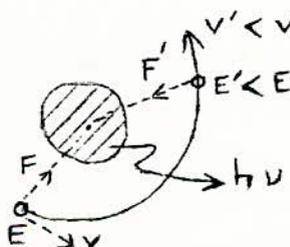


Figure 3 : Mécanisme d'émission de rayonnement de freinage.

Les calculs montrent qu'il est possible d'exprimer le pouvoir de ralentissement par rayonnement de freinage comme suit:

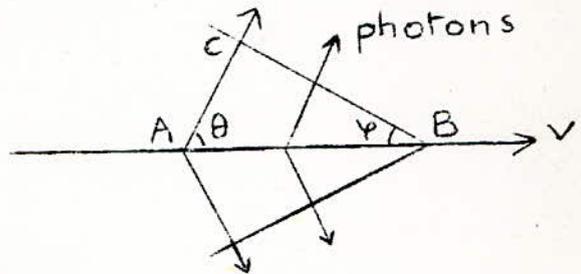
$$dE/ds = z^2 \cdot E \cdot Z^2 \cdot N \cdot \sigma(E)$$

$z$  = numéro atomique de la particule incidente,  $E$  est son énergie.  
 $Z$ ;  $N$  : numéro atomique et densité atomique de la cible traversée  
 $\sigma(E)$  est la section efficace que l'on peut définir comme la probabilité que le phénomène se produise; cette grandeur a les dimensions d'une surface et est exprimée en barns: 1 barn =  $10^{-24} \text{ cm}^2$

c) Effet Cérenkov : ( figure 4 )

Le champ électrique de la particule en mouvement ( avec une vitesse  $v$  supérieure à la vitesse de la lumière dans le même milieu  $c/n$  ) engendre une polarisation électrique du milieu traversé. Lorsque la particule s'éloigne, les atomes se dépolarisent et libèrent sous forme de photons l'énergie qui leur a été fournie.

$$\sin \varphi = \cos \theta = \frac{AC}{AB} = \frac{c/n \cdot t}{v \cdot t} = \frac{c}{n \cdot v}$$



$n$  = indice de réfraction du milieu.

Figure 4: Mécanisme d'émission des rayonnements Cérenkov

La condition  $v$  supérieure à  $c/n$  permet de définir un seuil d'énergie pour qu'il y ait émission de lumière:

$$E = mc^2 \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} > mc^2 \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right)^{-1/2} = 0,68 \text{ eV}$$

Dans un compteur Cérenkov à gaz, les rayonnements de photons sont parfaitement visibles.

Dans les cristaux semi-conducteurs, les rayonnements sont absorbés au sein même de la matière; de plus, l'énergie dissipée par effet Cérenkov ne représente qu'une très faible partie de l'énergie perdue par les particules en cours de ralentissement (  $1/1000$  environ ).

d) Absorption des rayonnements Bêta :

Le fait que les particules Bêta possèdent un spectre continu de l'origine jusqu'à une énergie maximale fait que le processus de leur absorption est très compliqué.

La décroissance de l'intensité d'un rayonnement de particules dans la matière est assimilable à une loi exponentielle de la forme :

$$I_{\delta} = I_0 \exp ( - K \delta )$$

$\delta$  : est l'épaisseur massique du matériau absorbant =  $x \cdot \rho = (\text{g/cm}^2)$   
 où  $\rho$  est la masse volumique.  $\rho(\text{Si}) = 2,42 \text{ g/cm}^3$   
 $\rho(\text{Ge}) = 5,36 \text{ g/cm}^3$

$K$  est le coefficient d'absorption massique du matériau:  $(\text{cm}^2/\text{g})$   
 Comme les cristaux sont considérés comme homogènes, on introduit l'épaisseur qui est telle que :  $x = \delta/\rho$

et en posant  $\mu = K\rho =$  coefficient d'absorption linéaire

on peut écrire :  $I_x = I_0 \cdot \exp (-\mu x)$

d) En raison de la nature des chocs des particules légères, leur parcours est très irrégulier et les particules subissent d'importantes déviations. Donc l'énergie totale d'un électron peut être absorbée dans une épaisseur de matière très inférieure à la longueur réelle du trajet de cet électron; ce qui permet la détection des électrons par un détecteur à jonction dont la zone désertée est inférieure à leur parcours.

### I.3 Action des rayons électromagnétiques sur la matière:

( rayons Gamma, rayons X )

Les trois modes d'action principaux des photons Gamma ou X sont :

- l'effet photoélectrique,
- l'effet Compton,
- l'effet de création de paires électrons-trous.

a) Effet photoélectrique:

Au cours de l'effet photoélectrique, l'énergie  $h\nu$  d'un photon incident est transférée à un électron d'une couche atomique, lié à l'atome par une énergie de liaison  $I$ . L'électron est éjecté du système électronique avec une énergie cinétique :

$$E_c = h\nu - I \quad (\text{Rappel: } I_K > I_L > I_M > I_N)$$

La section efficace de l'effet photoélectrique a été donnée par Heitler sous la forme:

$$\sigma_{pe} = \text{Cte.} \cdot \frac{Z^4}{E^2}$$

$Z$  = numéro atomique de la cible;  $E$  = énergie des photons incidents.

b) L'effet Compton ( figure 5 )

Un photon incident peut céder une partie de son énergie à un électron lié de la cible qui en est expulsé avec diffusion du photon.

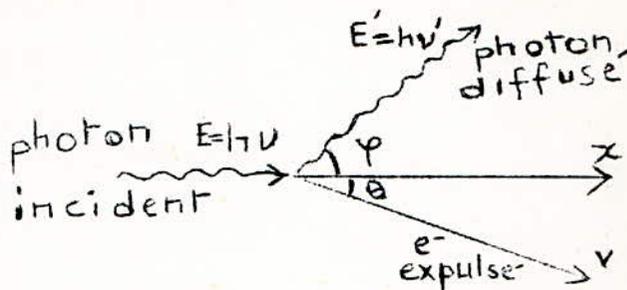


Figure 5: Mécanisme de l'effet Compton

La conservation relativiste de la quantité de mouvement ( $p = h/\lambda$ ) et de l'énergie totale s'écrit :

$$h/\lambda = h/\lambda' \cdot \cos\varphi + mv \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \cdot \cos\theta$$

$$h/\lambda' \cdot \sin\varphi = mv \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \cdot \sin\theta$$

$$h\nu = h\nu' + mc^2 \cdot \left\{1 - \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}\right\}^{-1}$$

De ces équations, on peut déduire la longueur d'onde et l'énergie du photon diffusé :

$$\lambda' = \lambda + \frac{h}{m \cdot c} (1 - \cos\varphi)$$

$$E' = \frac{h \cdot c}{\lambda'} = \frac{E}{1 + \frac{E}{m \cdot c^2} (1 - \cos\varphi)}$$

L'équation qui donne l'énergie cinétique acquise par l'électron après le choc s'écrit :

$$W_e = E - E' = \frac{E^2 (1 - \cos\varphi)}{m \cdot c^2 + E (1 - \cos\varphi)}$$

$W_e$  est maximale pour un angle de diffusion  $\varphi = \pi$ .

La section efficace  $\sigma_c$  de l'effet Compton a été calculé par Klein et Nishima pour des photons d'énergie inférieures à 90 MeV ; elle présente une expression assez compliquée qui est essentiellement fonction de l'énergie du photon incident.

c) Effet de création de paires d'électron-trous (figure 6)

Si le photon possède une énergie suffisante, il peut engendrer une paire électron-trou. La matérialisation doit se produire au voisinage d'une particule nécessaire à la conservation de la quantité de mouvement.

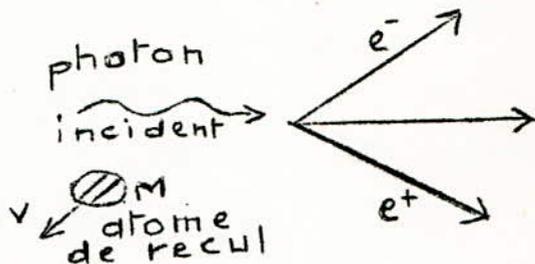


Figure 6: Mécanisme de création de paires.

— L'énergie du photon est transférée presque totalement à la paire électron-positon sous d'énergie de création (1,02 MeV) et d'énergie cinétique  $E_c$  :

$$E_c = E - 1,02 \text{ MeV}$$

L'atome qui libère la paire ne reçoit qu'une partie infime de l'énergie du photon sous d'énergie cinétique.

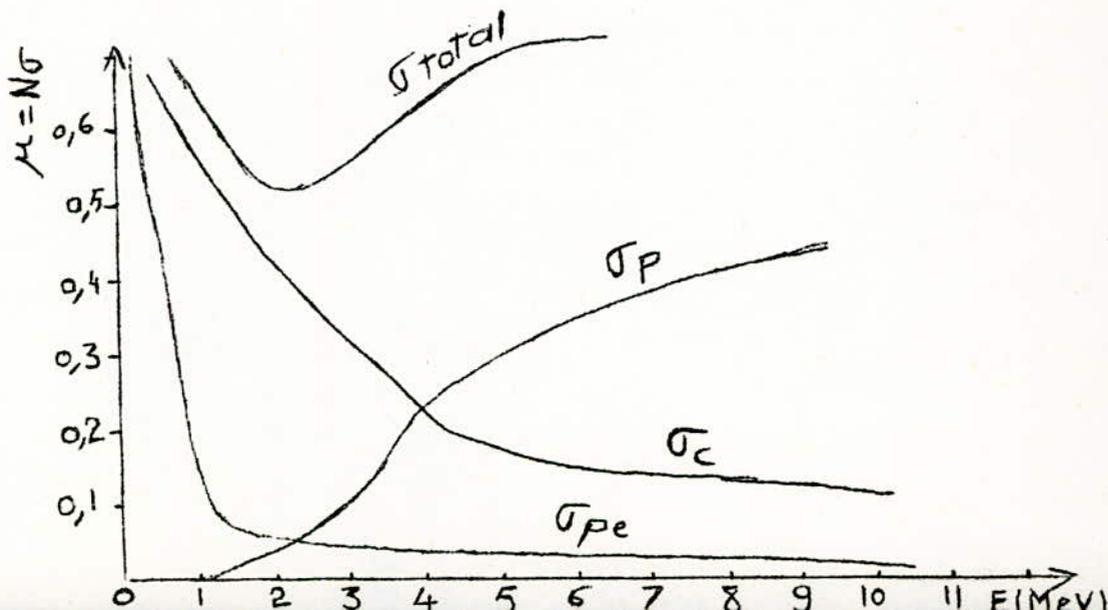
La section efficace de l'effet de matérialisation de paires est nulle pour une énergie incidente inférieure à 1,02 MeV et peut s'exprimer entre 5 et 50 MeV par une expression de la forme:

$$\sigma_p = Z^2 \cdot f(E)$$

En résumé, nous donnons ci-dessous les variations des différentes sections efficaces en fonction de l'énergie du photon:

Figure 7:

Sections efficaces d'absorption des rayons Gamma dans le Si :



Si la densité atomique de la cible est  $N$ , le coefficient d'absorption du matériau est :

$$\mu = N\sigma = N(\sigma_{pe} + \sigma_c + \sigma_p)$$

L'intensité  $I_x$  d'un rayonnement de photons ayant traversé une épaisseur  $x$  d'une telle cible est de la forme :

$$I_x = I_0 \exp(-\mu x)$$

qui devient :

$$I_x = I_0 \exp(-K\delta) \quad (\text{cm}^2/\text{g})$$

où  $K = \mu/\rho$  est le coefficient d'absorption massique et  $\delta$  l'épaisseur massique de la cible. ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ).

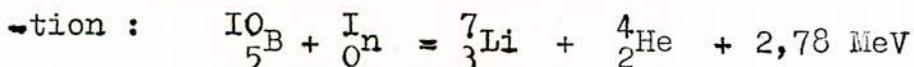
d) Conclusion:

Dans la zone d'emploi des détecteurs semi-conducteurs, le ralentissement des photons est essentiellement provoqué par les effets photoélectrique et Compton. Ce sont les électrons créés par ces deux effets qui permettent de déceler, par leur action ionisante, la présence de rayonnements photoniques. La figure 7 met en évidence la faible valeur des coefficients d'absorption des photons, autrement dit leur forte pénétration dans la matière; d'où la nécessité d'utiliser des détecteurs épais en matériau de numéro atomique le plus élevé possible pour augmenter les rendements de détection.

I.4 L'action des neutrons sur la matière:

Les neutrons n'ionisant pas la matière qu'ils traversent ne peuvent être détectés que par la production de particules ionisantes au cours de réactions nucléaires.

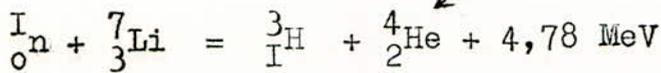
Ainsi, si on met du bore dans le détecteur, on pourra détecter les neutrons grâce aux particules Alpha produites dans la réaction :



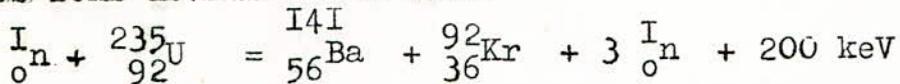
Si le neutron est thermique ( $E \ll 0,025 \text{ eV}$ ), les 2,78 MeV apparaîtront sous forme d'énergie cinétique de la particule Alpha et du noyau de recul de Li.

— Pour des énergies comprises entre 1 et 30 keV on utilise la réaction (n,Alpha) du Bore.

— Pour des énergies allant jusqu'à 500 keV on utilise la réaction (n,Alpha) du lithium :



— On utilise aussi les réactions de fission pour ensuite détecter les ions lourds ainsi créés:



Il ressort de ces divers exemples que la matière cible ne peut être ionisée que par l'action secondaire des particules chargées émises lors des réactions nucléaires. La connaissance de la section efficace d'une réaction du type (n, particule chargée) permet de calculer l'épaisseur du réactif à utiliser  $x$  :

$$\phi = \phi_0 \exp - (\sigma N x)$$

$\phi_0$  = flux de neutrons avant la réaction,

$\phi$  = flux de neutrons après la réaction,

$\sigma$  = section efficace de la réaction envisagée,

$N$  = densité atomique du réactif.

## II. Influence de la température et de la concentration des impuretés d'un semi-conducteur sur la mobilité des porteurs :

### II.I. Définition de la mobilité :

En l'absence de champ électrique dans un cristal semi-conducteur les porteurs mobiles se déplacent au hasard avec une vitesse moyenne nulle. L'application d'un champ  $E$  exerce sur un porteur de charge  $q$  une force :

$$F = q \cdot E = m \cdot dv/dt$$

où  $v$  est la vitesse de la charge et  $m$  sa masse effective.

On en déduit la vitesse du porteur mobile :

$$v_m = q \cdot \tau / m \cdot E = \mu E$$

en appelant  $\mu = q \cdot \tau / m$  la mobilité du porteur. (  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  )

On a introduit le temps de relaxation  $\tau$  du fait que les porteurs sont freinés par les défauts du cristal tels que :

— les atomes ionisés du cristal ( impuretés, dopeurs )

— les atomes situés aux noeuds du réseau qui oscillent par agitation thermique ( phonons ).

## II.2 Les propriétés essentielles de la mobilité des porteurs:

De la définition de la mobilité des porteurs, on peut remarquer:

— L'augmentation du nombre des collisions de freinage ( autrement dit l'augmentation de la densité des impuretés dans le cristal ) entraîne une diminution du temps de relaxation et par la même celle de la mobilité.

— Les mobilités des électrons et des trous sont différentes (les masses effectives sont différentes); la mobilité des électrons  $\mu_n$  est généralement supérieure à celle des trous  $\mu_p$ .

D'autre part, la considération de l'influence des défauts du réseau cristallin sur la mobilité <sup>implique</sup> les conclusions suivantes:

a) Action des chocs des porteurs avec les atomes ionisés:

-l'augmentation du nombre d'impuretés ionisées suscite un accroissement de la probabilité de collision, donc une baisse de la mobilité.

-la diminution de la température engendre une baisse de l'énergie moyenne des porteurs; l'efficacité d'arrêt des centres ionisés augmente, ce qui provoque une diminution de la mobilité.

b) Interaction des porteurs avec les oscillations thermiques des atomes du réseau cristallin:

-l'augmentation de la vitesse moyenne des porteurs avec la température, et donc, du nombre de collisions, entraîne une diminution de la mobilité.

-l'augmentation corrélative de la température et de l'amplitude des vibrations des atomes du réseau provoque la diminution des distances interatomiques et, en conséquence <sup>celle</sup> de la mobilité. On peut ainsi conclure que le processus de freinage des porteurs par chocs est prépondérant aux basses températures; lorsque la température augmente, il est supplanté par le mécanisme de freinage par chocs des porteurs sur les atomes du réseau, lesquels oscillent par agitation thermique.

A 300°K, les mobilités ont pour valeur ( en  $\text{cm}^2/\text{V.S}$  )

pour le Silicium :  $\mu_n = 1500$  ;  $\mu_p = 500$

pour le Germanium:  $\mu_n = 3800$  ;  $\mu_p = 1800$

Remarque: les porteurs majoritaires et minoritaires d'un même type ont des mobilités très différentes.

### III. Influence de la température et de la concentration des impuretés d'un cristal semi-conducteur sur la conductivité :

Dans un barreau semi-conducteur la densité de courant s'écrit :

$$J = q \cdot n \cdot v = \sigma E$$

avec  $n$  = densité d'électrons ;  $v$  est leur vitesse.

d'où l'on tire l'expression de la conductivité pour les électrons

$$\sigma_n = q \cdot n \cdot \mu_n = I/\rho$$

La conductivité totale est :

$$\sigma = q \cdot ( n \mu_n + p \mu_p ) = I/\rho$$

$p$  est la densité des trous.

La résistivité s'exprime en  $\Omega \cdot \text{cm}$ .

La résistivité d'un cristal semi-conducteur est inversement proportionnel aux concentrations de porteurs  $n$  et  $p$  et aux mobilités  $\mu_n$  et  $\mu_p$  correspondantes. Comme la mobilité et le nombre de porteurs sont fonction respectivement de la température et de la densité d'atomes dopeurs, la résistivité dépend étroitement de ces deux paramètres.

Quand la température augmente, on observe trois stades de variations de la résistivité :

— elle commence par décroître quand la température augmente : ce qui est essentiellement dû à l'augmentation du nombre de porteurs provoquée par l'ionisation des impuretés dopantes, elle même causée par l'agitation thermique.

— puis la résistivité devient presque constante lorsque la mobilité est maximale et que toutes les impuretés sont ionisées.

— enfin lorsque la température devient suffisante pour provoquer le mécanisme de conductibilité intrinsèque, l'influence de la mobilité s'estompe devant l'importance de la création des porteurs qui suit la loi ( voir § II.2.3 )

$$T^{3/2} \cdot \exp - ( E_G / 2kT )$$

et la résistivité décroît lorsque la température augmente.

La résistivité d'un cristal extrinsèque, à l'opposé d'un cristal intrinsèque, n'est donc pas une fonction décroissante de la température ; elle n'en possède pas moins une allure décroissante : ce fait est spécifique des semi-conducteurs.

Remarques :

Aux températures habituelles d'emploi, on peut considérer que les cristaux semi-conducteurs sont totalement ionisés : la densité des porteurs majoritaires est, en première approximation, égale à la densité d'atomes dopeurs :  $n = N_D$  ;  $p = N_A$

les résistivités s'expriment respectivement par :

$$\rho_N = \frac{1}{q N_D \mu_n} \quad ; \quad \rho_P = \frac{1}{q N_A \mu_p}$$

A dopage égal, la résistivité d'un cristal de type P est donc supérieur e à celle d'un cristal de type N.

IV. Influence du piégeage sur les effets transitoires dans les semi-conducteurs

IV.I : Quelques définitions:

— Le piégeage: Dans un cristal semi-conducteur, la condition de stabilité électrique est satisfaite par un processus d'équilibre dynamique : il y a échange permanent de porteurs entre la bande de valence, la bande de conduction et les états intermédiaires créés par la présence d'impuretés ou par la présence de défauts de structure. Il y a piégeage lorsque un porteur perd provisoirement son état de mobilité, soit en retombant à son état initial, soit en étant capturé par un état intermédiaire.

— La durée de vie  $\tau$  d'un porteur est définie comme étant le temps durant lequel ce porteur reste mobile. Il est à noter que les durées de vie des porteurs majoritaires et minoritaires sont très différentes : cette question est d'une importance capitale dans la technique des détecteurs semi-conducteurs.

— La longueur de diffusion :

SI, dans un cristal semi-conducteur, il existe un gradient de concentration des porteurs, on assiste à un phénomène de diffusion des porteurs , ce qui crée un courant de diffusion donné par :

$$J_n = q D_n \text{grad}(n) \quad ; \quad J_p = q D_p \text{grad}(p)$$

La densité totale du courant de diffusion a donc pour expressions:

$$J = J_n + J_p = q ( D_n \text{ grad}n - D_p \text{ grad}p )$$

$D_n$  et  $D_p$  sont les coefficients de diffusion:

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q} \quad ; \quad D_p = \mu_p \frac{kT}{q} \quad ( \text{Formules d'Einstein} )$$

Pendant leur durée de vie  $\tau$ , les porteurs se déplacent du seul fait de diffusion, sur une distance moyenne  $L$  appelée longueur de diffusion :  $L = ( D \tau )^{1/2}$

$$L_n^2 = \frac{kT}{q} \cdot \mu_n \tau_n \quad ; \quad L_p^2 = \frac{kT}{q} \cdot \mu_p \tau_p$$

#### IV.2 Influence de la composition et de la structure d'un cristal semi-conducteur sur la durée de vie des porteurs :

La densité des atomes d'impuretés et la valeur de leur niveau d'énergie influent beaucoup sur la durée de vie des porteurs. De même les traitements thermiques du cristal à haute température favorisent l'oxydation et donc le dopage en oxygène, ce qui diminue la durée de vie des porteurs. Ainsi, dans le Ge et le Si, l'action combinée du dopage et de la haute température nécessaire à le réaliser réduisent la durée de vie selon un facteur de 100.

#### IV.3 Influence du piégeage sur les effets transitoires

On a vu qu'à toute température, il existe une densité d'équilibre des porteurs qui est calculable. Les particules chargées et les rayonnements électromagnétiques créent, lors de leur passage à travers un cristal semi-conducteur, une brutale augmentation du nombre de porteurs excédentaires par ionisation. Il est évident qu'une durée de vie trop brève entraîne une recombinaison rapide des porteurs mobiles, ceci avant même qu'ils aient pu être accélérés par le phénomène de diffusion ou par un champ électrique. Le piégeage est le facteur essentiel dont dépend la vitesse de recombinaison ; si l'effet transitoire est faible, on montre que le retour à l'équilibre du semi-conducteur s'effectue exponentiellement avec une constante de temps égale à la durée de vie des porteurs.

Il est facile d'entrevoir tous les problèmes posés par ces phénomènes de recombinaison dans la technique des semi-conducteurs utilisés comme détecteurs.

Le problème est résolu en mettant tout en oeuvre pour augmenter la durée de vie des porteurs. On est vite limité dans cette voie puisque la création de pièges à long effet, bien qu'augmentant apparemment la durée de vie du porteur, rendraient le cristal impropre à la détection. En effet, lorsque un porteur est capturé par un piège à long effet, le porteur complémentaire demeure dans l'état de mobilité pour assurer l'équilibre électrique, d'où accumulation de charges et polarisation du cristal.

Ce phénomène de polarisation est particulièrement nuisible dans un détecteur à cristal semi-conducteur, car le nombre de porteurs créés par un rayonnement ionisant, n'est plus proportionnel au nombre de porteurs collectés.

#### V. Les propriétés de surface d'un cristal semi-conducteur :

A la surface des semi-conducteurs, une forte augmentation des niveaux d'énergie est provoquée par la non uniformité de la répartition des atomes du cristal et par l'introduction d'atomes étrangers au cristal ( par oxydation de surface). De tels défauts de structure engendrent des augmentations de durée de vie et de la conductivité à la surface du cristal, ce qui diminue les performances du détecteur semi-conducteur.

#### VI. Conclusion :

Toutes les remarques précédentes amènent à souligner l'importance des influences de la structure cristalline des concentrations en impuretés et des traitements thermiques sur le cristal semi-conducteur destiné à fonctionner comme détecteur de rayonnements nucléaires.

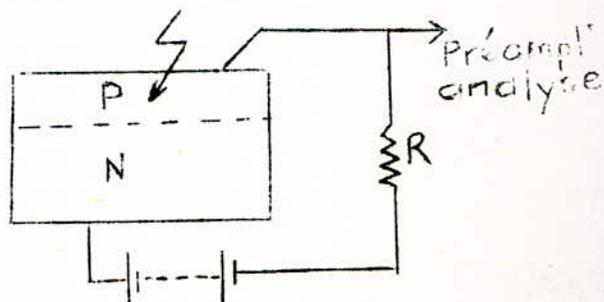
### CHAPITRE III :

## LES PRINCIPAUX TYPES DE DETECTEURS SEMI-CONDUCTEURS

### I. Principe général de fonctionnement d'un détecteur semi-con- -ducteur :

#### I.1 Introduction :

Un détecteur semi-conducteur se compose d'une jonction n-p, p-n ou p-i-n placée entre deux électrodes reliées à une source de tension (polarisation inverse) par l'intermédiaire d'une résistance de charge R (figure 8) .



Sous l'action du champ électrique qui règne dans la zone désensibilisée, les porteurs mobiles qui y sont libérés par le passage d'un rayonnement ionisant se dirigent suivant leur nature vers l'une ou l'autre électrode. Ils créent alors aux bornes de la résistance R une impulsion électrique d'amplitude proportionnelle à l'énergie perdue par le rayonnement nucléaire dans la partie sensible du détecteur.

I.2 Caractéristiques générales des détecteurs semi-conducteurs: Etudions brièvement les propriétés que doit présenter l'impulsion aux bornes de R pour avoir une bonne détection.

a) Proportionnalité de l'impulsion à l'énergie du rayonnement : Cette condition ne sera strictement remplie que si l'énergie de la radiation incidente est totalement absorbée dans le volume utile de la jonction semi-conductrice. La linéarité de la réponse du détecteur sera améliorée par l'utilisation d'un cristal à numéro atomique élevé.

Une deuxième condition régissant la proportionnalité de l'amplitude de l'impulsion avec l'énergie de la particule incidente

est la suivante: il faut que les porteurs libres, engendrés par une radiation ionisante, soient totalement collectés, avant de se recombinaient entre eux. Il est donc nécessaire que le temps de collection, c'est à dire le temps mis par le porteur le plus lent pour traverser le détecteur d'une électrode à l'autre, soit plus bref que la durée de vie des porteurs. On se limite couramment à la condition:

$$t_c \leq 10 \tau$$

b) Le temps de collection est un paramètre déterminant pour la résolution en temps du détecteur car il est étroitement lié au temps de montée de l'impulsion. Il a pour valeur :

$$t_c = \frac{X}{\mu E}$$

X est la profondeur de la zone désertée, E le champ électrique y régnant.

En agissant sur les divers paramètres contenus dans la formule ci-dessus, on obtient des temps de collection de l'ordre de  $10^{-10}$  s. La résolution d'un détecteur est aussi tributaire du temps de descente de l'impulsion qui est lié au produit RC des éléments situés à l'entrée du préamplificateur (c.a.d le détecteur et le circuit de polarisation). Le produit RC est diminué au maximum afin d'augmenter la récurrence du signal.

Les deux conditions a) et b) sont théoriquement suffisantes pour l'obtention d'une impulsion proportionnelle à l'énergie du rayonnement incident.

c) Il est enfin nécessaire, pour une bonne analyse du signal obtenu, que le rapport entre le signal et le bruit de fond, soit élevé. Il faut donc que le courant électronique, en l'absence de rayonnement, soit le plus faible possible et que la bande passante du signal soit minimale.

### I.3 Conclusions :

En définitive, une zone semi-conductrice utile permettant de détecter une radiation avec une bonne linéarité et une bonne résolution en temps doit posséder : — Un volume sensible suffisant pour absorber la totalité de la radiation. — Des porteurs d'une durée de vie suffisante afin d'en faciliter la collection totale — Une forte mobilité des porteurs pour diminuer le temps de collection. — Une forte résistivité (donc un champ élevé)

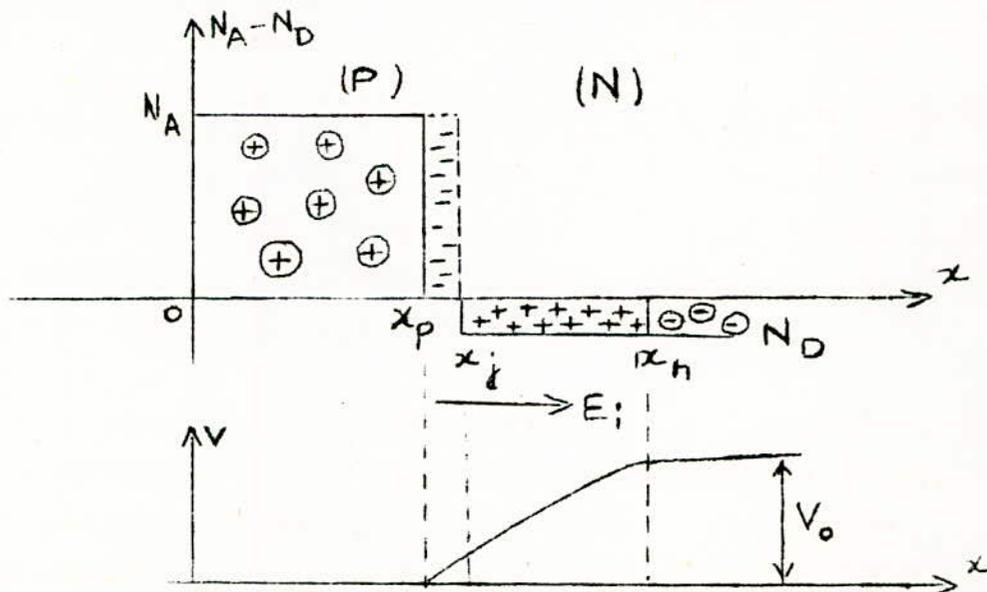
## II. Les détecteurs à jonction :

### II.I. Etude de la jonction P-N

#### II.I.I. La jonction à l'équilibre:

a) Les techniques d'obtention de jonctions dans la fabrication des détecteurs semi-conducteurs ( techniques de diffusion et d'oxydation superficielle ) ne permettent pas d'obtenir des jonctions abruptes mais plutôt progressives.

L'excès de trous de la région P par rapport à la jonction N crée à travers la jonction un gradient de concentration de trous: il donne naissance à un courant de diffusion de trous de la région P vers la région N. Un phénomène analogue se produit pour les électrons qui diffusent de la région N vers la région P. Le départ, hors de leur zone d'origine des porteurs majoritaires ( qui appartenaient initialement aux atomes dopeurs du cristal ), crée une ionisation progressive des cristaux situés de part et d'autre de la jonction, ce qui entraîne la formation de deux zones de charges d'espace. Les deux charges d'espace fixes sont égales en valeur absolue et de signes opposés (Théorème de Gauss) ; elles constituent un dipôle électrique qui engendre un champ électrique interne  $E_i$  dans la zone de transition. Ce champ interne est dirigé de la région N vers la région P et est ainsi opposé à la diffusion des trous et des électrons. ( figure 9 )



b) Un état d'équilibre est atteint lorsque la profondeur de la ~~zone de transition~~ et ~~corrélativement~~ la charge d'espace prennent des valeurs suffisantes pour créer un champ électrique interne  $E_i$  capable d'opposer à la "pression de diffusion" des électrons et des trous une pression électrostatique égale: les transferts des porteurs d'une zone à l'autre n'ont plus lieu et les courants de diffusion des porteurs majoritaires s'annulent.

Le champ  $E_i$  dérive d'un potentiel  $V_0$  appelé "potentiel de contact" qui est matérialisé sur le schéma des bandes d'énergie de la figure 10 par l'énergie  $E = qV_0$ .

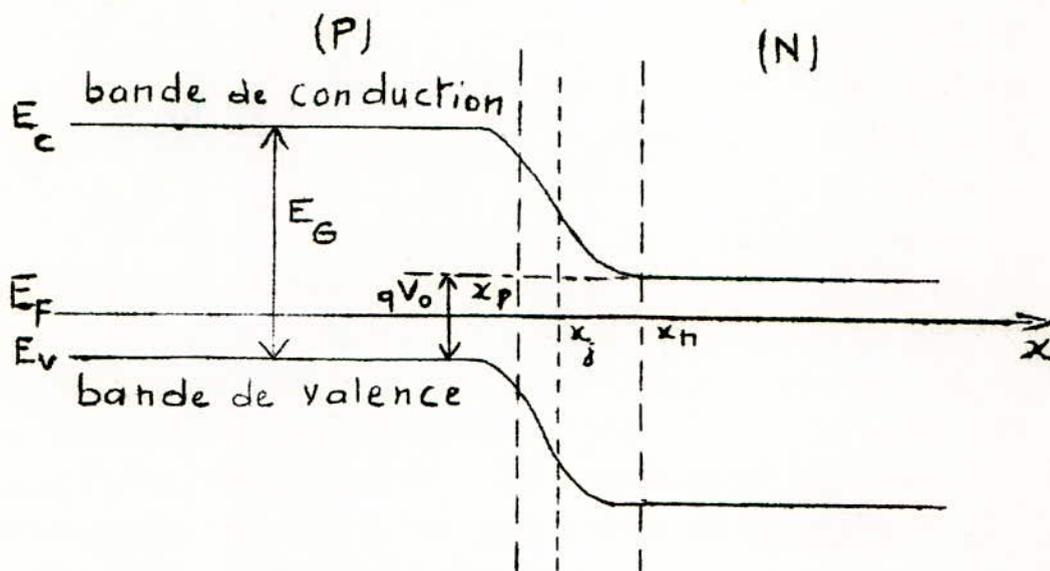


Figure 10: Schéma des bandes d'énergie d'une jonction P-N à l'équilibre thermodynamique.

c) Dans la zone de charge d'espace, appelée encore zone désertée, tous les atomes ionisés d'impuretés créent des charges d'espace fixes dont les valeurs sont proportionnelles à la densité des atomes dopeurs.

Ecrivons l'égalité des charges contenues dans les zones désertées  $x_n$  et  $x_p$  de part et d'autre de la jonction de section  $S$ :

$$|+q| \cdot N_D \cdot S \cdot x_n = |-q| \cdot N_A \cdot S \cdot x_p$$

D'où la relation liant les profondeurs des zones désertées dans chaque cristal et la densité des atomes dopeurs :

$$x_n \cdot N_D = x_p \cdot N_A$$

D'où la possibilité de faire varier les profondeurs de zones désertées en agissant sur les densités d'atomes dopeurs.

Nous verrons l'importance de cette question dans la technique de fabrication des détecteurs semi-conducteurs où l'on a intérêt à créer un fort déséquilibre entre les concentrations de dopage de façon à avoir une zone désertée qui s'étend exclusivement dans l'une des deux régions de la jonction.

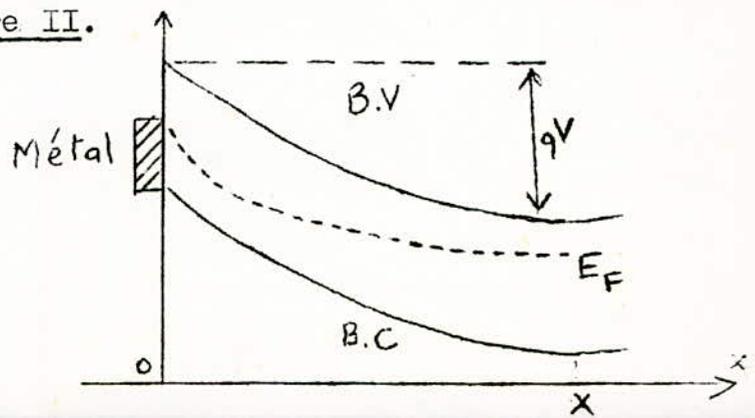
Exemple: si on fait  $N_A = 10^7 N_D$ , on aura  $x_n = 10^7 x_p$  et toute la zone désertée est presque située dans la région N de la jonction. A l'extérieur de la zone désertée, la charge d'espace décroît pour s'annuler à une distance des limites de la zone égale à la longueur de diffusion des porteurs.

### II.1.2. Calcul de la profondeur de la zone désertée :

- a) Cas de la jonction obtenue par oxydation superficielle  
( détecteur à barrière de surface ) :

Le détecteur à barrière de surface est réalisé en créant un contact ohmique sur une face d'un cristal de silicium de type N et un contact redresseur sur l'autre face. Ce dernier est obtenu par traitement chimique de la surface (qui est polie puis décapée) ; l'oxydation de cette surface fait apparaître une mince couche d'inversion de type P sur laquelle on dépose, par évaporation, un voile métallique, généralement de l'or.

Lorsque le métal et le semi-conducteur sont mis en contact, il s'établit entre eux un certain courant de charges jusqu'à ce que la hauteur du niveau de Fermi soit la même des deux côtés de la zone de contact. Il en résulte un déplacement des bandes d'énergie du semi-conducteur mais aucun changement dans la forme de la barrière en surface: Figure II.



La forme de la barrière de potentiel et la valeur de la zone désertée peuvent être déterminées à partir de l'équation de Poisson

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = - \frac{\sigma}{k} \quad \begin{array}{l} \sigma = N_D e = \text{densité de charges en surf.} \\ k = \text{permittivité du milieu} = \frac{\epsilon}{4\pi} \end{array}$$

En intégrant deux fois avec les conditions aux limites suivantes

- le champ est nul pour  $x = X =$  profondeur de la zone désertée,
- le potentiel est nul à la surface ( $x=0, V=0$ ),

on obtient l'équation du potentiel à travers la zone désertée:

$$V(x) = \frac{N_D e}{2k} (2xX - x^2)$$

Pour  $x = X$ , on aura  $V = V_0$ , et on déduit la profondeur de la zone désertée dans le cristal:

$$X = \left( \frac{2kV_0}{e N_D} \right)^{1/2}$$

Si une tension de polarisation inverse  $V_i$  vient s'ajouter à la barrière naturelle  $V_0$ , on aura :

$$X = \left( \frac{2kV}{e N_D} \right)^{1/2} \quad \text{avec } V = V_i + V_0$$

En introduisant la résistivité du cristal définie par:  $\rho = \frac{1}{\mu_e e N_D}$  il vient :

$$X = (2kV\mu_e\rho)^{1/2}$$

$k$  s'exprimant en F/cm,  $V$  en Volts,  $\rho$  en  $\Omega \cdot \text{cm}$ , et  $\mu_e$  en  $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$   
 $X$  s'exprimera en cm.

La capacité par unité de surface présentée par une telle zone est donnée par la théorie élémentaire:

$$C/S = k/X$$

soit :

$$C/S = \left( \frac{2k e N_D}{V} \right)^{1/2} = \left( \frac{2k}{V \mu_e \rho} \right)^{1/2}$$

b) Cas de la jonction obtenue par diffusion ( détecteur à jonction diffusée )

La production de détecteurs diffusés met en jeu la diffusion dans un silicium de haute résistivité, d'une forte concentration d'impureté appropriée .

Si on prend pour origine le milieu de la région de transition, le potentiel est, en se déplaçant:

-dans la zone N :  $V_n(x) = N_D e / 2k \cdot ( 2x \cdot X_n - x^2 )$

-dans la zone P :  $V_p(x) = -e N_A / 2k \cdot ( 2x \cdot X_p - x^2 )$

En supposant que la zone de transition est très faible, on peut écrire que la chute de potentiel à travers la jonction est la différence entre les deux équations en y faisant  $x = X$  :

d'où:

$$V = \frac{N_A \cdot N_D}{2k(N_A + N_D)} e \cdot X^2 \quad \text{et} \quad X = \left( \frac{2kV}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)^{1/2}$$

Etudions par exemple, le cas dans un silicium de haute résistivité une forte concentration d'impureté telle que le Phosphore (dans un cristal de type P) ou le bore (dans un cristal de type N) pour produire une mince couche à faible résistivité sur le matériau de base de haute résistivité.

- Cas du phosphore dans un cristal de type P:  $N_D \gg N_A$

on a  $V = (e N_A / 2k) \cdot X^2$  ;  $X = (2kV / e N_A)^{1/2} = (2 kV \mu_p \rho)^{1/2}$

$$\sigma_s = k / X$$

- Cas du bore dans un cristal de type N :  $N_A \gg N_D$

on a  $V = (e N_D / 2k) \cdot X^2$  ;  $X = (2kV / e N_D)^{1/2} = (2 kV \mu_e \rho)^{1/2}$

Remarque: Le radical  $1/2$  qui figure dans les expressions ci-dessus n'est valable que pour une jonction abrupte; en pratique, c'est à dire pour des jonctions progressives, il varie entre  $1/3$  et  $1/2$  .

II.1.3. Equation de la jonction non polarisée:

a) On a vu (§ II.1.1) que les porteurs majoritaires sont repoussés de la zone désertée par le champ  $E_i$  engendré par la charge d'espace. Les seuls porteurs majoritaires qui franchissent la zone désertée sont ceux animés d'une énergie thermique plus grande que  $eV_0$ .

A l'extérieur de la zone désertée, le champ est nul à l'équilibre et les porteurs minoritaires qui y existent ne subissent aucune action répulsive. Ils sont donc susceptibles de rentrer dans la zone désertée par le phénomène de diffusion; ils sont alors accélérés et traversent cette zone sous l'action du champ interne. Il existe donc un courant de diffusion de porteurs minoritaires dont la densité est donnée par la première équation de Fick:

$$J_s = J_{sn} + J_{sp} = q D_n \text{grad}(n_p) + q D_p \text{grad}(p_n)$$

où  $n_p$  et  $p_n$  représentent respectivement les concentrations des porteurs minoritaires dans les cristaux P et N.

Sachant que:  $N_D \cdot p_n = n_i^2$  et  $N_A \cdot n_p = n_i^2$

et que :  $\text{grad}(n_p) = n_p/L_n$  et  $\text{grad}(p_n) = p_n/L_p$

La densité de courant des porteurs minoritaires sera:

$$J_s = q \cdot n_i^2 \left( \frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right)$$

Le courant de diffusion des porteurs minoritaires ( $I = S \cdot J_s$ ) est donc indépendant de la tension de polarisation.

Notons toutefois l'influence de la température sur le courant de diffusion:  $J_s$  est en effet proportionnel à  $n_i^2$ , autrement dit à  $T^3 \exp(-E_G/kT)$  (voir page 8).

$J_s$  croît donc très rapidement quand la température augmente.

b) Au courant de diffusion des porteurs minoritaires, s'ajoute le courant de génération thermique de paires électron-trou dans la zone désertée.

A peine créés, les porteurs sont expulsés de la zone désertée sous l'action du champ interne  $E_i$  et ils forment un courant proportionnel au taux de génération thermique et au volume de la zone désertée. Ce courant s'écrit :

$$I_G = \frac{n_i}{2\tau} \cdot q \cdot X \cdot S$$

Etant proportionnel à la concentration des porteurs intrinsèques  $n_i$ , le courant  $I_G$  croît avec la température suivant la loi :

$$T^{3/2} \cdot \exp \left( - \frac{E_G}{2kT} \right)$$

De même  $I_G$  est proportionnel à  $X$ , donc à la racine carrée de la barrière de potentiel  $V = V_0 + V_i$ .

c) A l'équilibre électrique, les courants  $I_s$  et  $I_G$  sont équilibrés par un courant de porteurs majoritaires de sens opposé : c'est le courant de diffusion résiduel de porteurs majoritaires  $I_f$ . Ce courant est dû au fait que certains porteurs majoritaires possèdent une énergie thermique suffisante pour sauter la barrière de potentiel  $V$ .

A l'équilibre, on a donc  $|I_f| = I_s + I_G$

- Dans le Germanium:  $I_s \gg I_G$  ( $\tilde{a} T^{2e}$  ambiante)
- Dans le Silicium:  $I_G \gg I_s$

#### II.I.4. Equation de la jonction polarisée en inverse:

L'étude du paragraphe précédent a montré que le courant de diffusion des porteurs minoritaires  $I_s$  est indépendant de la tension tandis que le courant de génération thermique est proportionnel à la racine carrée de la tension appliquée à la jonction.

$$I_G = \frac{n_i}{2\tau} \left( 2 q k V \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)^{1/2} \cdot S$$

Dans le cas particulier des jonctions détectrices ( fort déséquilibre des concentrations de part et d'autre de la jonction ) la formule de  $I_G$  devient :

$$\text{- Si } N_A \gg N_D \text{ on aura } I_G' = \frac{n_i}{2} \cdot \left( \frac{2 q k V}{N_D} \right)^{1/2}$$

$$\text{- Si } N_D \gg N_A \text{ on aura } I_G' = \frac{n_i}{2} \cdot \left( \frac{2 q k V}{N_A} \right)^{1/2}$$

L'application de la tension de polarisation inverse fait croître l'épaisseur de la zone désertée X ; le courant résiduel  $I_f$  devient  $I_f'$  avec :

$$I_f' = I_f \cdot \exp\left(\frac{-qV_i}{kT}\right) \text{ avec } V_i \text{ négatif.}$$

Il en résulte un courant inverse  $I_r$  tel que :

$$I_r = I_s + I_G' - I_f'$$

$I_r$  est dirigé de la région N vers la région P.

$$I_r = I_s \left( 1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right) + I_G'$$

Soit en changeant de signe pour avoir le sens traditionnel du courant:

$$I_r = I_s \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) - I_G'$$

Dans une jonction au Ge le courant  $I_G'$  est négligeable devant  $I_s$  ; ce n'est plus le cas si la jonction est en Si.

Remarque: Si la jonction est polarisée en direct,  $I_s$  demeure constant et  $I_G'$  décroît très rapidement et le courant direct s'écrit :

$$I_f = I_s \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \text{ avec } V \text{ positif}$$

La représentation des équations de  $I_r$  et  $I_f$  en fonction de la tension V donne la caractéristique bien connue d'une diode avec une zone de claquage pour une tension inverse importante.

## II.1.5. Conclusions de l'étude des jonctions P-N

Il convient de mettre en relief certaines propriétés des jonctions, essentielles dans la technique de détection des rayonnements nucléaires par des cristaux semi-conducteurs.

— La zone désertée présente une résistivité élevée ce qui représente un avantage certain comme on l'a vu au paragraphe I.

— Une variation de la tension inverse de polarisation de la jonction modifie la profondeur de la zone désertée, ce qui permet d'adapter la zone sensible d'un détecteur au pouvoir pénétrant des rayonnements.

— Enfin insistons sur l'importance des divers courants inverses  $I_S$ ,  $I_G$ , et  $I_L$  (courant de fuite) qui existent dans une jonction polarisée en inverse. Ces courants varient avec la température le fonctionnement du détecteur sera tributaire des conditions locales d'emploi ( température en particulier).

On a donc intérêt à diminuer la température pour obtenir des caractéristiques de jonction optimales.

## II.2. Les détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée:

### II.2.1. Le principe des détecteurs à jonction diffusée :

Le principe de fonctionnement d'un détecteur de ce type résulte des propriétés de la jonction qui le constitue. La concentration des porteurs de la zone <sup>non</sup>désertée étant très élevée ( haute conductivité ) par rapport à celle de la zone désertée, une tension appliquée de part et d'autre de la jonction se retrouve presque intégralement aux limites de la zone désertée .

Si cette tension polarise la jonction en inverse, la barrière de potentiel croît ainsi que la profondeur de la zone de charge d'espace tandis que le courant inverse  $I_r$  demeure très faible dans une importante plage de polarisation.

Le principe de fonctionnement a été déjà vu au paragraphe I du chapitre III et la synthèse en a été faite sur la figure I2.

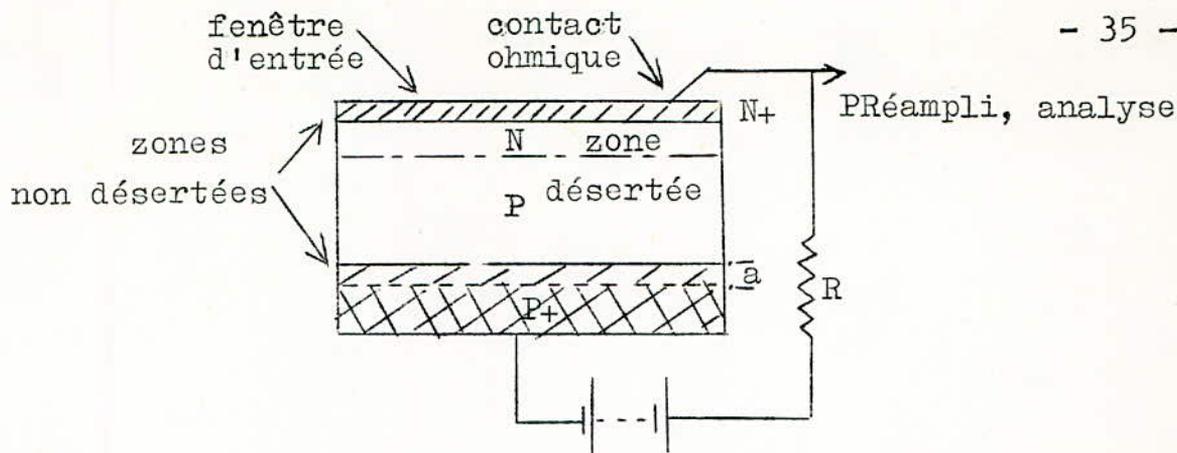


Figure I2: Schéma de principe d'un détecteur à jonction diffusée.

Les porteurs libres engendrés par un rayonnement ionisant dans la zone désertée de la jonction polarisée en inverse, en sont expulsés ; leur déplacement provoque des impulsions aux bornes de la résistance R, qu'il est possible d'amplifier puis d'analyser.

### II.2.2. Les principales propriétés des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée:

Un détecteur destiné à effectuer des mesures précises sur les rayonnements doit posséder les qualités essentielles suivantes :

- Une bonne linéarité de réponse,
- Une résolution en temps optimale,
- Une bonne résolution électrique,
- Une excellente résolution nucléaire.

Étudions les possibilités de réalisation stricte de chacune de ces propriétés en examinant leurs compatibilités éventuelles.

#### II.2.2.1. La linéarité de réponse des détecteurs à jonction diffusée:

La linéarité de la réponse d'un détecteur est fonction de deux facteurs principaux:

- l'absorption totale de l'énergie du rayonnement incident,
- la collection totale des porteurs créés par ce rayonnement.

a) L'absorption totale de l'énergie du rayonnement incident par la zone utile du détecteur à jonction diffusée:

Afin d'accroître la sensibilité de détection, les rayonnements doivent pénétrer dans la zone désertée, perpendiculairement à la jonction ( la surface présentée par la zone désertée y est plus étendue) . La zone cristalline située entre la face d'entrée du détecteur et la zone désertée ( fenêtre d'entrée ) sera traversée par le rayonnement avant qu'il puisse atteindre la zone utile du détecteur. Cette fenêtre d'entrée doit être d'épaisseur aussi faible que possible ( de l'ordre du micron ) pour optimiser la linéarité du détecteur: une telle configuration peut être obtenue en réalisant une jonction à fort gradient de concentration des atomes dopeurs.

L'expérience montre qu'on obtient couramment dans une plaquette de Si de type P des jonctions situées à environ un micron de la surface d'entrée et une fenêtre d'entrée d'épaisseur d'environ 0,6 micron.

Pour que l'énergie totale d'un rayonnement soit absorbée dans la zone désertée, la profondeur de cette zone doit être au moins égale à la pénétration du rayonnement dans le cristal semi-conducteur qui constitue le détecteur.

Par exemple, en se référant à l'abaque donnée à la fin de l'étude, on voit qu'une profondeur de Si de 500 microns peut absorber :

- des électrons de 500 keV,
- des protons de 7 MeV,
- des particules Alpha de 35 MeV.

Examinons les conclusions qu'on peut déduire des formules suivantes déjà vues précédemment:

$$\frac{x_p}{x_n} = \frac{N_D}{N_A} \quad ; \quad x = \left( \frac{2 \text{ kV}}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2} = x_p + x_n$$

$$x_n = \frac{N_A \cdot X}{N_A + N_D} \quad ; \quad x_p = \frac{N_D \cdot X}{N_A + N_D}$$

- Pour obtenir une épaisseur de zone utile suffisante, il suffit de créer un fort déséquilibre entre les concentrations respectives des atomes dopeurs situés de part et d'autre de la jonction.
- Dans ce cas la zone désertée du détecteur s'étend pratiquement dans la zone non compensée du cristal de base et son expression se simplifie :

$$X = \left( \frac{2 \text{ kV}}{q N} \right)^{1/2} \quad \text{où } N \text{ est le nombre d'atomes}$$

$$= (2 \text{ kV } \rho \mu)^{1/2} \quad \text{dopeurs contenus dans le cristal de base, avant la création de la jonction.}$$

— La formule donnant X, met en évidence la possibilité d'accroître l'épaisseur de la zone compensée par une augmentation de la résistivité du cristal de base et de la tension de polarisation inverse: ceci contribue à l'extension de la plage d'énergie à l'intérieur de laquelle la réponse du détecteur est linéaire. On se trouve toutefois limité dans ce domaine par des difficultés technologiques : on ne peut dépasser une certaine valeur de la tension inverse pour ne pas détériorer la diode détectrice. Dans les cas les plus favorables, on obtient des zones désertées de 700 microns qui peuvent absorber :

- des électrons de 650 keV,
- des protons de 10 MeV, ( Cf. annexes II )
- des particules Alpha de 40 MeV.

Remarque:

La fenêtre d'entrée des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée contient une très forte concentration en impuretés dopantes : la conductivité y est excellente et permet de réaliser facilement un contact ohmique avec les circuits électroniques extérieurs. La fenêtre d'entrée fait donc office d'électrode collectrice et son contact avec les circuits extérieurs est fréquemment un contact ponctuel: cette partie présente donc une sensibilité maximale aux rayonnements.

La réalisation du contact ohmique supérieur nécessite un dopage supérieur d'une partie du cristal de base et on obtient la configuration de la figure I2 si le cristal de base est de type P

La distance a située entre la zone désertée et l'électrode P<sup>+</sup>, doit être réduite au maximum, afin de diminuer la résistance série du détecteur.

b) L'importance de la collection totale sur la linéarité de réponse des détecteurs à jonction diffusée:

La stricte proportionnalité entre la réponse d'un détecteur et l'énergie du rayonnement incident est conditionnée par la collection totale des porteurs créés par ce dernier.

Le temps de collection a pour expression:

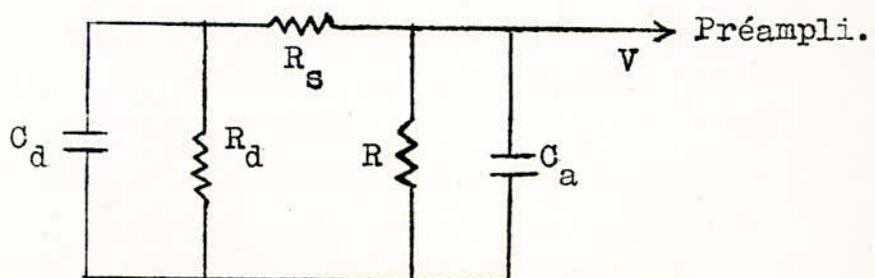
$$t_c = \frac{X}{\mu E}$$

Pour sa minimisation, on doit utiliser un cristal de base d'excellente structure cristalline et de résistivité élevée. Dans le même but, la tension de polarisation inverse doit être aussi élevée que possible mais compatible avec le bruit électronique et la tension de claquage.

c) Influence des conditions d'emploi du détecteur sur sa linéarité:

Sous réserve des conditions précédentes, la charge électrique délivrée par le détecteur sera strictement proportionnelle à l'énergie du rayonnement qui l'a engendrée. Cette charge crée aux bornes de la résistance R une impulsion d'amplitude V que nous proposons de déterminer.

A cet effet, nous représentons le détecteur par son schéma équivalent ( figure 13 ):



$R_d$  et  $C_d$  sont la résistance et la capacité de la zone désertée.  
 $R_s$  est la résistance série des contacts ohmiques et d'une zone éventuelle non désertée,

$R$  est la résistance de charge,

$C_a$  est la capacité ramenée à l'entrée du préamplificateur d'impulsions.

En pratique, la résistance  $R_s$  est faible par rapport à  $R_d$  et  $R$  et l'amplitude de l'impulsion  $V$  créée par la charge  $Q$  fournie par le détecteur est :

$$V = \frac{Q}{C_d + C_a} \quad \text{avec} \quad C_d = \left( \frac{2 \text{ kgN}}{V_i} \right)^{1/2}$$

On en conclue que l'amplitude  $V$  varie avec d'éventuelles fluctuations de la tension de polarisation  $V_i$ , et que pour limiter cet effet néfaste sur la linéarité du détecteur, il faut rendre la capacité  $C_d$  négligeable devant  $C_a$ . On accède à cette dernière condition en employant une tension  $V_i$  élevée et un cristal de base de haute résistivité.

#### d) Conclusion:

Une bonne linéarité de réponse des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée nécessite l'emploi d'un cristal de base de haute résistivité, soumis à une tension de polarisation inverse élevée; ces deux paramètres doivent avoir des valeurs d'autant élevées que le rayonnement est plus pénétrant.

Les possibilités de linéarité des détecteurs de ce type sont donc limitées par les difficultés technologiques d'obtention des cristaux de base de haute résistivité.

II.2.2.2. La résolution en temps des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée :

Définition : La résolution en temps d'un détecteur est son aptitude à définir avec précision l'instant où le rayonnement le traverse : il s'agit en fait du temps de montée des impulsions.

En assimilant la partie utile d'un détecteur au Si du type à jonction diffusée à la zone désertée située dans le cristal de base de type P, le temps de collection est donné par :

$$t_c \simeq 5 \cdot 10^{-12} \rho \quad \text{est en } \Omega \cdot \text{cm} ; t_c \text{ en s.}$$

Cette formule, bien qu'approximative, met en évidence l'influence de la résistivité du cristal de base sur le temps de collection des porteurs.

Appliquons cette formule à deux cas particuliers :

a) Pour un cristal de Si de type P de résistivité :

$$\rho = 15\,000 \Omega \cdot \text{cm} \quad \text{d'où} \quad t_c \neq 10^{-7} \text{ s.}$$

$$V_i = 120 \text{ V} \quad \text{d'où} \quad X \neq 400 \text{ microns} \quad \text{qui peut absorber des protons de } 6,4 \text{ MeV.}$$

Il faut alors une durée de vie des porteurs de l'ordre de  $10^{-5}$  s pour espérer une collection totale : une telle durée de vie est difficile à réaliser dans le Si ayant subi les différents traitements thermiques nécessaires au dopage.

b) Pour un cristal de Si de type P de résistivité :

$$\rho = 1\,000 \Omega \cdot \text{cm} \quad \text{on aura} \quad t_c \neq 10^{-9} \text{ s.}$$

$$V_i = 120 \text{ V} \quad \text{on aura} \quad X \neq 100 \text{ microns} \quad \text{qui peut absorber des protons de } 2,7 \text{ MeV seulement.}$$

Conclusion: Les deux exemples précédents montrent qu'il est possible de réaliser des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée possédant à la fois un très faible temps de montée et une importante plage d'énergie du rayonnement dans laquelle la réponse du détecteur est linéaire.

### II.2.2.3. Le pouvoir de résolution électrique des détecteurs à jonction diffusée:

Dans une jonction polarisée en inverse, il existe un courant de diffusion  $I_S$ , un courant de génération thermique  $I_G$ , un courant de fuite  $I_D$ , et un courant de photoconductivité qui créent aux bornes de la résistance de charge une tension de bruit  $B$  caractéristique du détecteur.

L'impulsion recueillie sera donc :

$$V' = V + B \quad \text{avec} \quad V = \frac{Q}{C_d + C_a} = k.E$$

Pour compter et mesurer avec précision l'activité et l'énergie d'un rayonnement, le rapport signal sur bruit  $V'/B$  doit être aussi élevé que possible .

$\frac{V'}{B}$  est le pouvoir de résolution électrique du détecteur.

Pour optimiser ce pouvoir de résolution, il faut réduire dans la mesure du possible le bruit propre du détecteur, c'est à dire les divers courants qui le constituent: examinons les différentes possibilités d'arriver à ce résultat.

a) Pour limiter le courant de photoconductivité, il suffit de faire fonctionner le détecteur dans l'obscurité.

b) La limitation de la température du détecteur permet, dans un premier stade de réduire les courants  $I_S$  et  $I_G'$  qui varient comme  $\exp - ( E_G/kT )$  .

Les formules trouvées au § II.1.3 donnant les courants  $I_s$  et  $I_G'$  peuvent prendre la forme:

$$I_s = c^{te} \cdot \left( \frac{\rho}{\tau} \right)^{1/2} ; \quad I_G' = c^{te} \cdot \left( \frac{\rho V}{\tau} \right)^{1/2}$$

où:  $\rho$  est la résistivité du cristal de base exprimée en  $\Omega \cdot \text{cm}$   
 $V$  est la tension de polarisation inverse  
 $\tau$  est la durée de vie des porteurs minoritaires du cristal.

Ces formules permettent de mettre en évidence les points suivants:

— la densité de courant de diffusion  $I_s$  est indépendante de la tension de polarisation, tandis que celle du courant de génération  $I_G'$  en dépend étroitement. On en déduit qu'une tension élevée de polarisation est favorable à la linéarité et non la résolution électrique du détecteur.

— L'augmentation de la résistivité du cristal de base contribue à accroître les courants générateurs de bruit.

Les conditions nécessaires à l'obtention d'un haut pouvoir de résolution électrique limitent la plage de linéarité du détecteur à jonction diffusée et il faudra établir un compromis pour ces deux caractéristiques.

c) Le courant de fuite de surface  $I_L$  :

Ce courant est très sensible à l'humidité de l'atmosphère, à la géométrie et aux empoisonnements de surface.

Il y a deux techniques essentielles de limitation de ce courant:

— 1<sup>ère</sup> méthode : figure I3

Elle consiste à allonger les chemins de fuite ( figure I3 a ) par la technique mesa, puis à recouvrir la nouvelle surface externe de fuite d'une résine protectrice de l'humidité, évitant ainsi les empoisonnements superficiels au niveau de la jonction ( figure I3 b ).

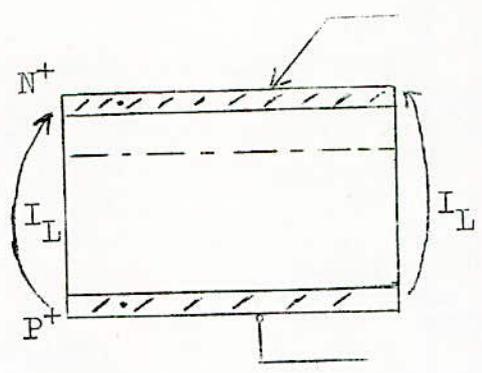


Figure I3 a

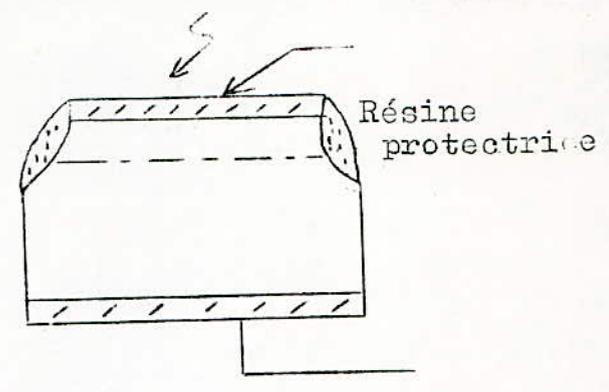


Figure I3 b

— 2<sup>ème</sup> méthode: ( figure I4 )

Elle renforce l'efficacité de la précédente: on ajoute à la structure mesa un anneau de garde qui isole la fenêtre d'entrée du reste de la surface du détecteur. Les résistances  $R$  et  $R_p$  sont telles que le courant de fuite  $I_L$  s'écoule dans le générateur et ne circule pas dans la résistance de charge  $R$ .

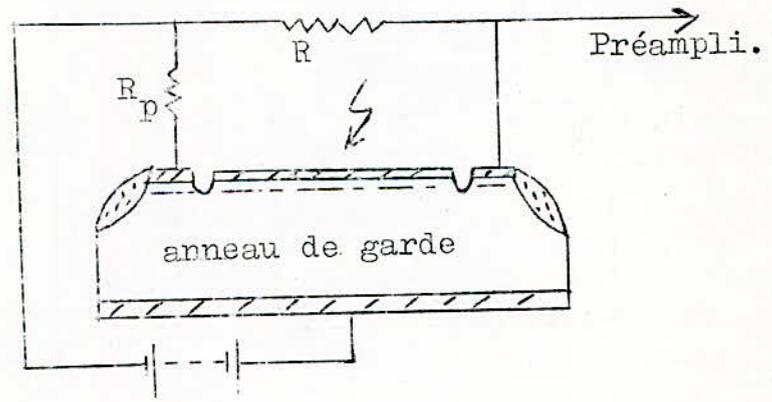


Figure I4:  
La structure à anneau de garde.

Ces deux méthodes limitent efficacement le courant de fuite tout en contribuant à augmenter la tension de claquage de la jonction.

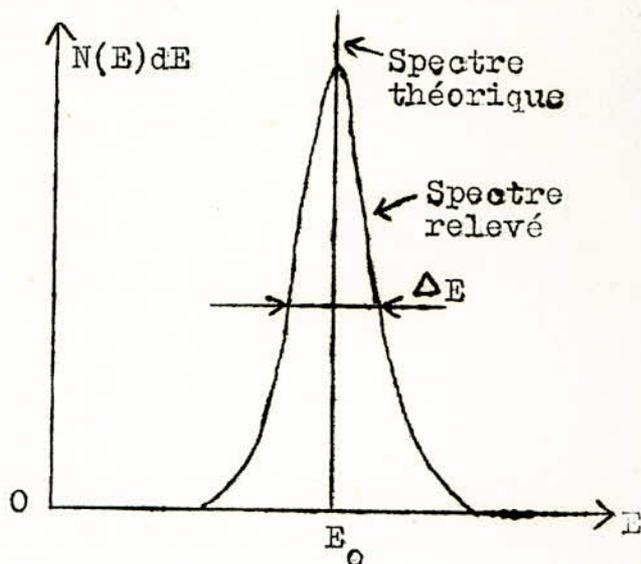
En conclusion sur le pouvoir de résolution électrique des détecteurs, on retiendra qu'il faut rendre le bruit de fond négligeable devant l'impulsion utile qui sera soumise à l'analyse.

II.22.4. Le pouvoir de résolution nucléaire des détecteurs à jonction diffusée :

Définition : ( Figure I5 )

Le spectre théorique d'un rayonnement monocinétique d'énergie  $E_0$ , (c'est à dire la courbe donnant le nombre de particules ou de photons dont l'énergie est  $E$  ) est représenté par une raie d'énergie  $E_0$  .

Le tracé pratique à l'aide d'un détecteur à jonction diffusée du même spectre, donne une raie plus élargie dont le maximum a pour abscisse  $E_0$  , et dont la largeur à mi-hauteur est  $\Delta E$ .



Le rapport  $\frac{\Delta E}{E_0}$  ( en % ) est appelé taux de résolution nucléaire de la chaîne de détection .

La largeur à mi-hauteur  $\Delta E$  est appelée "résolution nucléaire".

Le taux de résolution nucléaire  $R$  de la chaîne de détection est:

$$R^2 = R_d^2 + R_e^2$$

$R_d$  : taux de résolution du détecteur,

$R_e$  : taux de résolution des circuits électroniques d'amplification et d'analyse.

En supposant les circuits électroniques tels que  $R_e$  devient négligeable devant  $R_d$  , on va examiner les conditions nécessaires à l'obtention d'un bon taux de résolution propre au détecteur.

a) Le caractère monocinétique des rayonnements émis par une source radioactive:

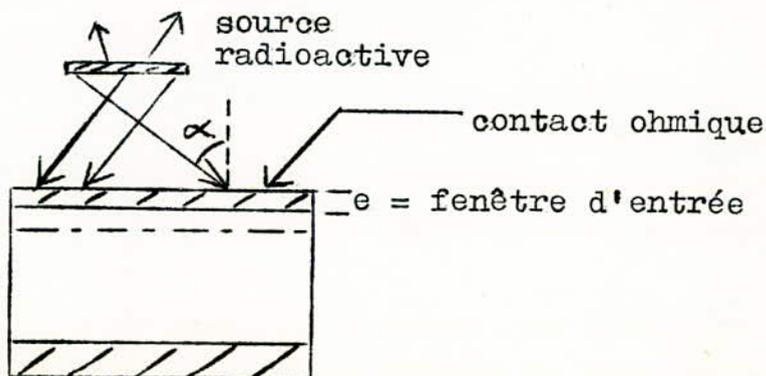
Les particules ou les photons d'un rayonnement monocinétique d'énergie  $E_0$  sont émis d'une manière isotrope en tout point de la source radioactive. Ils en sortent après avoir traversé une épaisseur de matériau variable suivant leur point d'émission. L'énergie des particules ou des photons, strictement monocinétique à l'endroit même de leur émission dans la matière, est par conséquent définie à la sortie de la source radioactive avec une certaine erreur  $\Delta E$ , fonction de la distance parcourue par le rayonnement dans la source: l'énergie des particules ou des photons est alors comprise entre  $E_0$  et  $E_0 - \Delta E$ . Pour faire de la spectrométrie fine, il faut donc, afin de réduire l'erreur  $E$ , de choisir une épaisseur de source aussi faible que possible, présentant une activité acceptable.

Exemple: Une pastille d'Américium 241 de 2 mm de diamètre et de quelques dizaines de microns d'épaisseur émet des particules Alpha d'énergies respectives :

5,378 MeV ; 5,430 MeV ; 5,477 MeV ; 5,534 MeV.

b) L'absorption d'une partie du rayonnement incident par la fenêtre d'entrée du détecteur:

Une source radioactive émet d'une manière isotrope des particules ou des photons dont un certain nombre atteint sous des incidences variables la fenêtre d'entrée du détecteur placé au voisinage de la source : (Figure I6)



Les rayonnements traversant la fenêtre d'entrée, y perdent une partie de l'énergie qui sera fonction de l'angle d'incidence et de l'épaisseur de cette fenêtre d'entrée. Cette perte d'énergie peut s'exprimer ainsi pour un angle d'incidence donné :

$$E = E_0 ( 1 - \exp(-\mu e) )$$

Quand l'angle d'incidence varie de 0 à 90°, la perte d'énergie varie du minimum au maximum.

$\mu$  est le coefficient d'absorption du matériau de la fenêtre,  $e$  est son épaisseur.

Donc, à l'entrée dans la zone utile, les rayonnements présentent une dispersion en énergie .

Pour y remédier on peut retenir les deux conclusions suivantes :

- Il est nécessaire de réaliser des détecteurs de fenêtre d'entrée aussi faible que possible,
- Afin que les rayonnements pénètrent dans le détecteur sous des incidences sensiblement égales, il faut augmenter la distance entre la source et le détecteur, ou bien encore réduire la surface du détecteur ( par collimation ).

c) La fluctuation du nombre de paires engendrées par les rayonnements ionisants :

#### statistiques

Ces fluctuations sont inhérentes à la nature même du matériau composant la zone sensible du détecteur : on ne peut pas les éliminer.

Dans le cas particulier de l'action d'un rayonnement ionisant sur un cristal semi-conducteur, on considère que le nombre de porteurs relâchés varie selon une distribution de Poisson de valeur moyenne  $N$  et d'écart-type :

$$\sigma = F \cdot (N)^{1/2}$$

$F$  = facteur de Fano  $\neq 0,4$   
pour le Si et le Ge.

Pour voir l'influence de telles fluctuations statistiques sur la résolution nucléaire d'un détecteur à jonction diffusée, traçons un exemple .

Des particules Alpha de 5,477 MeV libèrent, dans la zone utile d'un détecteur du type BPY 20 ( jonction diffusée au Si(P) ) environ  $1,52 \cdot 10^6$  paires de porteurs.

L'écart-type de la distribution de Poisson correspondante sera égal à :  $\sigma = 4,93 \cdot 10^2$  paires de porteurs et la largeur à mi-hauteur d'une telle distribution est de  $1,16 \cdot 10^3$  paires (2,36 ) L'énergie spécifique de création de paire étant de 3,5 eV dans le Silicium, la largeur à mi-hauteur de la distribution d'énergie correspondante sera égale à 4,2 keV.

Quand on sait que la résolution totale d'une chaîne de détection est d'environ 20 keV, on mesure l'importance de ces fluctuations statistiques des porteurs devant lesquels on reste impuissants.

Toutefois, il est intéressant de noter que si dans un semi-conducteur, la fluctuation des porteurs introduit une distribution d'énergie dont la largeur à mi-hauteur est de 4,2 keV, on observe une largeur de 18 keV pour un détecteur gazeux, soit environ 4,3 fois supérieure à celle du détecteur à jonction diffusée équivalent.

d) Les fluctuations de collection des porteurs:

L'élargissement du spectre de réponse d'un détecteur provient aussi des fluctuations dans la collection des porteurs créés en fin de parcours dans la zone désertée du détecteur par des particules chargées lourdes ( Alpha, protons, ions lourds ).

En effet, en fin de parcours, le pouvoir d'ionisation est maximal, ce qui crée une charge d'espace qui s'oppose à la collection totale des porteurs qui risquent de se recombiner avant même d'être collectés . L'ionisation maximale et, par conséquent, la fluctuation de la collection des porteurs est d'autant plus élevée que la particule est plus lourde.

Donc, dans l'application des détecteurs au relevé du spectre des particules lourdes ( ions lourds, produits de fission, neutrons par réaction de fission ), on gagnera à utiliser des cristaux de base de résistivité faible, pour pouvoir augmenter le champ collecteur sans accroître la tension de collection.

e) La fluctuation du bruit propre du détecteur:

Grâce à un traitement de surface bien adapté(II.2.2.3) il est possible de réduire notablement le courant de surface.

Les deux autres courants  $I_G'$  et  $I_S$  sont dûs à un équilibre statistique ré éalisé entre la génération et la recombinaison des porteurs libres d'un cristal semi-conducteur.

Le bruit qu'ils produisent peut donc être considéré comme obéissant à une loi statistique et l'impulsion émise par le détecteur sera:

$$V' = k.E + ( B \pm \Delta B ) \quad B: \text{tension de bruit}$$

L'importance des fluctuations de bruit ainsi que leur influence déterminante en spectrométrie fine sont ainsi mises en évidence; il faudra donc tout mettre en oeuvre pour obtenir un excellent pouvoir de résolution électrique, quitte à défavoriser les possibilités de linéarité des détecteurs à jonction diffusée.

#### II.2.2.5. Conclusions de l'étude des propriétés des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée:

a) L'augmentation de la résistivité du cristal de base est nécessaire à l'accroissement de la plage de linéarité vers les hautes énergies; mais elle nuit à l'obtention d'un faible temps de collection et d'un haut pouvoir de résolution électrique et nucléaire.

b) L'augmentation de la polarisation inverse favorise l'extension de la plage de linéarité, mais elle suscite une augmentation du bruit, défavorable aux résolutions électrique et nucléaires.

c) La durée de vie des porteurs minoritaires du cristal de base doit être aussi longue que possible; l'augmentation de la durée de vie, permet en effet, de diminuer très sensiblement les courants générateurs de bruit, et par conséquent de compenser une augmentation de la résistivité du cristal de base qui est favorable à la linéarité mais génératrice d'une dégradation rapide du pouvoir de résolution nucléaire.

Notons qu'il est très difficile de réaliser des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée dont la durée de vie des porteurs dépasse la microseconde.

Comme partout, dans l'électronique, il faudra donc établir des compromis entre les différents paramètres d'un détecteur afin que ce dernier présente des propriétés optimales dans l'application où il sera utilisé ( simple détection, mesures rapides en temps, spectrométrie fine ).

A titre d'exemple on donne les performances optimales qu'il soit possible d'obtenir dans un détecteur à jonction diffusée de surface  $S = 12 \text{ mm}^2$ , à la température  $T = 300^\circ \text{ K}$ . ( Si de type

Résistivité ( .cm )	tension ( Volt)	X (micr.)	$t_c$ (s.)	Résolution nucléa. ( % )
150	300	120	$5 \cdot 10^{-10}$	0,7
15 000	100	700	$5 \cdot 10^{-8}$	0,7
1 500	30	120	$5 \cdot 10^{-9}$	0,35

Cet exemple, ainsi que les abaques ( voir annexe ) qui permettent de déterminer les paramètres essentiels d'un détecteur en fonction des performances demandées sont tirés de la documentation de la "Radiotechnique".

### II.2.3 Les possibilités d'emploi des détecteurs semi-conducteurs à jonction diffusée:

Les possibilités de linéarité des détecteurs au Silicium du type à jonction diffusée sont limitées par l'insuffisance du pouvoir absorbant de la zone utile du détecteur; cette zone, d'épaisseur très faible, ne dépasse 700 microns dans le meilleur des cas et le Silicium qui la compose a un pouvoir d'arrêt peu élevé.

Les détecteurs au Si du type à jonction diffusée ne peuvent donc être employés que dans la détection, le comptage rapide et la spectrométrie fine des rayonnements peu pénétrants.

On entend par rayonnements peu pénétrants des rayonnements provenant soit de particules chargées lourdes d'énergie limitée, soit de particules chargées légères de faible énergie, soit enfin de rayonnements électromagnétiques d'énergie encore plus faible.

Le tableau ci-dessous donne pour quelques types de rayonnements la valeur des énergies que peut absorber un détecteur au Si du type à jonction diffusée dont la zone utile possède la valeur maximale de 700 microns; ( Cf. abaques ).

Annexe II

-Alpha : 40 MeV

-Tritons : 16 MeV

-Deutons : 20 MeV

-protons : 10 meV

- électrons : 0,65 MeV

- Gamma : 0,9 MeV pour  
une absorption de  
0,01.

On voit que ce type de détecteur est peu efficace pour la détection des rayonnements Gamma; on en tire l'avantage de pouvoir effectuer avec une bonne sélectivité, des mesures de rayonnements particuliers de faible énergie en présence d'un flux de rayons Gamma.

#### II.2.4. Choix du matériau et schéma de réalisation d'un type de détecteur semi-conducteur à jonction diffusée:

##### a) choix du matériau:

Il convient d'employer un matériau de base d'excellente structure cristalline, de haute résistivité, possédant une longue durée de vie.

Aux semi-conducteurs les plus usités c'est à dire le Ge et le Si on préfère très souvent le Silicium en raison des facilités d'emploi qu'il présente: à 300 °K, il possède la même résistivité que le germanium à 200° K.

Le silicium de type P est préféré au silicium de type N pour des raisons technologiques : la réalisation d'une jonction dans un silicium de type N de haute résistivité est très difficile, en raison du risque de changement de type qu'elle comporte au cours des opérations de compensation et de dopage.

##### b) réalisation de la jonction détectrice: ( Silicium de type P)

Le lingot de base est tronçonné en plaquettes de 700 microns. Elles sont rodées puis nettoyées et ramenées à une épaisseur finale de 200 microns.

On opère une diffusion à 1000° C de phosphore sur la plaquette de silicium pour créer une jonction N<sup>+</sup>-P. Une face de Si est ensuite décapée afin de permettre un dépôt sous vide d'une couche d'aluminium. On effectue ensuite une opération d'alliage à 650 ° C. On prend le contact de base sur la face alliée.

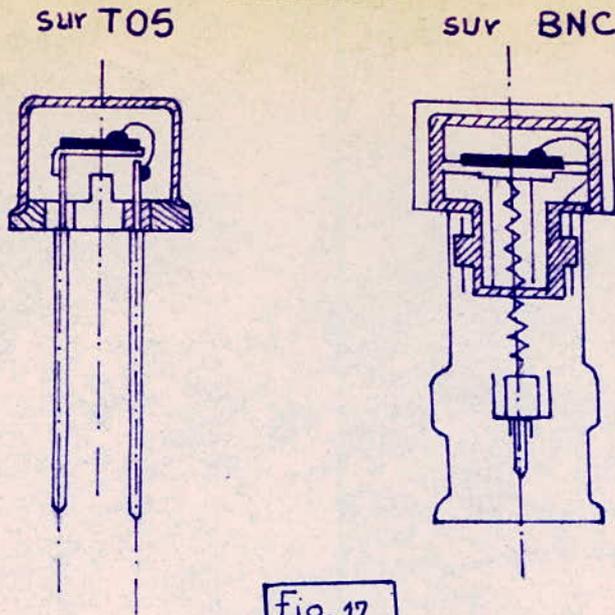
La structure mesa est réalisée par attaque chimique; la mesa est protégée par laquage contre les effets de surface. A ce moment la plaquette est achevée et il ne reste plus qu'à la monter sur une embase.

Cette succession d'opérations est schématisée sur la figure I7.

# Détecteur à jonction diffusée

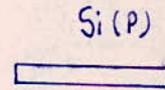
51bis

## montage

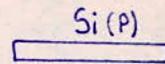


## Processus d'élaboration

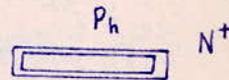
plaquette sciee



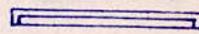
plaquette mise à épaisseur



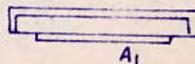
diffusion d'une couche  $N^+$



décopage d'une face



depôt d'aluminium et alliage



masquage par piscine



formation du mesa et laquage



## II.3. Les détecteurs semi-conducteurs à barrière de surface:

### II.3.I. Introduction :

Un détecteur à barrière de surface est constitué par un cristal possédant une jonction très proche de l'une de ses faces ; ce cristal est disposé entre deux électrodes qui permettent de polariser la jonction en inverse et de collecter, aux bornes de la résistance de charge R les porteurs créés par le passage d'un rayonnement ionisant dans la zone désertée de la jonction. Ces porteurs engendrent des impulsions aux bornes de R, qu'on peut amplifier puis analyser.

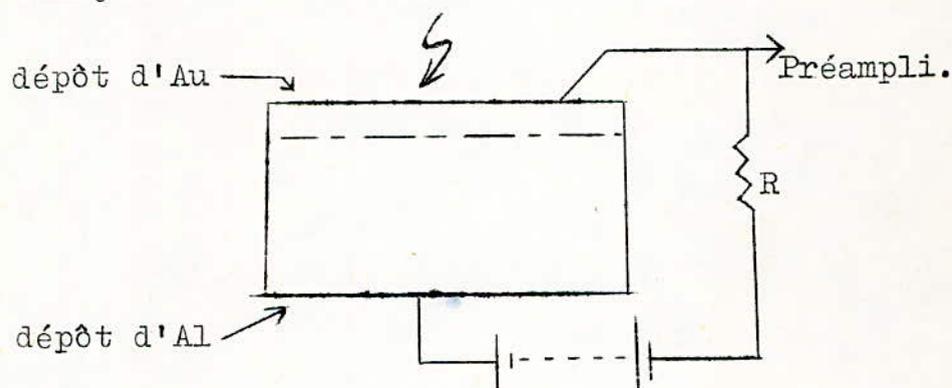


Figure I8: Schéma de principe d'un détecteur à barrière de surface.

Présentant beaucoup de similitudes avec les détecteurs à jonction diffusée, Les détecteurs à barrière de surface se distinguent néanmoins par des techniques spécifiques de fabrication qui suscitent quelques particularités de fonctionnement que nous essayerons de mettre en relief dans les paragraphes qui suivent.

### II.3.2. La technique de fabrication des détecteurs semi-conducteurs à barrière de surface:

La jonction et le contact ohmique de base d'un détecteur à jonction diffusée sont obtenus par diffusion d'impuretés adaptées: le contact sur la fenêtre d'entrée du détecteur se fait facilement en raison de la faible résistivité de surface qui résulte du dopage élevé nécessaire à la réalisation de la jonction. Cette méthode présente l'inconvénient d'exiger deux traitements thermiques successifs, qui provoquent une diminution importante de la durée de vie des porteurs du cristal de base et par conséquent, de la résolution ( Cf. § II.2.2.4 ).

La technique de fabrication des détecteurs semi-conducteurs à barrière de surface est basée sur un principe très différent. Le silicium ( ou le germanium ) de type N, présente en présence d'un milieu oxydant, une très mince couche d'inversion à leur surface, couche d'inversion qui est encore renforcée par le dépôt en surface d'une mince voile métallique, en or ou en platine par exemple. La jonction ainsi obtenue, appelée barrière de surface, n'a subi aucun traitement thermique.

L'obtention d'un contact ohmique sur la face d'entrée du détecteur est immédiate en raison de la métallisation de la surface; quand au contact ohmique de base il est réalisé par l'intermédiaire d'une mince couche d'aluminium, déposée et alliée à la surface inférieure du détecteur.

### II.3.3. Les propriétés des détecteurs à barrière de surface:

La formation d'une barrière de surface et l'obtention d'une jonction dans un cristal semi-conducteur par un processus d'oxydation, n'ont pu encore être expliquées dans tous les détails. C'est pourquoi, l'étude théorique des barrières de surface est conduite en supposant la jonction strictement abrupte et située à l'interface cristal oxydé - cristal non oxydé.

Pour un cristal de base en Silicium de type N, on obtient les mêmes formules que celles déjà rencontrées dans l'étude des détecteurs à jonction diffusée.

Rappelons les formules donnant les principaux paramètres d'un détecteur à barrière de surface:

Profondeur de la zone désertée :  $X = \left( \frac{2 \text{ kV}}{qN} \right)^{1/2}$

Capacité de la jonction :  $C/S = \left( \frac{2 \text{ kqN}}{V} \right)^{1/2}$

Courant inverse :  $I_s = C^{te} \cdot \left( \frac{P}{\rho} \right)^{1/2}$

Courant de génération thermique :  $I_G = C^{te} \cdot \frac{(\rho V)^{1/2}}{\rho}$

Temps de collection des porteurs :  $t_c \approx 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ s.}$

Ces formules permettent de conclure que les deux types de détecteurs présentent une grande similitude des propriétés.

Toutefois, en examinant les modes respectifs de fabrication, on arrivera à relever les principales différences entre les détecteurs à jonction diffusée et ceux à barrière de surface.

### II.3.3.I. Différences entre les modes de fabrication:

#### a) Les traitements thermiques:

L'absence de traitements thermiques lors de l'élaboration d'un détecteur à barrière de surface prend une importance particulière, car ces traitements sont l'une des causes essentielles de la diminution de la durée de vie des porteurs d'un cristal semi-conducteur. Par contre la fabrication d'un détecteur à jonction diffusée nécessite deux traitements thermiques successifs et la durée de vie des porteurs de ce cristal sera très inférieure à celle des porteurs d'une jonction à barrière de surface (suivant un facteur de 100 environ); et ce, malgré l'utilisation d'un Si de type N (obtenu par compensation des atomes de bore) présentant un taux de piégeage plus élevé que le cristal de type P équivalent.

b) Métallisation de surface:

Le mode de fabrication des détecteurs à barrière de surface, consistant en une simple oxydation superficielle suivie d'une métallisation, permet de réaliser des jonctions à surfaces supérieures à celles obtenues par la technique de diffusion.

La jonction d'un détecteur à barrière de surface est parfaitement abrupte à la surface même du détecteur et la fenêtre d'entrée est constituée par la seule couche d'or déposée à la surface du cristal ( la couche d'or est de l'ordre de  $200 \text{ \AA}$  ); tout ceci confère à la fenêtre d'entrée un pouvoir absorbant très inférieur à celui des détecteurs à jonction diffusée, puisque ces derniers présentent une fenêtre d'entrée d'épaisseur 0,2 micron dans la plus poussée des techniques actuelles.

II.3.3.2. Conséquences sur les propriétés des détecteurs à barrière de surface :

a) La durée de vie des porteurs contenus dans les détecteurs à barrière de surface est supérieure à celle des détecteurs à jonction diffusée ; il s'en suit que les courants générateurs de bruit  $I_s$  et  $I_G$  seront très atténués dans les premiers cités.

b) L'emploi de semi-conducteurs de type N, à l'exclusion de tout autre dans la fabrication des détecteurs à barrière de surface, est un facteur favorable à la diminution du courant de fuite  $I_L$ : le silicium de type N est en effet moins sensible aux agents extérieurs que le silicium de type P.

Les deux points a) et b) font ressortir le fait que le pouvoir de résolution électrique et nucléaire des détecteurs à barrière de surface est meilleur, à surface égale, que celui des détecteurs à jonction diffusée.

La réduction du pouvoir absorbant de la fenêtre d'entrée des détecteurs à barrière de surface, entraînant une diminution de l'absorption parasite des rayonnements, la linéarité d'un tel détecteur s'en trouve améliorée.

c) Dans les détecteurs de type diffusé, on ne peut guère dépasser une profondeur de zone désertée de 0,7 mm ; par contre il est courant de réaliser des profondeurs atteignant 1,6 mm dans un détecteur au silicium de type à barrière de surface. Donc la linéarité des détecteurs à barrière de surface est conservée pour des domaines d'énergie plus élevés que ceux des détecteurs à jonction diffusée.

Pour résumer toutes les conclusions concernant la supériorité des détecteurs à barrière de surface sur les détecteurs à jonction diffusée, nous dressons le tableau suivant qui indique les principaux paramètres pour des valeurs de résistivité et de tension de polarisation inverse égales à celles déjà présentées pour les détecteurs à jonction diffusée ( Cf. § II.2.2.5. ).

Surface du détecteur  $S = 12 \text{ mm}^2$  , température  $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Résistivité ( .cm )	tension (Volt)	X (micr.)	$t_c$ (s.)	Résolution nucléaire ( % )
150	300	110	$5 \cdot 10^{-10}$	0,50
15 000	100	1000	$5 \cdot 10^{-8}$	0,50
1500	30	120	$5 \cdot 10^{-9}$	0,25

d) Il est aussi utile de savoir que le pouvoir de résolution des détecteurs à barrière de surface se dégrade moins rapidement que celle des détecteurs de type diffusé, quand la surface de la jonction augmente ; ceci résulte des facilités de réalisation de jonctions de bonne homogénéité et de grande surface, par la technique des barrières de surface.

A titre de comparaison, on donne les valeurs suivantes valables pour des détecteurs des deux types équivalents , c'est à dire de même profondeur de zone désertée (  $X=100$  microns) et de même temps de collection (  $t_c = 10^{-8}$  s.).

S (mm <sup>2</sup> )	Résol.nucléaire (%) (jonction diffusée)	Résol.nucléaire(%) (jonction oxydée)
12	0,35	0,25
100	0,65	0,40
200	1,10	0,65

Cette possibilité d'utiliser des surfaces de jonction élevées rend les détecteurs à barrière de surface très sensibles aux rayonnements.

En résumé, les détecteurs à barrière de surface ont de nombreuses propriétés communes avec les détecteurs à jonction diffusée; la différence essentielle entre les uns et les autres résidant dans le fait que les premiers cités offrent des possibilités supplémentaires pour la spectrométrie des rayonnements nucléaires, malgré leur fragilité dans certains domaines d'applications.

#### II.3.4. Possibilités d'emploi des détecteurs à barrière de surface

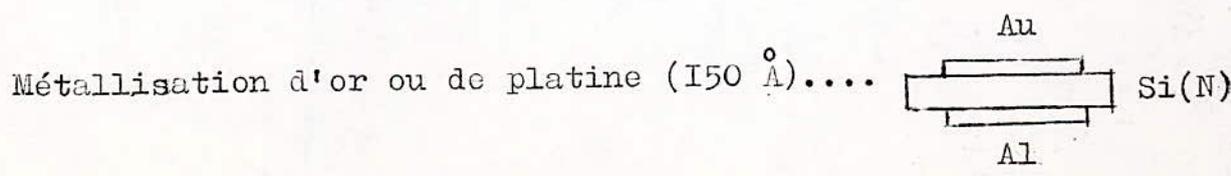
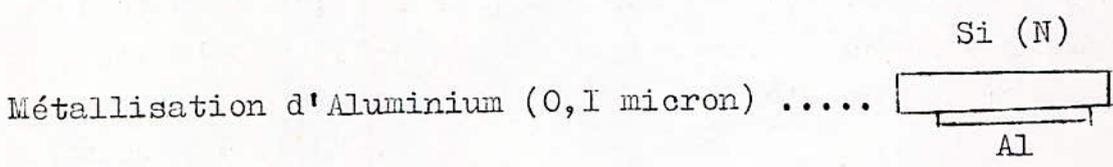
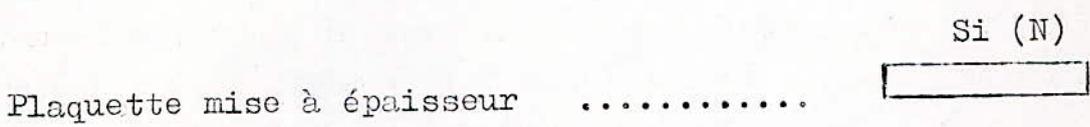
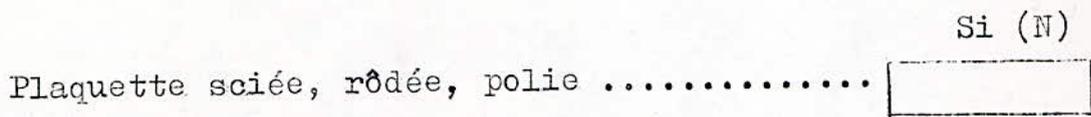
Outre les propriétés de résolution en temps communes aux deux types de détecteurs, il reste que les propriétés de résolution nucléaire des détecteurs à barrière de surface sont supérieures à celles des détecteurs à jonction diffusée.

Ces propriétés exceptionnelles désignent ce type de détecteur comme l'outil indispensable de la spectrométrie fine des rayonnements particuliers sous la seule réserve que l'énergie incidente soit compatible avec les possibilités d'absorption de la zone utile du détecteur.

### II.3.5. Choix du matériau de base et schéma de réalisation d'un détecteur à barrière de surface:

Le lingot de base ( Si de type N de résistivité voisine de 5000  $\Omega \cdot \text{cm}$  ) est tronçonné en plaquettes qui sont rôdées, polies, décapées chimiquement ( bain oxydant ) et mises à une épaisseur finale de 750 microns environ.

Par métallisation sous vide, on dépose une couche d'Aluminium de 0,1 micron d'épaisseur sur une face de la plaquette pour prendre le contact de base; ensuite, une couche d'or voisine de 150 microns sur l'autre face permet de prendre le contact ohmique supérieur : à ce stade il ne reste plus qu'à monter la plaquette détectrice sur embase.



## II.4. Les détecteurs semi-conducteurs obtenus par entrainement de Lithium :

### II.4.I. Introduction :

L'emploi des détecteurs à jonction diffusée et à barrière de surface est limité en raison de l'insuffisance du pouvoir absorbant de leurs zones utiles respectives; ainsi ces détecteurs ne peuvent être utilisés dans l'étude des particules lourdes de très haute énergie, des électrons dont l'énergie dépasse quelques MeV et des rayonnements Gamma d'énergie supérieure à quelques centaines de keV.

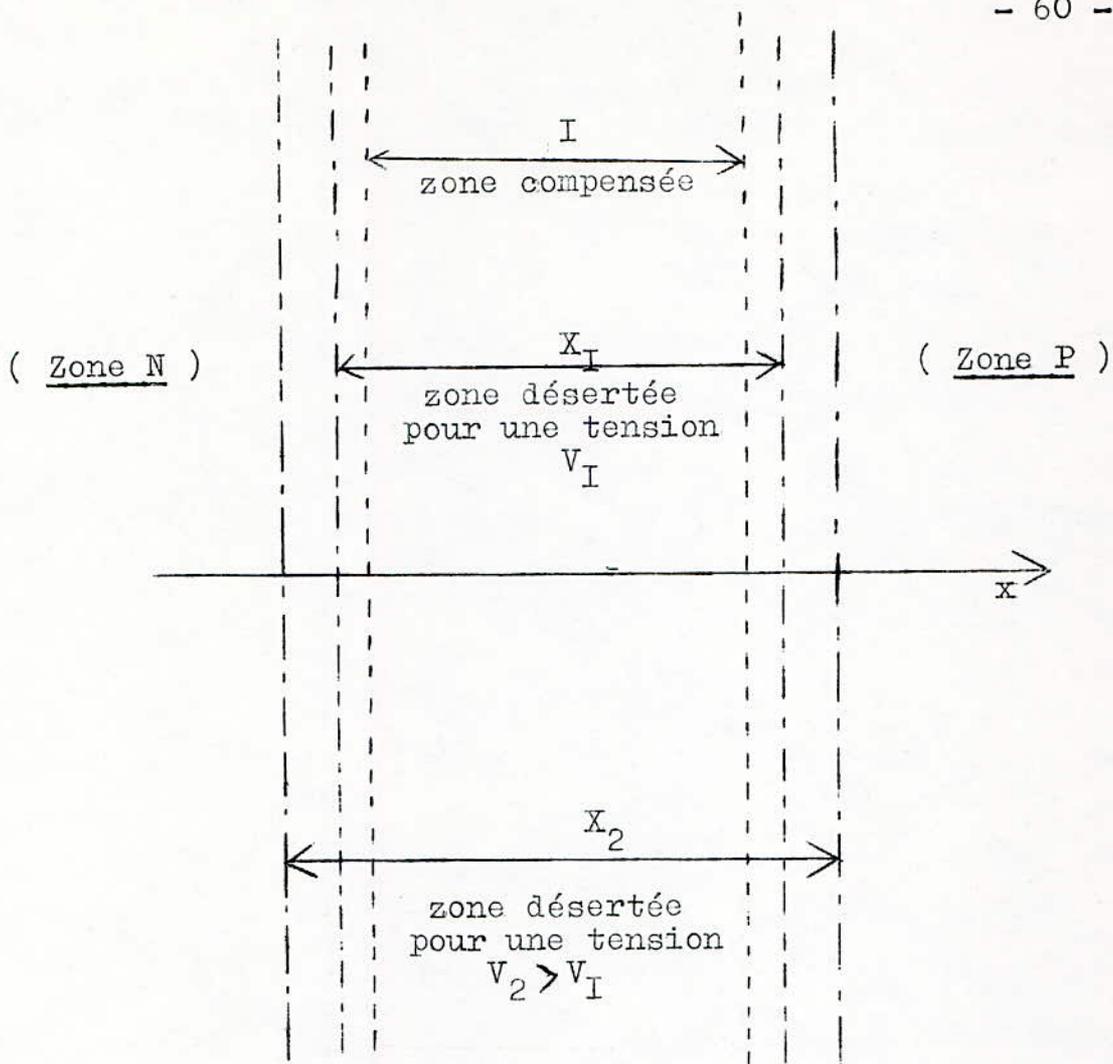
Une nouvelle technique permet de fabriquer des détecteurs semi-conducteurs possédant une zone utile très étendue ( plusieurs mm ) : ce sont les détecteurs du type compensé au lithium dont le cristal de base peut être du Silicium ou du Germanium.

### II.4.2. Les principes de fonctionnement et de réalisation des détecteurs obtenus par entrainement de lithium:

Un détecteur semi-conducteur au lithium se compose d'un cristal dans lequel trois régions adjacentes respectivement de type P, de type compensé I, et de type N ont été obtenus par la technique de compensation par entrainement de lithium.

La polarisation inverse d'une telle structure permet d'obtenir une importante zone de charge d'espace, comprenant la zone compensée I et deux zones situées respectivement de part et d'autre et qui sont très analogues aux zones désertées des jonctions déjà vues. Ces deux zones désertées sont de profondeur très inférieure à celle de la zone compensée I appelée zone intrinsèque.

Dans la pratique, on assimile la zone désertée à la seule région compensée du détecteur : Figure 19.



Sous l'influence de la tension de polarisation inverse, on peut faire varier l'épaisseur de la zone de charge <sup>d'espace</sup> entre la valeur minimale correspondant à la zone I intrinsèque et la valeur maximale égale à la profondeur I augmentée des zones de charge d'espace propres au cristal N et au cristal P. Cette nouvelle technique d'obtention de zone désertée très profonde a été possible grâce à la grande mobilité des atomes interstitiels de lithium dont le coefficient de diffusion est d'environ  $10^7$  fois supérieur à celui des autres atomes de pures tels que le bore et le phosphore.

La technique d'élaboration des détecteurs de structure compensée en silicium et en germanium sont très semblables dans le principe; c'est pourquoi on ne verra dans dans le paragraphe qui suit que la fabrication d'un détecteur au silicium.

### II.4.3. La fabrication des détecteurs au Si compensé au Lithium:

Pour l'obtention du cristal de base de type P, on veille à ce que le cristal soit bien purifié avant d'être dopé avec des impuretés de type accepteur.

Au cours des diverses opérations, il est important de protéger le cristal de l'oxydation ; en effet, les atomes d'oxygène pénètrent facilement en position intersticielle dans le cristal. Ils y forment avec le lithium diffusé des complexes du type  $\text{LiO}^-$  et  $\text{Li}_2\text{O}$  ; les atomes de lithium ainsi accaparés par l'oxygène ne participent pas à la compensation des impuretés de type accepteur contenues dans le cristal P de base .

En résumé, le cristal de base de Si de type P doit être exempt de toute trace d'oxygène et doit posséder une résistivité inférieure à  $2000 \Omega \cdot \text{cm}$ , afin de faciliter le mécanisme de compensation qui s'opère alors en deux étapes :

- le dépôt et la prédiffusion du lithium dans le cristal de base,
- la formation de la zone compensée.

a) Le dépôt et la prédiffusion du lithium dans le cristal de base:

Le lithium est déposé sur une face de la plaquette du cristal de base par métallisation sous vide, puis il est diffusé dans le cristal à une température voisine de  $450^\circ\text{C}$ , pendant un temps très bref ce qui permet d'obtenir une jonction profonde, située à quelques centaines de microns de la surface du cristal ( figure 20 ). Le cristal présente alors une structure favorable à la réalisation d'une zone compensée.

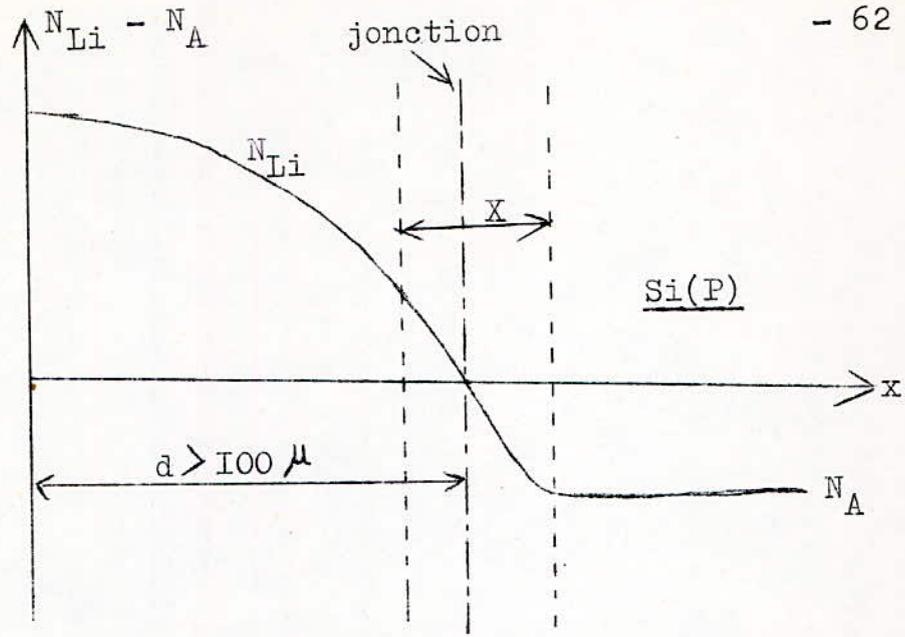


Figure 20: Profil de concentration des atomes dopeurs dans un cristal de Si, après le dépôt de Li et la diffusion initiale.

b) La formation de la zone compensée par entraînement de Lithium:

La jonction précédemment obtenue est polarisée en inverse dans une étuve où la température est voisine de 100 °C. Les atomes de Li possèdent à cette température une mobilité élevée. La tension de polarisation inverse se trouve presque intégralement appliquée aux limites de la zone désertée ( la résistivité du cristal de base étant faible ); le champ électrique ainsi créé entraîne vers la région P, les ions de lithium en excès dans la zone désertée. Au cours de son entraînement, chaque ion de Li se lie ( liaison électrostatique ) avec un atome accepteur ionisé de la zone désertée ; la compensation progressive du cristal de base qui en résulte s'accompagne de la formation d'un palier de concentration des ions de Li, de profondeur  $l$  croissante avec le temps, palier à l'intérieur duquel le champ électrique est uniforme ( figure 2I ) .

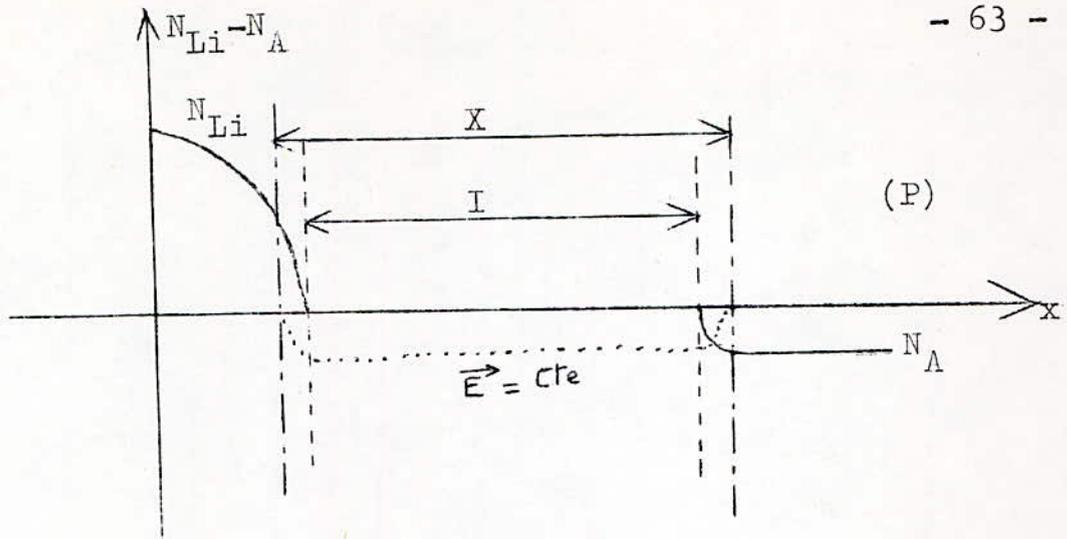


Figure 2I: Courbes de concentration d'atomes dopeurs et de champ électrique dans un cristal de Si après entraînement du lithium.

L'expérience montre que la formation de la zone compensée est régie par la loi suivante:

$$I_2^2 - I_1^2 = \mu(T) \cdot V \cdot \Delta t$$

$I_1$  et  $I_2$  sont respectivement les épaisseurs de la zone compensée aux temps  $t$  et  $t + \Delta t$ ,

$\Delta t$  est le temps de la compensation,

$\mu(T)$  est la mobilité des ions de Li à la température  $T$ ,

$V$  est la tension de polarisation inverse appliquée à la jonction pendant le processus de compensation.

En raison de la température élevée du cristal durant le processus de compensation, un courant non négligeable de génération thermique des porteurs est engendré au sein du cristal ; par conséquent au cours de ce processus la distribution de charge d'espace des ions de lithium contribue au même titre que celle du courant de génération des porteurs à créer une distribution globale de charge d'espace, inhérente à la constance du champ dans la zone compensée. La présence du courant inverse modifie donc très nettement, la courbe de répartition idéale des ions de Li: ceci provoque des défauts de compensation très gênants.

Pour atténuer, voir supprimer, l'influence néfaste du courant inverse il convient de terminer les opérations de compensation à température plus basse : on obtient alors une zone convenablement compensée d'une profondeur pouvant atteindre 5 à 7 mm.

II.4.4. Les propriétés des détecteurs semi-conducteurs obtenus par entraînement de Lithium :

II.4.4.I. La linéarité de réponse des détecteurs compensés:

A l'instar des détecteurs à jonction, la linéarité de réponse du détecteur compensé est tributaire :

- de l'absorption des rayonnements dans la zone utile du détecteur,
- de la collection totale des paires de porteurs engendrées dans la zone utile.

Il ressort de l'étude du § II.4.3. que le pouvoir absorbant des détecteurs à jonction est très inférieur à celui des détecteurs compensés qui possèdent des zones utiles de l'ordre de 5 mm capables d'absorber :

- des protons de 30 MeV,
- des Alphas de 105 MeV,
- des électrons de 4 MeV,
- des rayonnements Gamma de 1,8 MeV ( à 5 % )

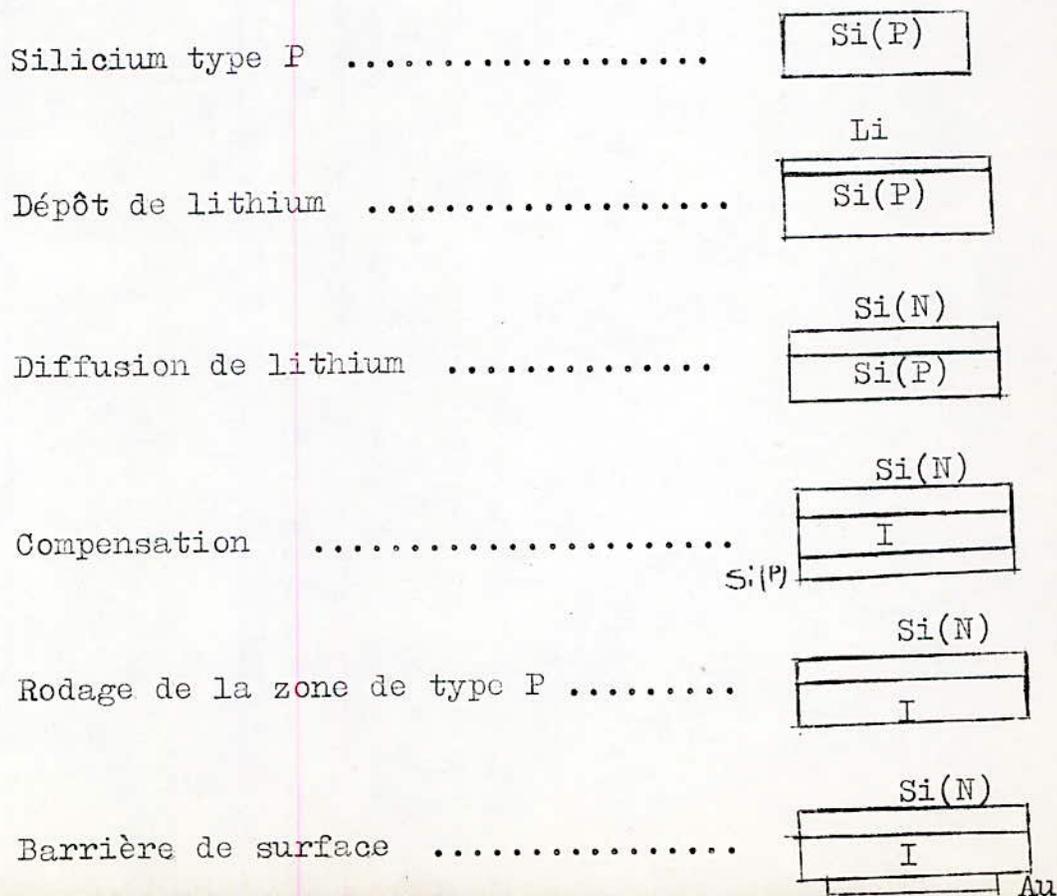
( voir les abaques parcours - énergie donnés en annexe **II** )

L'utilisation du Germanium comme cristal de base permet d'accroître encore le domaine de linéarité, non seulement grâce à son pouvoir absorbant supérieur (  $Z_{Ge}=32$  supérieur  $Z_{Si}=14$  ), mais aussi à la profondeur compensée qui est voisine de 1 cm et qui peut absorber des protons de 90 MeV, des Alphas de 400 MeV, des électrons de 100 MeV, des rayons Gamma de 8 MeV ( à 20 % ).

Si les possibilités d'absorption des rayonnements sont très supérieures à celles des détecteurs à jonction, l'épaisseur de la fenêtre d'entrée d'un détecteur compensé est voisine de 10 microns et l'absorption parasite des rayonnements y est très néfaste. Cette profondeur élevée de la fenêtre d'entrée résulte des caractéristiques de diffusion du lithium qui permettent de créer des zones utiles très profondes.

Deux méthodes permettent d'obtenir des détecteurs du type compensé au Li dont la fenêtre d'entrée est comparable à celle des détecteurs à barrière de surface.

a) La première méthode consiste à roder le cristal de base de type P jusqu'à la zone compensée, puis à élaborer sur la surface rodée une barrière de surface. La surface d'entrée du détecteur sera située sur la face à barrière de surface ; son pouvoir absorbant est ainsi très réduit ( 30 keV pour des Alphas de 5,477 MeV ).



b) la deuxième méthode consiste à diffuser du bore, avec une profondeur voisine de 1 micron, sur une face de la plaquette de silicium, puis à déposer sur la face opposée du lithium que l'on entraîne jusqu'au voisinage de la couche de bore. L'application d'une tension inverse de polarisation permet d'étendre la zone désertée jusqu'à la couche mince de bore dont une partie ( 0,6 micron environ ) constitue la fenêtre d'entrée sur laquelle le contact ohmique est facile à prendre .

Ainsi, les méthodes a) et b) confèrent aux détecteurs compensés respectivement les propriétés des détecteurs à barrière de surface ou celles des détecteurs à jonction diffusée.

Pour exploiter ces propriétés intéressantes d'absorption des rayonnements, il faut maintenant collecter totalement les porteurs créés par les rayonnements ionisants dans la zone désertée : ceci impose que le temps de collection soit très inférieur à la durée de vie des porteurs.

La condition d'indépendance de l'impulsion recueillie vis-à-vis des paramètres d'emploi du détecteur est facilement réalisée puisque la profondeur de la zone désertée et corrélativement sa capacité sont indépendantes des conditions d'emploi ( tension,...

En résumé, la plage d'énergie des rayonnements, dans laquelle la réponse des détecteurs compensés est linéaire, peut être très large, sous réserve toutefois, que la durée de vie des porteurs soit supérieure au temps de collection.

II.4.4.2. La résolution en temps des détecteurs semi-conducteurs obtenus par entraînement de lithium:

Le temps de collection des porteurs s'exprime par la formule:

$$t_c = \frac{X_w^2}{\mu_p \cdot V}$$

$X_w$ : profondeur de la zone intrinsèque.

$\mu_p$ : mobilité des trous

$V$ : tension de polarisation.

Applications:  $V = 50$  Volts,  $\mu_p = 500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$

$X$ (mm) :	1	2	3	4	5
$t_c$ (s.) :	$4 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$6,4 \cdot 10^{-6}$	$10^{-5}$

Ces quelques applications montrent que le temps de collection est très supérieur ( facteur  $10^3$  ) à celui des détecteurs à jonction. Il en résulte des conséquences néfastes sur la linéarité et la résolution en temps des détecteurs du type compensé.

L'expression du temps de collection montre la possibilité de le réduire par une augmentation de la tension de polarisation. Toutefois on ne dépasse pas des valeurs de tension de 500 Volts ( soit un champ de 100 V/mm déserté ) pour limiter les courants de fuite en surface.

On peut encore améliorer le temps de collection en augmentant la mobilité, en diminuant la température d'emploi du détecteur. par exemple( le Ge a une mobilité  $\mu_p = 15000 \text{ cm}^2/\text{V.S}$  à 77 °K )

En résumé, seul un refroidissement des détecteurs compensés au Si ou au Ge permet de concilier une large plage de linéarité et un temps de collection faible, donc une résolution en temps élevée et une collection totale des porteurs.

### II.4.4.3. Le pouvoir de résolution des détecteurs compensés:

Les courants inverses ont une influence importante sur le pouvoir de résolution électrique, et par conséquent sur le pouvoir de résolution nucléaire des détecteurs compensés au Li.

Si les courants de fuite en surface sont très réduits par un traitement approprié ( résine, mosa, anneau de garde ), le courant de génération des porteurs dans la zone désertée conserve seul, à la température ambiante une influence primordiale sur les pouvoirs de résolution. Ce courant est donné par la formule:

$$I_G = q \cdot n_i \frac{X}{2\tau} \cdot S$$

X: est l'épaisseur de la zone désertée,

S: est la surface d'entrée du détecteur,

$\tau$ : est la durée de vie des porteurs,

$n_i$ : est la concentration des porteurs intrinsèques.

La formule ci-dessus permet de tirer les conclusions suivantes:

a) Il faut utiliser un cristal de base dont la durée de vie des porteurs soit élevée: cette condition est nécessaire à la limitation du courant  $I_G$ , comme elle s'est avérée nécessaire pour la collection totale des porteurs.

b) Le courant de génération des porteurs augmente avec la profondeur X de la zone compensée: il ya donc un compromis à établir entre la plage de linéarité et le bruit du détecteur.

c) En raison de la différence des valeurs des énergies intrinsèques d'activation du Si et du Ge, la concentration  $n_i$  des porteurs intrinsèques du Si à la température ambiante est sensiblement la même que celle du Ge à la température de l'azote liquide ( 77 °K ). Une température de -30 °C suffit à limiter le courant  $I_G$  dans le détecteur au Si; par contre le détecteur au Ge doit être utilisé à la température de -196 °C.

### Conclusion:

Après une optimisation de leurs paramètres ( profondeur de la zone désertée, tension de polarisation et température ) et de l'électronique associée, les détecteurs compensés au lithium peuvent avoir un excellent pouvoir de résolution, surtout pour les particules très pénétrantes.

Ainsi, les détecteurs compensés donnent des résultats très intéressants dans la spectrométrie des rayonnements Gamma et X ( on atteint une résolution de 0,5 % dans la spectrométrie Gamma).

#### II.4.4.4 La stabilité des détecteurs compensés au lithium:

— les détecteurs au Si possèdent une stabilité convenable dans le temps à la température ambiante. Pour un stockage prolongé, il est toutefois utile de les mettre dans un réfrigérateur pour éviter la précipitation des ions de lithium dans le silicium.

— pour conserver une bonne stabilité, les détecteurs au Ge nécessitent, pour leur part un stockage:

- sous vide en raison de leur sensibilité de surface aux agents atmosphériques.
- à basse température (  $-50^{\circ}\text{C}$  ) à cause du taux de précipité élevé des ions de lithium à température ambiante.

#### II.4.4.5 Les possibilités d'emploi des détecteurs compensés au Li

Il est nécessaire de faire pour chaque cas d'application ( détection, comptage ou spectrométrie ) des compromis entre les divers paramètres des détecteurs compensés au lithium.

Les détecteurs compensés au lithium possèdent un temps de collection supérieur à celui des détecteurs à jonction, mais leur champ d'application (linéarité de réponse) est beaucoup plus vaste; il s'étend à une gamme bien plus large de rayonnements.

Les détecteurs compensés présentent d'excellents auxiliaires pour l'étude des rayonnements pénétrants, surtout en laboratoire en raison de leur sujétion à la température.

### III. Les détecteurs basés sur les défauts induits par les radiations particulières dans un cristal semi-conducteur:

( dosimètres de neutrons )

o - o

#### III.I. Action des neutrons sur un cristal semi-conducteur:

Les atomes d'un cristal de germanium ou de silicium peuvent acquérir, à la suite d'un bombardement par des particules une énergie suffisante pour quitter leur position d'équilibre stable dans le réseau et pour former soit des <sup>paire</sup>lacune -intersticiels (défaut de Frenkel ) soit des vacances ( défaut de Schottky ) si l'atome est situé très près de la surface du cristal.

Mais ce mode d'action ( appelé choc élastique ) ne se produit que si certaines conditions d'énergie sont remplies : en effet, une particule chargée d'énergie élevée ne peut échanger son énergie avec les atomes du cristal que par des chocs inélastiques, autrement dit que par l'intermédiaire de phénomènes d'excitation ou d'ionisation des atomes de la cible.

La probabilité de chocs élastiques ne devient grande que pour des énergies de particules incidentes allant de quelques eV jusqu'à des valeurs de quelques dizaines d'eV.

Pour les neutrons, de charge nulle, il ne se produit aucun phénomène d'ionisation; les neutrons ne peuvent donc être ralentis que par des chocs élastiques sur les noyaux des atomes de la cible, à moins qu'il ne se produise, dans le Si ou le Ge une interaction nucléaire.

Ainsi, le nombre d'atomes déplacés de leur position stable dans la cible, par un flux de neutrons rapides est très supérieur à celui des atomes déplacés par des rayonnements ionisants:

Exemple: -des neutrons de 2 MeV déplacent 1000 atomes de Ge  
-des Alphas de 5 MeV n'en déplacent que 120.

Les paires lacune-interstitiel qui sont introduites dans le cristal de germanium sous l'action des neutrons créent des états d'énergie dont les niveaux sont situés dans la bande interdite du cristal: figure 22.

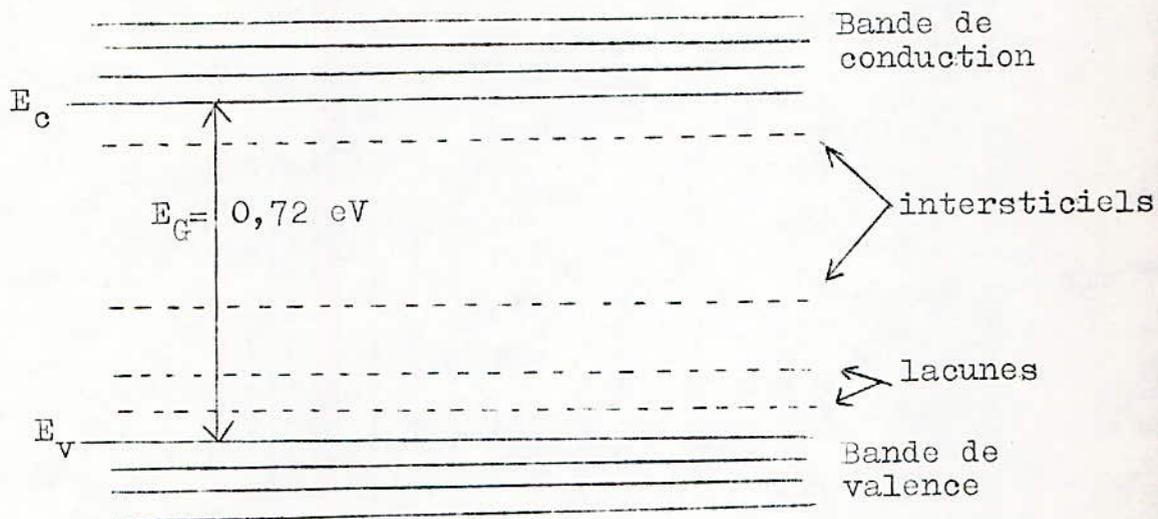


Figure 22: Schéma des bandes d'énergie d'un cristal de Ge irradié.

Ainsi, la lacune peut capter des électrons de valence et l'interstitiel peut en céder à la bande de conduction : il y a donc variation de densités des porteurs  $n$  et  $p$  et variation de conductivité qu'il est possible de mesurer.

De plus, les niveaux intermédiaires, créés dans la bande interdite du semi-conducteur par irradiation, jouent le rôle de centres de recombinaison des porteurs, ce qui cause une diminution très notable de la durée de vie des porteurs, donc des longueurs de diffusion.

Ces deux propriétés de l'action des neutrons sur la structure du cristal de base constituent le principe de deux méthodes de mesure des flux de rayonnements neutroniques; notons toutefois que les défauts de structure du cristal ont une influence bien plus importante sur la variation de la durée de vie des porteurs que sur la variation de la conductivité.

### III.I. Application à la dosimétrie des neutrons rapides:

Les variations des durées de vie des porteurs d'un cristal irradié par un flux de neutrons rapides, seules, permettent actuellement de faire des mesures précises sur les neutrons.

De telles mesures impliquent la connaissance des durées de vie des porteurs très difficiles à atteindre directement.

Il est plus aisé de mesurer soit le courant direct, soit le courant inverse d'une jonction puisque ces courants sont étroitement liés à la durée de vie des porteurs. Ces courants varient linéairement avec le flux des neutrons rapides ayant irradié la jonction : les détecteurs semi-conducteurs basés sur ce principe sont donc des dosimètres de neutrons rapides ( $0,5 < E < 10$  MeV). Ces dosimètres sont des diodes classiques produites par la technique de diffusion dans du Ge ou du Si selon les besoins. On arrive à mesurer des flux de neutrons qui atteignent  $10^{13}$  neutrons de 1 MeV par  $\text{cm}^2$ .

De plus, ce type de détecteur est insensible aux neutrons thermiques ( $E = 0,025$  eV) et l'action des rayonnements Alpha et Bêta est très négligeable devant celle des neutrons rapides : ces dosimètres constituent donc des détecteurs d'une excellente sélectivité, très utiles pour tracer des cartes de flux de neutrons rapides.

Remarque: Les dosimètres de neutrons rapides peuvent mesurer des flux de neutrons sans être reliés à des circuits électroniques. En effet, les défauts introduits par les neutrons dans le cristal semi-conducteur subsistent après l'irradiation, de telle sorte qu'il est possible de stocker l'information recueillie en cours d'irradiation, puis de cumuler différentes doses reçues successivement et de ne les mesurer que longtemps après. Néanmoins, ces dosimètres doivent être étalonnés dans le spectre exact des neutrons à mesurer, ce qui présente des difficultés dans certaines manipulations.

CHAPITRE IV:

L' ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX DETECTEURS

SEMI-CONDUCTEURS

-o-o-o-o-o-

Les circuits électroniques associée à un détecteur semi-conduc-  
-teur sont constitués par :

- l'amplificateur des impulsions créées par les radiations,
- l'analyseur des informations transmises par les circuits précédents ( compteur ou spectromètre ).

Avant d'étudier les propriétés requises pour les circuits élec-  
-troniques associés au détecteur, examinons d'abord les carac-  
-téristiques des impulsions délivrées par le détecteur.

I. Caractéristiques de l'impulsion produite par un détecteur  
semi-conducteur:

Un détecteur semi-conducteur peut être représenté par le schéma  
suivant :( figure 23 )

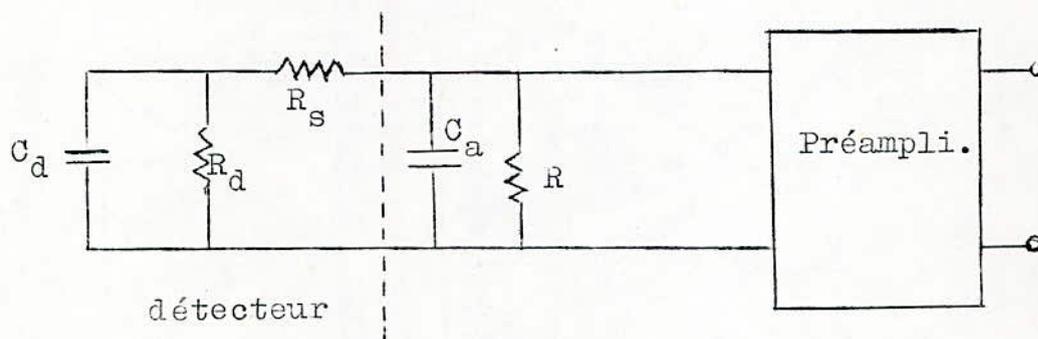


Figure 23: Schéma équivalent d'un détecteur semi-  
-conducteur et des circuits d'entrée  
du préamplificateur.

- $R_d$  est la résistance de la zone désertée,
- $C_d$  est la capacité de la zone désertée,
- $R_s$  est la résistance série du détecteur due aux contacts ohmiques et à une éventuelle zone non désertée,
- $R$  est la résistance de charge et la résistance d'entrée du préamplificateur,
- $C_a$  est la capacité d'entrée du préamplificateur.

A partir de ce schéma équivalent, deux cas sont à distinguer:

I.I. La pénétration de la particule est inférieure à la profondeur de la zone désertée :

Dans ce cas, la collection est totale et la charge fournie par le détecteur engendre une tension  $V_d$  proportionnelle à l'énergie incidente aux bornes de la capacité  $C_d$  :

$$V_d = \frac{Q}{C_d} = \frac{nq}{C_d} = \frac{E \cdot q}{W \cdot C_d}$$

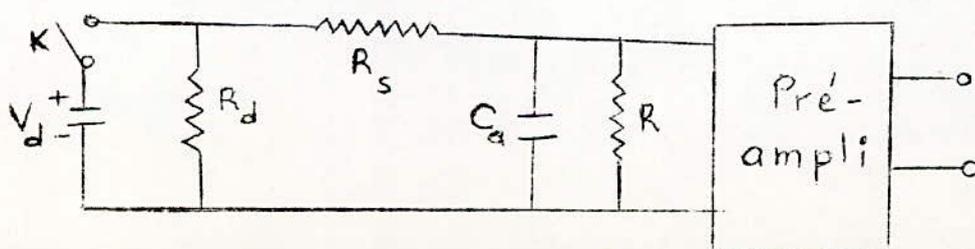
$E$  est l'énergie de la particule incidente,

$W$  est l'énergie moyenne pour créer une paire d'ions dans le cristal : (  $W_{Si} = 3,6 \text{ eV}$  ;  $W_{Ge} = 2,9 \text{ eV}$  )

$n$  est le nombre de paires d'ions créés dans la zone utile

$q$  est la charge élémentaire de l'électron =  $-1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$  .

Donc, dans ce cas précis, on peut assimiler la charge fournie par le détecteur à un échelon unité au temps zéro, et l'absorption de la particule à la fermeture de l'interrupteur  $K$  dans le circuit de la figure 24:



Dans la pratique,  $R_s$  est négligeable devant  $R_d$  et la résistance  $R$  est très supérieure à  $R_d$  et l'impulsion à l'entrée de l'amplificateur est définie par :

$$V(t) = \frac{Q}{C_a + C_d} \left( \exp - \frac{t}{R_d(C_d + C_a)} - \exp \frac{t}{\frac{R_s(C_a \cdot C_d)}{C_a + C_d}} \right)$$

- le temps de montée de l'impulsion est :  $t_m = R_s \cdot \frac{C_a \cdot C_d}{C_a + C_d}$

- le temps de descente de l'impulsion est :  $t_d = R_d \cdot (C_d + C_a)$

Par le jeu des valeurs des différentes <sup>composantes</sup> des formules ci-dessus il faut minimiser autant que possible les temps de montée et de descente pour obtenir une bonne résolution en temps et un taux de comptage important.

I.2. Le parcours de la particule dans le détecteur est très supérieur à la profondeur de la zone désertée :

Le temps de collection est alors la somme de deux composantes :

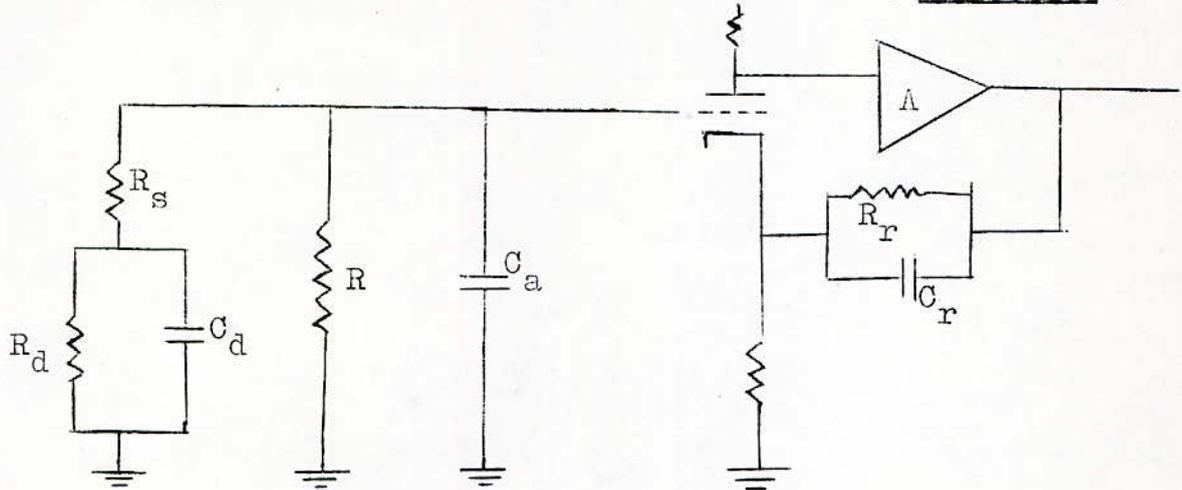
- l'une; rapide, correspond à la collection dans la zone désertée
- l'autre, lente, correspond à la collection par diffusion dans la zone non désertée.

Dans ce cas, l'énergie de la particule  $E$  n'est plus proportionnelle à la valeur maximale de l'impulsion  $V(t)$  mais plutôt à l'aire délimitée par cette dernière.

En conclusion, un détecteur doit présenter une zone désertée suffisante pour absorber totalement l'énergie de la particule incidente et fournir une impulsion qui lui est proportionnelle.

## II. Préalimentation des impulsions et conséquences sur la linéarité et le comptage:

### II.I. Préalimentation sensible à la tension: ( figure 25 )

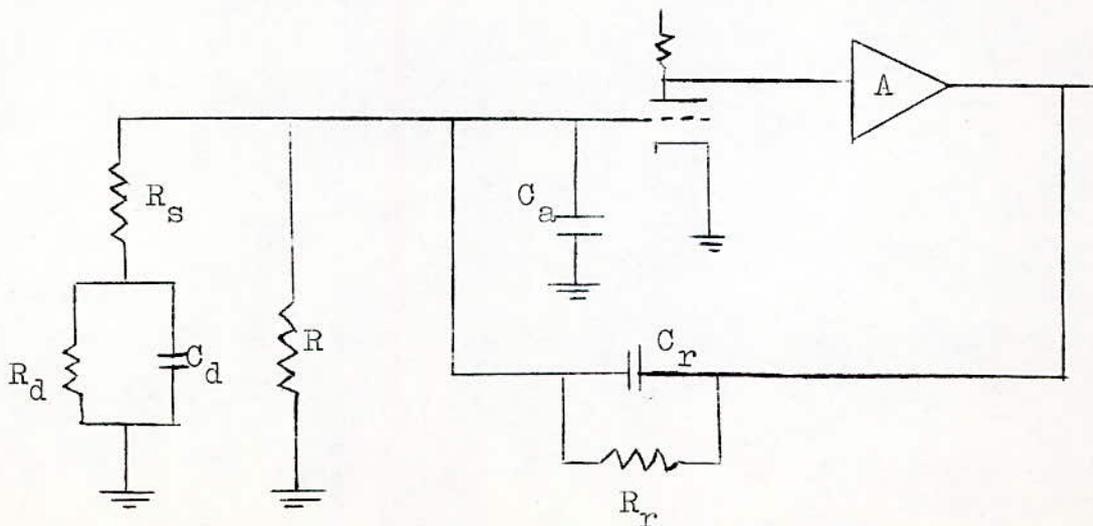


L'amplificateur sensible en tension est caractérisé par :

- une impédance d'entrée élevée,
- une faible capacité d'entrée.

Le principal défaut d'un tel préamplificateur réside dans le fait que l'impulsion délivrée sera fonction de la capacité du détecteur et donc de la tension de polarisation inverse du détecteur.

### II.I. Préalimentation sensible à la charge: ( figure 26 )



Pour éviter la variation de l'amplitude en fonction de la polarisation rencontrée dans les préamplificateurs à contre réaction de tension, on utilise des préamplificateurs sensibles à la charge, dont le schéma est représenté figure 26.

La sensibilité à la charge est obtenue au moyen d'une contre réaction capacitive ( $C_r$ ).

La capacité de contre réaction,  $C_r$ , ayant à ses bornes une tension  $V_e(I + A)$ , sera équivalente à une capacité  $C_r(I + A)$  ayant à ses bornes la tension  $V_e$  et l'amplitude maximale de l'impulsion à la sortie du préamplificateur prend la forme suivante:

$$V_s(t)_{\max} \neq \frac{A \cdot Q}{C_d + C_a + C_r(I + A)}$$

Si le gain en boucle ouverte  $A$  du préamplificateur est assez grand, on obtient :

$$V_s(t)_{\max} \neq \frac{Q}{C_r}$$

et l'impulsion de sortie sera indépendante de la tension de polarisation .

Le principal inconvénient d'un tel préamplificateur réside dans le fait que la contre réaction capacitive augmente la capacité d'entrée  $C_a$  et entraîne une augmentation des temps de montée et de descente très nuisible si on veut faire du comptage rapide.

Conclusion: Une chaîne de haute résolution de temps doit comprendre un préamplificateur de tension, alors qu'une chaîne de spectrométrie fine doit posséder un préamplificateur sensible à la charge. Les amplificateurs qui suivent les préamplificateurs doivent posséder une large bande passante et une bonne stabilité en gain afin de conserver la rapidité de réponse des détecteurs.

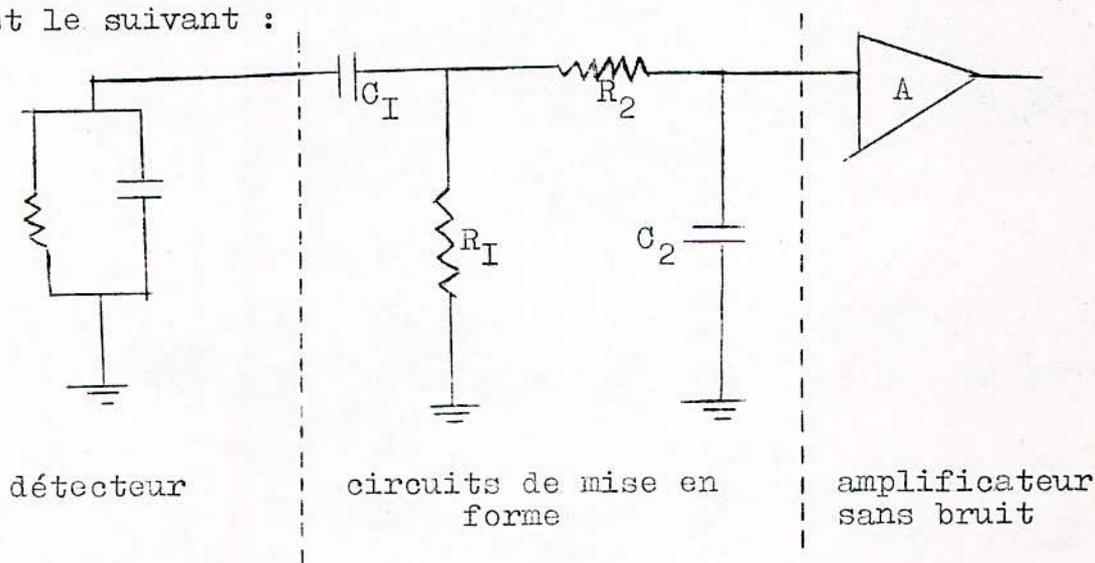
### III. La résolution nucléaire d'une chaîne de détection associée à un détecteur semi-conducteur:

Les facteurs affectant la résolution en énergie peuvent être classés en deux catégories:

- La première est celle des facteurs dont l'origine est due aux phénomènes propres du détecteur : le courant de génération des porteurs et la recombinaison font fluctuer le nombre total de porteurs collectés ,
- La deuxième est due au bruit électronique apporté par les circuits associés.

#### III.I. Correspondance entre le bruit et la résolution en énergie:

Le schéma équivalent détecteur-amplificateur pour les calculs de bruit est le suivant :



On posera que :

- $C_t$  est la capacité totale d'entrée (  $C_t = C_d + C_a + C_r$  ) en F.
- $R_t$  est la résistance totale d'entrée exprimée en ohms.
- $R_I C_I = R_2 C_2 =$  constante de temps des circuits de mise en forme  
 $= T_I$  ( intégration et dérivation ) .

Le bruit peut être considéré comme une fluctuation d'un nombre de charges ramené au niveau du détecteur.

Les circuits de mise en forme limitent la bande passante de l'amplificateur et leur fonction de transfert est défini par :

$$|g(\omega)|^2 = \frac{\omega^2 T_I^2}{(1 + \omega^2 T_I^2)^2} \quad \text{avec } T_I = R_I C_I = R_2 C_2$$

Si la densité spectrale de la fluctuation de tension est définie par  $v^2(f)$ , la tension quadratique moyenne totale de bruit dans une bande de fréquence infinie est :

$$v^2(f) = \int_0^{\infty} v^2(f) |g(\omega)|^2 df$$

Pour déterminer l'effet du bruit sur la résolution nucléaire, il faut calculer la charge équivalente de bruit et l'énergie correspondante nécessaire pour produire cette charge dans le détecteur

La charge équivalente de bruit est :  $Q_e = \frac{C_t \sqrt{v^2}}{C_{te}} \quad C_{te} = 0,37$

Le nombre de porteurs sera :  $N_e = \frac{Q_e}{q}$

L'énergie nécessaire pour produire ces  $N_e$  porteurs est :  $E_e = W \cdot N_e$   
 $W$  est l'énergie spécifique de création d'une paire électron-trou ( $W = 3,5$  eV pour le silicium).

Dans le cas où l'on admet que la fluctuation de tension est une distribution gaussienne, la résolution en énergie sera :

$$R = 2,36 E_e$$

### III.2 Les différentes sources de bruit électronique:

#### III.2.1 Le tube d'entrée:

Il intervient par :

- le bruit de grenaille,
- le bruit de courant de grille,
- le bruit de scintillation.

##### a) Le bruit de grenaille:

Lorsque le tube fonctionne dans des conditions normales de température, la densité spectrale de fluctuation du courant d'anode est donnée par le théorème de Shottky:

$$i^2(f) = 2 e I_a df$$

$I_a$  = courant d'anode  
 $df$  = bande de fréquence utilisée.

Il est plus commode de représenter la fluctuation du courant d'anode comme provenant d'une résistance équivalente de bruit  $R_e$ .

Le bruit augmente avec le nombre de grilles du tube, ce qui explique l'utilisation préférentielle de la triode comme tube d'entrée. La résistance équivalente de bruit d'une triode est approximativement égale à :

$$R_e = \frac{2,5}{S} \quad S = \text{pente du tube}$$

La densité spectrale de bruit pour la tension sera alors donnée par le théorème de Nyquist :

$$v^2(f) = 4 k.T.R_e.df$$

où  $k = 1,37 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$  = constante de Boltzmann.

En résolvant l'intégrale définie au paragraphe III.I on obtient la tension moyenne quadratique totale de bruit :

$$v^2 = \frac{kT.R_e}{2 T_I} \quad \text{avec} \quad R_e = \frac{2,5}{S}$$

et la résolution nucléaire est :  $R_s^2 = 2 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{C_t^2}{S \cdot T_I} \quad (\text{keV})^2$   
 $C_t$  en pF, S en mA/V

b) Le bruit du courant de grille :

Le courant de grille est la composante de deux courants inverses: le courant électronique et le courant inverse qui circulent dans la grille du tube d'entrée.

La densité spectrale de fluctuation du courant de grille  $I_g$  est donnée par le théorème de Shottky :

$$i^2(f) = 2 e I_g df$$

La densité spectrale de fluctuation de tension produite aux bornes de la capacité et apparaissant sur la grille est :

$$v^2(f) = \frac{2 e I_g R_t}{I + \omega^2 C_t^2 R_t^2}$$

en remplaçant  $v^2$  par cette valeur dans l'intégrale du paragraphe III.I et en résolvant l'intégrale on trouve la densité totale de fluctuation de la tension de bruit :

$$v^2 = \frac{e I_g T_I}{4 C_t^2}$$

La contribution à la résolution est :  $R_g^2 = 1,6 \cdot 10^2 I_g T_I \quad (\text{keV})^2$   
 $I_g$  est en micro-ampères ..

c) Le bruit de scintillation :

Il est important surtout aux basses fréquences et il est dû à des variations d'émission de la cathode ( cas des cathodes à oxydes). On admet qu'il introduit une résolution proportionnelle à la capacité totale ramenée à l'entrée  $C_t$  :

$$R_f^2 = 2 \cdot 10^{-4} C_t^2 \quad (\text{keV})^2$$

III.2.2 Le bruit thermique de la résistance d'entrée  $R_t$  :

La densité spectrale des fluctuations de la tension aux bornes de la résistance  $R_t$  est donnée par :

$$v^2(f) = 4 kTR_t df$$

La densité totale aux bornes de la résistance  $R_t$  est donnée par l'intégrale :

$$v^2 = \int_0^{\infty} \frac{4 kT R_t}{1 + \omega^2 C_t^2 R_t^2} d\omega = \frac{k T}{R_t C_t^2}$$

Pour considérer les effets des circuits de mise en forme, il faut résoudre l'intégrale :

$$v^2 = \int_0^{\infty} v^2(f) |g(\omega)|^2 df$$

on trouve : 
$$v^2 = \frac{kT}{2} \cdot \frac{T_I}{R_t C_t^2} =$$

et la résolution correspondante sera : 
$$R_t^2 = 8 \cdot \frac{T_I}{R_t} \text{ (keV)}^2$$

$R_t$  est en Mégohms.

III.2.3 Le bruit du courant de fuite du détecteur :

La densité spectrale de fluctuation du courant de fuite du détecteur est donné par le théorème de Shottky :

$$i^2(f) = 2 e I_d df$$

La tension moyenne quadratique totale de tension est analogue à celle trouvée pour le courant de grille  $I_g$  et la résolution sera de la même forme :

$$R_d^2 = 1,6 \cdot 10^2 I_d T_I \text{ (keV)}^2$$

$I_d$  est le courant inverse du détecteur exprimé en microampère.

### III.3. Optimisation de la résolution totale de la chaîne de détection :

Si on admet que les fluctuations de bruit suivent une distribution gaussienne, la résolution totale est :

$$R = 2,36 \left( 2 \cdot 10^{-2} \frac{C_t^2}{S \cdot T_I} + 1,6 \cdot 10^2 (I_g + I_d) T_I + 2 \cdot 10^{-4} C_t^2 + 8 \frac{T_I}{R_t} \right)$$

On voit que la résolution est améliorée quand quand la capacité d'entrée et les courants parasites ( $I_g + I_d$ ) diminuent.

Si on cherche à optimiser la résolution R par rapport à la constante de temps  $T_I$  des circuits de mise en forme, on obtient:

$$2 \cdot 10^{-2} \frac{C_t^2}{S \cdot T_I} = 1,6 \cdot 10^2 (I_g + I_d) \cdot T_I + 8 \cdot \frac{T_I}{R_t}$$

d'où l'on tire la valeur de  $T_I$  qui optimise la résolution:

$$T_{IO} = \frac{1,12 \cdot 10^{-2} C_t}{S (I_g + I_d + \frac{1}{20 R_t})} \quad \begin{array}{l} C_t \text{ en pF ; } R_t \text{ en mégohms} \\ I_g \text{ et } I_d \text{ en microampère.} \end{array}$$

La valeur choisie pour  $T_{IO}$  est généralement peu différente de la microseconde : Hansen et Goulding l'ont démontrée en traçant les variations du bruit en fonction de la constante de temps  $T_I$  avec les valeurs du courant inverse comme paramètres d'étude.

Pour la valeur  $T_I = T_{IO}$  de la constante de temps, la résolution optimale est :

$$R_{opt} = 2,36 \left( 4 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{C_t^2}{S \cdot T_{IO}} \right)^{1/2} \neq 0,8 (C_t)^{1/2} \left( \frac{1}{S} \right)^{1/2}$$

(keV)

en négligeant l'expression  $2 \cdot 10^{-4} C_t^2$  et en posant:

$$I = I_g + I_d + \frac{50}{R_t} \quad \text{et} \quad C_t = C_d + C_a \quad \begin{array}{l} \text{exprimés respectivement en micro-} \\ \text{-ampères et en pF;} \end{array}$$

La formule donnant la résolution de la chaîne de détection montre l'influence de la chaîne d'amplification ( capacité d'entrée et résistance d'entrée) et celle des caractéristiques des détecteurs.

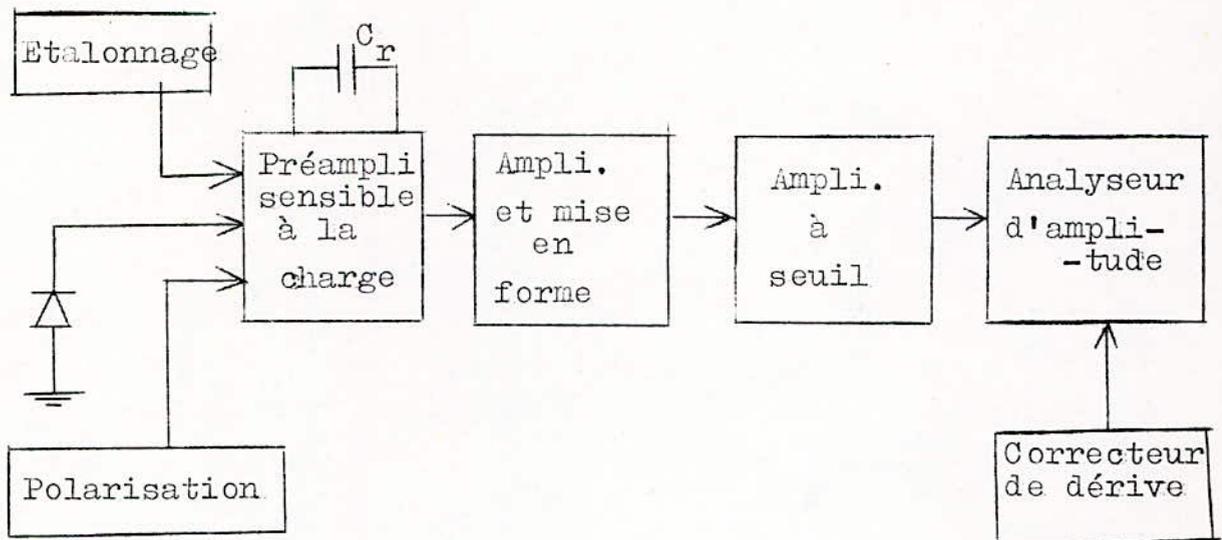
On en déduit quelques conditions pour l'obtention d'une bonne résolution nucléaire:

-- En ce qui concerne la préamplification, il faut choisir un tube d'entrée à forte pente, à faible courant de grille et à courant cathodique très stable ( exemple : E83 F/6689 ).

-- Afin d'analyser correctement le spectre d'amplitude des impulsions sortant de l'amplificateur et se présentant à l'entrée du sélecteur, on intercale un amplificateur à seuil (ou loupe) qui permet d'amplifier uniquement la partie d'une impulsion dépassant un certain seuil réglable.

--Il convient enfin d'utiliser des résistances à couche métallique qui sont moins bruyantes que les résistances de carbone ou agglomérés.

#### IV. Description d'une installation de spectrométrie:



a) L'ensemble étalonnage :

Il permet d'injecter, à la place du détecteur, des petites quantités d'électricité parfaitement définies ( qui sont obtenues par la décharge d'un condensateur de très faible capacité d'environ 1 pF à travers un relais de faible temps de montée d'environ 0,5 micro-s.). On obtient ainsi l'équivalence des charges fournies par le système d'étalonnage et l'énergie des rayonnements incidents.

Grâce à cet étalonnage on peut définir l'énergie des raies inconnues d'un spectre.

b) Le correcteur de dérive:

Il sert à améliorer les propriétés de résolution propres à l'analyse surtout lors de l'étude de rayonnements de faible activité ou si on utilise des détecteurs à faible surface sensible.

#### V. Conclusion:

Il n'existe pas de valeurs idéales pour les divers circuits qui constituent la chaîne de détection.

Il est donc nécessaire, pour établir un circuit électronique associé à un détecteur de tenir compte:

- de l'utilisation que l'on veut en faire ( comptage, résolution en temps, spectrométrie ),
- de la nature du détecteur utilisé,
- du champ d'application ( gamme d'énergie, nature de l'irradiation )

Notons que les transistors d'entrée présentent des performances moins brillantes que les tubes d'entrée . Toutefois certains amplificateurs à transistor d'entrée à effet de champ, refroidi à 100 °K donnent des résolutions notablement inférieures à celles des dispositifs à tubes.

CHAPITRE V :

## QUELQUES APPLICATIONS DES DETECTEURS

## SEMI-CONDUCTEURS

-o-o-o-o-o-

I. Généralités:

En comparant les valeurs respectives des pouvoirs de résolution obtenus par différentes méthodes de spectrométrie des rayonnements, on voit l'intérêt que représente l'utilisation de jonctions détectrices dans la détection.

<u>Type de spectromètre</u>	<u>Pouvoir de résolution</u>
Détecteur à scintillation .....	9 % (662 keV $^{137}\text{Cs}$ )
Compteurs à gaz .....	4 % (ions lourds)
Détecteurs semi-conducteurs .....	0,5 % (5,477 MeV $^{241}\text{Am}$ )

Les détecteurs semi-conducteurs se distinguent encore par leur encombrement propre très réduit et par leur facilité de mise en oeuvre. Leurs possibilités de résolution élevée ( $t_m \neq 1$  ns.) et de comptage rapide (jusqu'à  $10^7$  coups par seconde) mettent en relief l'importance de leur utilisation dans des domaines aussi variés de la recherche nucléaire et de l'industrie employant les radio-éléments.

## II. Quelques applications des détecteurs semi-conducteurs:

## II.1 La spectrométrie des particules lourdes :

Dans toutes les applications considérées, le choix du détecteur doit être bien adapté : il doit présenter une zone utile assez profonde pour absorber totalement les rayonnements.

De plus, il faudra que la résolution de l'électronique associée au détecteur ne soit nuisible sur les propriétés propres au détecteur.

Deux types de détecteurs sont utilisés en spectrométrie:

- Les détecteurs E, dont la zone désertée ne s'étend pas sur toute la profondeur de la pastille semi-conductrice,
- Les détecteurs  $dE/dx$  dont la pastille semi-conductrice est totalement désertée par surpolarisation.

Les détecteurs  $dE/dX$  possèdent un champ électrique élevé, ce qui permet d'obtenir un temps de montée plus bref et donc d'envisager un comptage plus rapide.

Mais l'avantage le plus important des détecteurs  $dE/dx$  réside dans l'épaisseur négligeable de leur fenêtre arrière, ce qui permet de les employer dans toute mesure nécessitant l'empilement des détecteurs.

Si, par exemple, le rayonnement incident est très pénétrant et que un seul détecteur ne suffit pas à l'absorber, on réalise un empilement de détecteurs épais  $dE/dx$  du type compensé au lithium.

Les détecteurs de l'un et l'autre type permettent de relever avec une excellente résolution des spectres de particules lourdes comme le montrent les figures 27 et 28, dans le cas de l'Américium 241. (page 88 bis) -

## II.2 La spectrométrie des électrons:

Lorsqu'ils entrent en interaction avec la matière, les électrons qui sont très légers subissent des phénomènes de diffusion et de rétrodiffusion : c'est pourquoi on utilise surtout des détecteurs à barrière de surface où la diffusion dans la fenêtre d'entrée est moindre.

Dans la spectrométrie des électrons, il y a trois cas à considérer :

a) Le parcours des électrons incidents est inférieur à la profondeur de la zone désertée:

L'énergie des électrons incidents doit dépasser une trentaine de keV pour produire un signal supérieur au bruit de fond.

La chaîne de spectrométrie fait apparaître avec une bonne résolution le "pic d'absorption" des électrons incidents, puis une queue de spectre engendrée par les nombreuses diffusions subies par les électrons dans la zone désertée .

b) Le parcours des électrons est un peu supérieur à la profondeur de la zone désertée:

Dans ce cas, le "pic d'absorption" des électrons a une amplitude réduite progressivement : certains électrons demeurent dans la zone désertée jusqu'à leur absorption totale. La diffusion existe toujours et contribue à accroître la queue du spectre.

c) Le parcours des électrons incidents est très supérieur à la profondeur de la zone désertée:

Il y a alors des électrons qui passent pratiquement sans déviation à travers la zone désertée du détecteur : ils engendrent un second pic appelé "Pic d'ionisation nominale".

Le "Pic d'absorption" des électrons apparaît toujours mais son amplitude est moindre et sa largeur à mi-hauteur augmente : le pouvoir de résolution se dégrade mais la linéarité demeure.

Ces différents phénomènes sont résumés par la figure 29 <sup>page 88 bis</sup> relative à la réponse d'un détecteur en Silicium de type P, de résistivité I2000 .cm, polarisée sous 200 Volts. La profondeur de la zone désertée de ce détecteur correspond à l'absorption totale d'électrons de 350 keV; on constate néanmoins que la linéarité est conservée au delà de 1200 keV: ( d'après Mc Kenzie et Ewan).

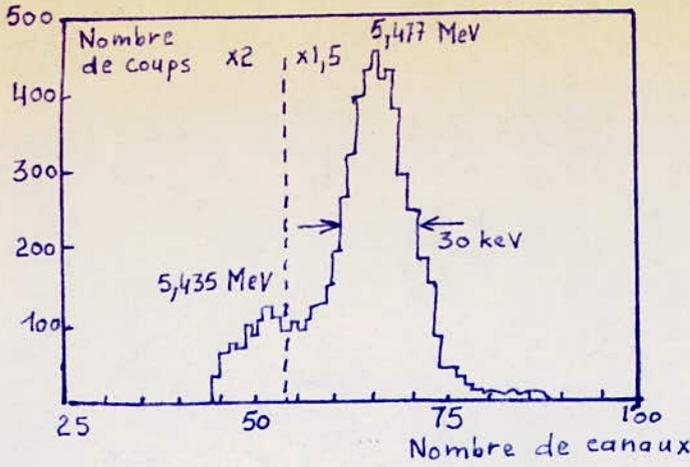


Figure 27 : Spectre de  $^{241}\text{Am}$   
 Détecteur à barrière de surface  
 au Silicium F1325 BPYA  
 $S = 1 \text{ cm}^2$   $V_i = 145 \text{ V}$   
 $X = 500 \mu$   $T = 300^\circ\text{K}$   
 Résolution : 0,55%

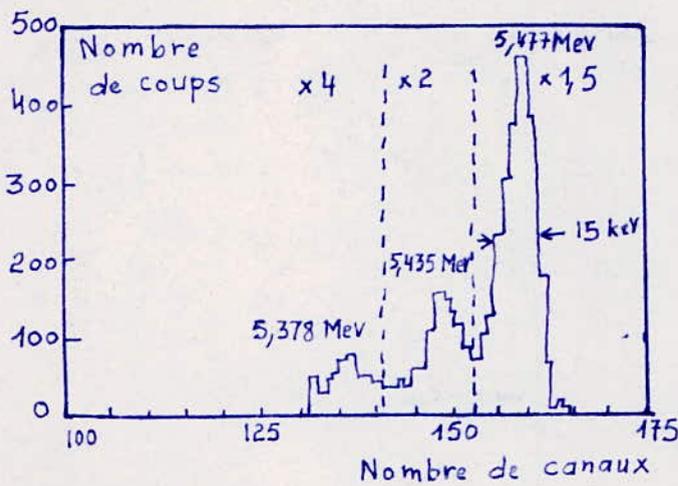


Figure 28 : Spectre de  $^{241}\text{Am}$   
 Détecteur à barrière de sur-  
 -face au Silicium F1301 BPYA  
 $S = 12 \text{ mm}^2$   $V_i = 25 \text{ V}$   
 $X = 100 \mu$   $T = 300^\circ\text{K}$   
 Résolution : 0,27%

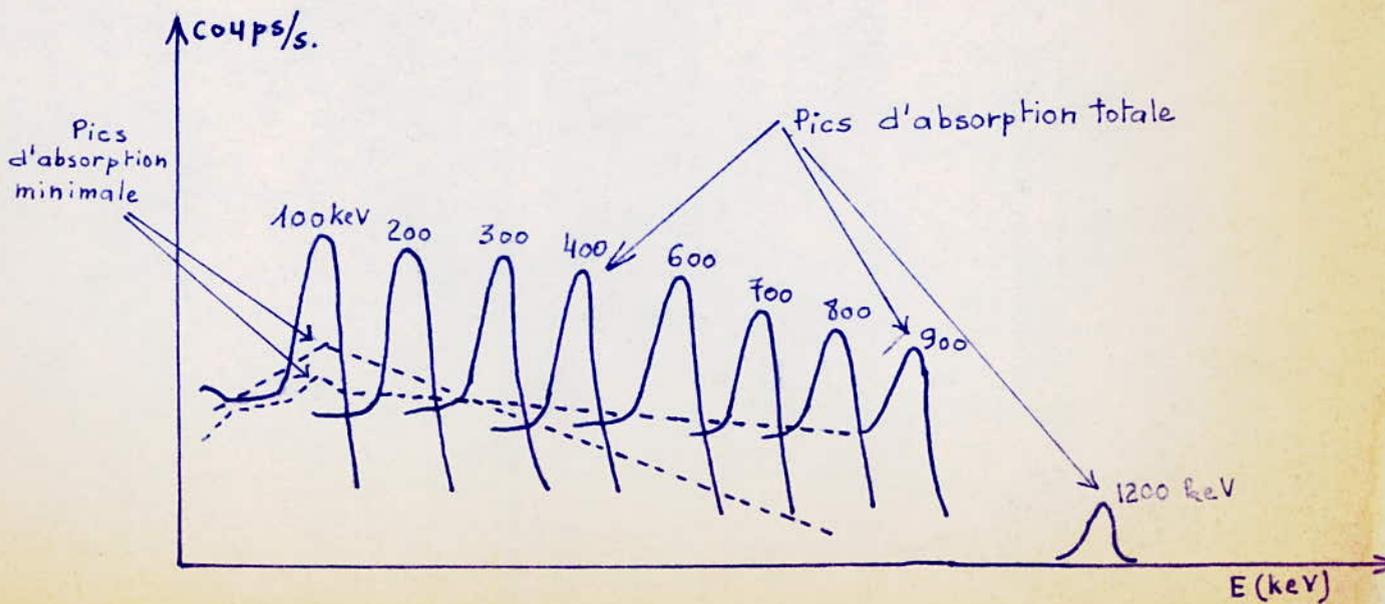


Figure 29 : La linéarité d'un détecteur en présence de rayonnements d'électrons.

En résumé:

Les détecteurs semi-conducteurs conservent une excellente linéarité de réponse même pour des électrons de parcours supérieur à la profondeur de la zone désertée. Leur pouvoir de résolution demeure acceptable pour une plage d'énergie deux à trois fois supérieure aux possibilités d'absorption de la zone désertée. Dans la spectrométrie des électrons, il convient cependant de choisir des détecteurs à très mince fenêtre d'entrée pour éviter les phénomènes de diffusion.

II.3 LA spectrométrie des rayonnements Gamma:

En raison de leur faible pouvoir d'arrêt (faible épaisseur de la zone désertée), les détecteurs à barrière de surface et à jonction diffusée sont peu efficaces aux rayonnements Gamma très pénétrants.

La mise au point des détecteurs compensés au Lithium a été d'un grand apport dans la détection, le comptage et la spectrométrie des rayons Gamma et X. Etant donné leur pouvoir d'arrêt plus faible les détecteurs au Si compensé au Lithium, sont utilisés pour les rayons X, alors que les détecteurs au Ge sont mieux adaptés aux rayons Gamma.

La figure 30 illustre bien les propriétés de résolution d'un détecteur au Ge compensé au lithium qui a permis de relever le spectre du Cobalt 60. (page 90 bis) -

II.4 La discrimination de particules lourdes de même énergie et de nature différente:

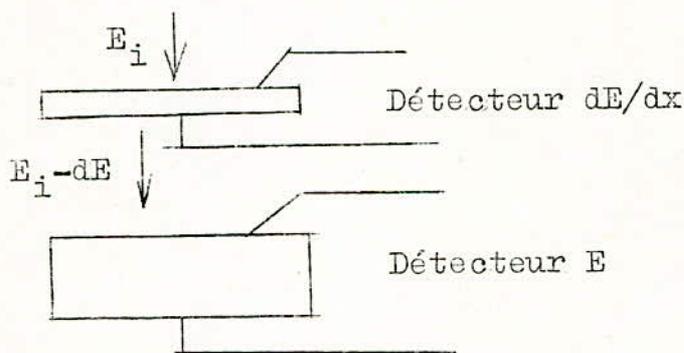
Cette application nécessite des dispositifs de haute résolution et se présente sous deux formes possibles:

a) La discrimination des particules par variation de la profondeur de la zone désertée:

La réponse d'un détecteur semi-conducteur est proportionnelle à l'énergie perdue par le rayonnement incident dans la zone désertée. L'amplitude de la réponse d'un détecteur augmente donc avec la profondeur de sa zone désertée, jusqu'à ce que cette dernière soit suffisante pour absorber totalement l'énergie du rayonnement incident. Par conséquent, l'analyse des impulsions engendrées par un détecteur dont on augmente la profondeur de la zone désertée permet de distinguer des particules de même énergie mais de parcours différent : c'est la discrimination de forme. Les possibilités d'une telle méthode sont limitées aux hautes énergies.

b) La discrimination électronique des particules lourdes:

Ce procédé de discrimination des particules consiste à associer un détecteur E à un détecteur différentiel  $dE/dx$  comme le montre la figure 3I.



Pour des détecteurs différentiels très minces, on obtient une réponse d'autant plus proportionnelle à  $mZ^2/E$  (masse et numéro atomique de la particule incidente) que le détecteur est plus mince. La réponse de l'ensemble  $E \cdot dE/dx$  est donc proportionnelle à la quantité  $mZ^2$  caractéristique d'une particule donnée et on arrive par conséquent, à discriminer des particules de même énergie et de nature différentes (telles que les particules  $^4\text{He}$  et  $^3\text{He}$  par exemple). Ce procédé élimine la difficulté rencontrée dans la méthode à savoir la limitation aux hautes énergies.

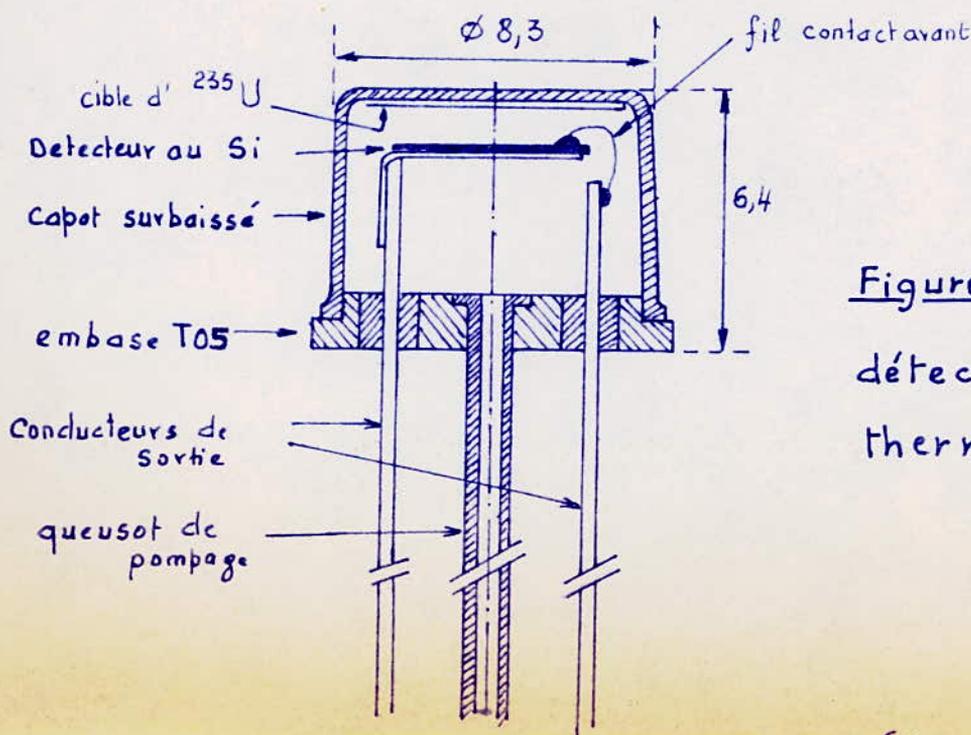
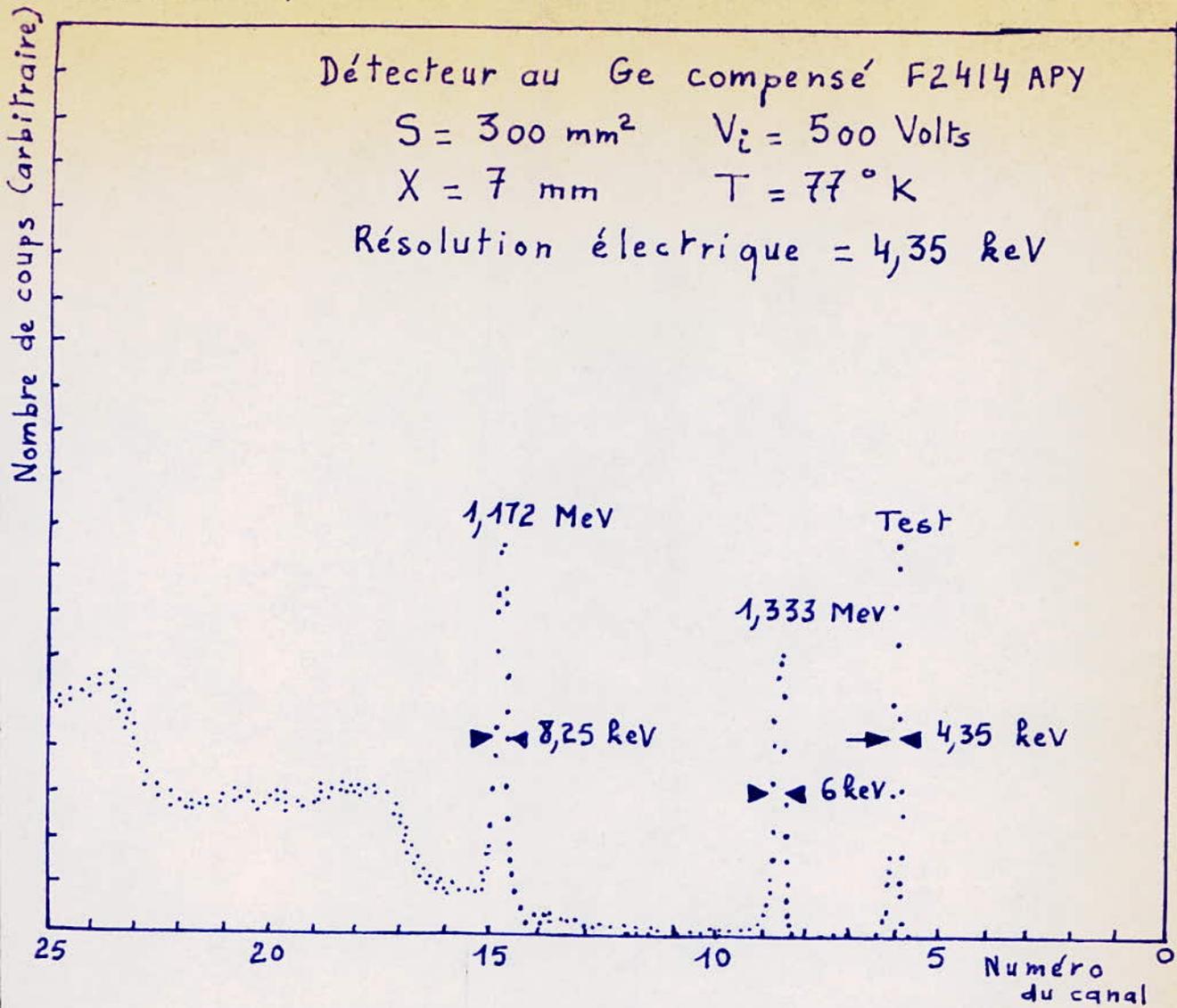


Figure 32: Schéma du détecteur de neutrons thermiques : FYBY

## II.5 Application des détecteurs semi-conducteur à la détection des neutrons:

### a) La détection des neutrons thermiques: ( E supérieure à qqes MeV

Les neutrons thermiques ne sont décelables ni par ionisation, ni par les défauts induits dans la matière ( Cf. au § III Chap.III: dosimètre de neutrons rapides) car ils ne possèdent ni charge électrique, ni d'énergie suffisante pour déplacer des atomes.

Mais on a vu au § I.4 du chapitre II qu'il était possible de déceler la présence des neutrons par des réactions nucléaires du type (n, Alpha) ou (n,p) ou par la réaction de fission : ces diverses réactions créent des particules chargées susceptibles d'être comptées par un détecteur semi-conducteur.

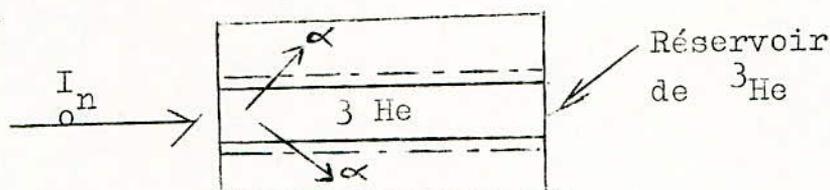
Les neutrons de neutrons thermiques à réaction nucléaire comportent une mince couche (qqes microns) d'un composé contenant du Bore  $^{10}$  ( par exemple) déposé sur la fenêtre d'entrée du détecteur. Lorsque les neutrons thermiques pénètrent dans le détecteur, la réaction  $^{10}_5\text{B}(n, \text{Alpha})^{7}_3\text{Li}$  se produit et les particules Alpha ainsi créées sont détectés par la jonction. On peut déposer sur le capot du détecteur tout autre réactif que le Bore.

La figure 32 <sup>page 90 bis</sup> montre le schéma d'un détecteur de neutrons thermiques fabriqué par la Compelec (Paris) . C'est un détecteur à jonction diffusée recouvert d'un capot à l'intérieur duquel est déposée une mince couche d'oxyde d'Uranium enrichi. Sous l'action des neutrons thermiques, la réaction de fission donne l'émission d'ions lourds très ionisants; leur pénétration dans la cristal semi-conducteur est par conséquent très faible mais elle engendre une grande densité de porteurs.

De tels détecteurs doivent posséder un bon vide à l'intérieur de leur capot, une fenêtre d'entrée très mince et un cristal de faible résistivité pour éviter les fluctuations de collection; En raison de leur insensibilité aux rayonnements Gamma, les détecteurs à jonction conviennent très bien au contrôle des réacteurs en cours de démarrage.

### b) La détection des neutrons rapides:

On a vu au chapitre III les dosimètres de neutrons rapides basés sur les défauts induits dans le cristal par les neutrons. La présence des neutrons rapides peut également être décelée par des réactions nucléaires de grande section efficace aux neutrons rapides, telles que les réactions  ${}^6\text{Li}(n, \text{Alpha}){}^3\text{H}$  ou  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ . Les détecteurs de neutrons rapides de la Compelec élaborés suivant ce principe, sont des détecteurs  ${}^4\text{He}$  à Hélium (Figure 33), composés de deux détecteurs en regard :



### III. Conclusions:

- a) Restrictions dans l'emploi des détecteurs semi-conducteurs:
- = Les fortes irradiations causent des dégradations importantes des performances du détecteur. Par exemple, un flux de  $10^{12}$  neutrons par  $\text{cm}^2$  d'énergie supérieure à 3 MeV modifie la structure d'une jonction au silicium de résistivité 6000  $\Omega\cdot\text{cm}$  (Cf. Kramer). Il en résulte une diminution importante des performances de comptage et de résolution du détecteur.
  - = Les détecteurs au Germanium ne peuvent fonctionner dans de bonnes conditions qu'à des températures voisines de 77 °K tandis que ceux au silicium ne peuvent être utilisés qu'au dessous de 150 °C. Au delà de ces températures, le cristal perd sa conductivité extrinsèque nécessaire au fonctionnement de la jonction.
  - = Si la détection simple ne nécessite aucune précaution, il faut choisir le détecteur le mieux adapté à toute autre application.
- b) Malgré ces différentes restrictions et précautions d'emploi, les détecteurs semi-conducteurs n'en présentent pas moins un vaste champ d'application. On les utilise au laboratoire où ils sont mis dans leurs conditions optimales de fonctionnement, dans l'industrie des radio-éléments et dans tout appareillage portatif (détection, décontamination, protection) où ils s'imposent par leur facilité de mise en oeuvre.

PERSPECTIVES D'AVENIR



Les perspectives d'amélioration des détecteurs semi-conducteurs sont actuellement poussées dans trois domaines principaux :

a) L'extension de la plage d'énergie où la réponse du détecteur reste linéaire: ceci implique la mise au point de techniques nouvelles de compensation des cristaux semi-conducteurs qui permettraient l'élaboration de zones utiles de plus en plus profondes, donc plus absorbantes.

b) L'utilisation de nouveaux cristaux semi-conducteurs plus absorbants (numéro atomique élevé) et d'énergie intrinsèque d'activation plus grande (augmentation de la température d'emploi): Citons quelques cristaux industriels en voie d'utilisation:

— L'arséniure de gallium ( $E_G=1,35$  eV à 300 °K) qui possède un pouvoir absorbant équivalent à celui du Ge, mais qui permet de faire fonctionner le détecteur jusqu'à 250 °C environ.

— Le carbure de silicium ( $E_G=3$  eV à 300 °K) qui a un pouvoir absorbant analogue à celui du Si mais qui peut fonctionner à 800°.

— Citons enfin le tellure de cadmium ( $E_G=1,5$  eV à 300 °K) qui possède un pouvoir absorbant 2,5 fois supérieur à celui du Ge et qui garde ses propriétés de conduction jusqu'à des températures voisines de 320 °C.

c) L'utilisation de nouvelles techniques de base: par la conjugaison des techniques épitaxiales et des techniques planes, il est possible d'envisager la réalisation de dispositifs en couche de géométrie variée ainsi que l'élaboration de circuits intégrés comprenant le détecteur et le circuit d'amplification par exemple

Ainsi, les possibilités futures des détecteurs semi-conducteurs sont liées au développement ultérieur des nouveaux cristaux et au progrès des techniques d'avant garde (épitaxies, circuits intégrés

Il est, en outre, nécessaire de développer une électronique associée ultra rapide à très faible bruit permettant de profiter des propriétés de résolution nucléaire et de résolution en temps des détecteurs semi-conducteurs.



A N N E X E I :

COLLECTION DE CHARGE ET  
TEMPS DE COLLECTION

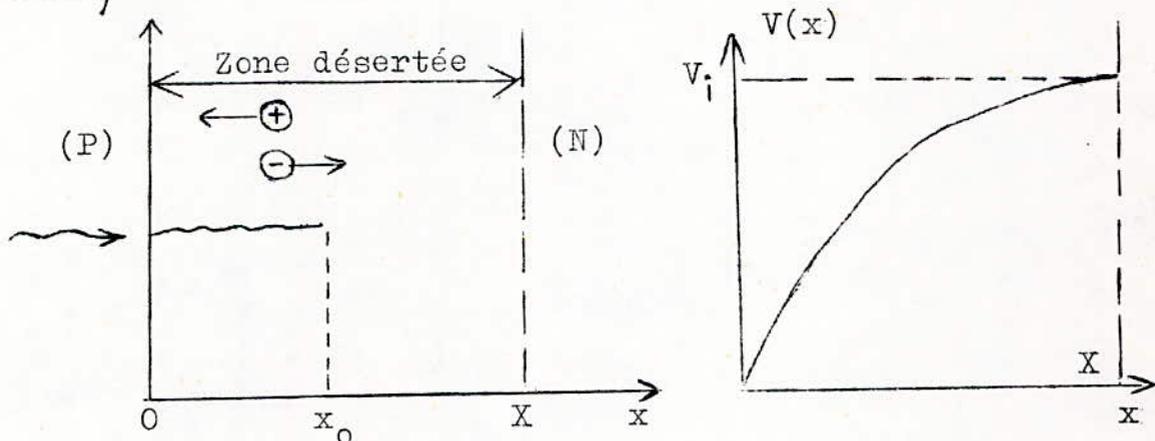
-O-O-O-O-O-

I. CAS DE LA JONCTION P-N :

La collection totale des porteurs créés par les radiations ionisantes dans la zone utile d'un cristal détecteur est indispensable pour obtenir une stricte proportionnalité entre la réponse d'un détecteur et l'énergie du rayonnement :

I.I. Equation du mouvement des porteurs :

Considérons un détecteur à jonction faite à partir d'un cristal de type N et polarisée de telle façon que la profondeur de la zone désertée soit X. La particule incidente pénètre par la fenêtre d'entrée et est arrêtée après un parcours  $x_0$  au cours duquel elle cède son énergie en créant des paires électron-trous ( voir la figure ) ;



$x_0$  = parcours de la particule entrant par la face P.  
X = zone désertée.

Sous l'influence du champ appliqué, les porteurs se déplacent avec une vitesse :

$$v = \mu E = dx/dt$$

ON a démontré au chapitre III que la distribution du potentiel est donnée par l'équation :

$$V(x) = \frac{e N_D}{2k} (2x \cdot X - x^2)$$

L'intensité du champ électrique en fonction de x s'écrit :

$$E(x) = - \frac{e N_D}{k} (X - x) = \frac{I}{\mu} \cdot dx/dt$$

— Equation du mouvement d'un électron créé en (  $t=0$   $x=x_I$  ) :

$$\frac{dx}{X - x} = \frac{e N_D \mu_e}{k} dt = \frac{dt}{\bar{\tau}}$$

avec  $\bar{\tau} = \frac{k}{e N_D \mu_e} = k \cdot \rho$  = temps de relaxation diélectrique du milieu, c'est à dire le temps moyen de retour à l'équilibre après une perturbation de la distribution de charge

La jonction étant polarisée en inverse, un électron produit en  $x_I$  à l'instant  $t=0$  se déplace vers la droite, et au temps  $t$ , sa position, obtenue par intégration, sera :

$$x_e(t) = X - (X - x_I) \cdot \exp(-t/\bar{\tau})$$

— Equation du mouvement d'un trou créé en (  $t=0$   $x=x_I$  ) :

$$\frac{dx}{X - x} = - \frac{dt}{b\bar{\tau}} \quad \text{en posant } b = \frac{\mu_e}{\mu_h} = \text{rapport des mobilités}$$

La position du trou en fonction de  $x$  sera :

$$x_h(t) = X - (X - x_I) \cdot \exp(t/b\bar{t})$$

Les trous se déplaçant vers la gauche, ils seront collectés après un temps  $t_h$  nécessaire pour aller jusqu'à  $x=0$  :

$$t_h = b\bar{t} \text{ Log } \frac{X}{X - x_I}$$

I.2. Collection de charge ( Théorème de Ramo ) :

Théorème de Ramo : Une charge se déplaçant entre deux électrodes parallèles et distantes de  $X$ , dans une direction perpendiculaire aux électrodes, induit dans le circuit extérieur reliant les électrodes, un courant :

$$i = \frac{dQ}{dt} = e \cdot \frac{v}{X} \quad \text{avec } v = dx/dt = \text{vitesse de la charge.}$$

Cette relation peut encore s'écrire :  $dQ = e \cdot \frac{dx}{X}$

$dQ$  est la charge élémentaire circulant dans le circuit extérieur lorsque la charge  $e$  parcourt une distance  $dx$ .

Jen, puis Cavalleri ont généralisé le théorème de Ramo dans le cas où il existe une charge d'espace entre les électrodes.

Si on considère une distribution de charge linéaire uniforme de densité linéaire  $n_0$  et contenue dans l'élément  $dx_I$  autour du point  $x_I$ , elle induira une charge :

$$dQ = \frac{n_0 e x_I dx_I}{X} = \frac{q_I}{X} dx_I$$

### I.2.I Collection des électrons :

Une charge élémentaire  $q_I$  produit après un parcours  $dx_I$  une charge induite :

$$dQ_{eI}(t) = -q_I \frac{X - x_I}{X} \cdot \frac{I}{\tau} \cdot \exp(-t/\tau)$$

$$= -q_I (I - p_I) \frac{I}{\tau} \exp(-t/\tau)$$

avec  $p_I = \frac{x_I}{X}$  = parcours réduit de la particule ;  $q_I = n_0 e x_I$ .

La charge  $Q_{eI}(t)$  induite sera obtenue en intégrant par rapport au temps avec la condition ( $t=0$   $Q_{eI} = 0$ ).

$$Q_{eI}(t) = -q_I (I - p_I) (I - \exp(-t/\tau))$$

La charge collectée totale due au mouvement de tous les électrons produits le long du parcours de la particule s'obtient par intégration de  $Q_{eI}(t)$  sur le parcours  $x_0$ .

Si on désigne par  $W$  l'énergie spécifique de création de paire électron-positon dans le cristal ( $W=3,5$  eV pour le Si), la densité linéaire de charge (de paires) produite le long du parcours de la particule sera :

$$n(x) = \frac{I}{W} \cdot \frac{dE(x)}{dx}$$

$dE/dx$  est le pouvoir d'arrêt du matériau défini au chapitre II.

La quantité de charge correspondant à cette densité de paires est alors :

$$q_I = n_0 e dx_I \quad \text{en supposant } n_0 = \frac{I}{W} \cdot \frac{dE}{dx} = C \frac{te}{X}$$

qui peut encore s'écrire :  $q_I = n_0 e X dp_I$  avec  $dp_I = \frac{dx_I}{X}$

La charge totale collectée due au mouvement de tous les électrons est donnée par l'intégrale :

$$Q_e(t) = \int_0^{x_0} -n_0 e X (1-p_I) (1 - \exp-t/\bar{\tau}) dp_I$$

après intégration :

$$Q_e(t) = -\frac{I}{2} q_0 (2 - p_0) (1 - \exp-t/\bar{\tau})$$

$p_0 = x_0/X =$  parcours réduit de la particule,  
 $q_0 = n_0 e x_0 =$  charge contenue sur tout le parcours.

Après un temps infini, la charge totale collectée sera :

$$Q_e(\infty) = -\frac{I}{2} q_0 (2 - p_0)$$

### I.2.2 Collection des trous :

Considérons une charge élémentaire  $q$  initialement contenue dans un élément de parcours  $dx_I$  compris entre  $x_2$  et  $x_I$  au temps  $t=0$ ; après un instant  $t$  l'élément de parcours s'étendra de :

$$\begin{aligned} dx &= \left\{ X - (X-x_2) \exp t/b\bar{\tau} \right\} - \left\{ X - (X-x_I) \exp t/b\bar{\tau} \right\} \\ &= (x_2 - x_I) \exp(t/b\bar{\tau}) = dx_I \exp(t/b\bar{\tau}) \end{aligned}$$

Si on admet que la quantité de charge est restée constante pendant l'accroissement du parcours de la particule, la charge  $q$  sera égale à la charge  $q_I$  mais sa densité de charge sera  $n(t)$ :

$$\begin{aligned} q &= n_0 e dx_I = n(t) e dx \\ &= n(t) e dx_I \exp(t/b\bar{\tau}) \end{aligned}$$

d'où la densité linéique de charge :  $n(t) = n_0 \cdot \exp-(t/b\bar{\tau})$

et la charge induite dans un élément de parcours  $dx$  s'écrit :

$$q_I = n(t) e dx = n_0 e X \exp-(t/b\bar{\tau}) dp_I$$

Le théorème de Ramo donne la charge induite par cet élément  $q_I$  dans le circuit extérieur :

$$dQ_{hI}(t) = q_I \frac{v_I}{X} = - n_o e \frac{X}{b\bar{\tau}} (I - p_I) \exp(-(t/b\bar{\tau}) dp_I$$

Sur tout le parcours, la charge sera obtenue en intégrant depuis  $p_I=0$  jusqu'à  $p_I = p(t) = I - (I - p_o) \exp t/b\bar{\tau}$ .

et nous aurons :

$$Q_h(t) = - \frac{n_o e X}{b\bar{\tau}} \exp -(t/b\bar{\tau}) \int_0^{p(t)} (I - p_I) dp_I$$

$$= - \frac{n_o e X}{b\bar{\tau} \cdot 2} \cdot \exp -(t/b\bar{\tau}) \cdot (2 p(t) - p^2(t) )$$

$$= - \frac{n_o e X}{b\bar{\tau}} \cdot ( \exp -(t/b\bar{\tau}) - (I - p_o)^2 \exp t/b\bar{\tau} )$$

La charge induite par le mouvement de tous les trous en fonction du temps sera obtenue par intégration par rapport au temps avec la condition (  $t=0 \quad Q_h = 0$  ) et on a le résultat :

$$Q_h(t) = - \frac{I}{2} n_o e X \left( (I - \exp -t/b\bar{\tau}) - (I - p_o)^2 (\exp t/b\bar{\tau}) \right)$$

C'est une fonction du temps dans l'intervalle:

$$0 < t < t_h = b\bar{\tau} \text{ Log } \frac{I}{I - p_o}$$

au delà de cet intervalle, la charge collectée est une constante égale à :

$$Q_h(\infty) = - \frac{I}{2} q_o p_o$$

I.2.3. Collection totale et temps de collection :

Après un temps infini, la charge totale induite par le mouvement de tous les porteurs sera :

$$Q(\infty) = Q_e(\infty) + Q_h(\infty) = - q_o = n_o e X$$

Le temps de collection sera :

— Pour les électrons :  $Q_e(t) = -\frac{I}{2} q_0 (2 - p_0) (1 - \exp-t/\bar{\tau})$

Le temps de collection des électrons est défini comme le temps de collection de  $I - I/e = 64\%$  de la charge et il vaut :

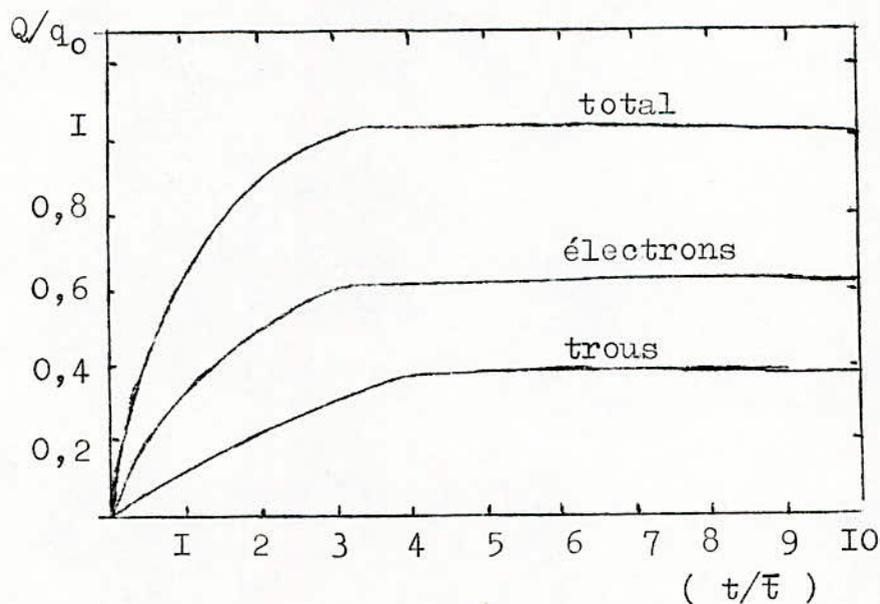
$$t_e = \bar{\tau} = k\rho = \rho \cdot 10^{-12} \text{ s.}$$

— Pour les trous : si on choisit le rapport  $b = \frac{\mu_e}{\mu_h} = 3$

le temps de collection  $t_h$  défini au paragraphe I.I devient :

$$t_h = 3 \text{ Log } \frac{I}{I - p_0} \cdot 10^{-12} \text{ s.}$$

I.3 Variation de la charge collectée en fonction du temps pour un parcours  $x_0 = 0,8 X$  :



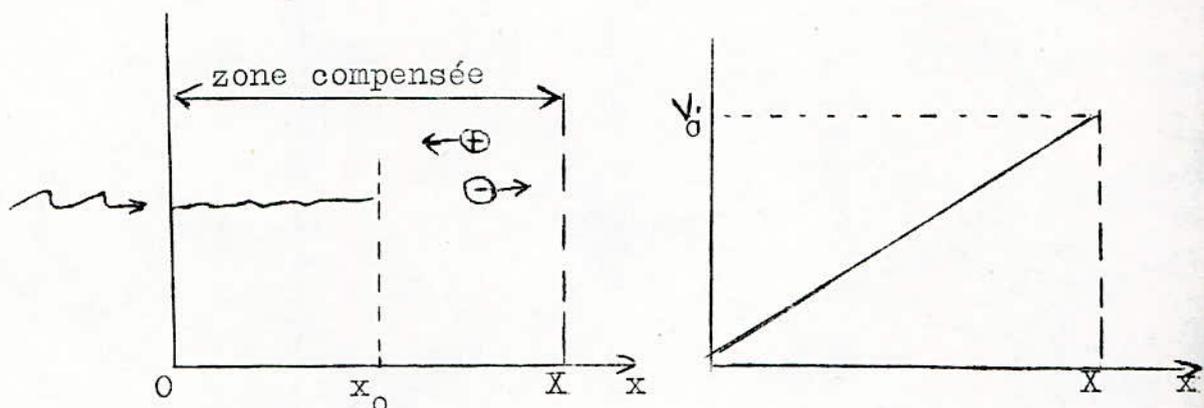
Remarque : Une étude similaire pour un détecteur à jonction faite à partir d'un cristal de type P, sauf que les rôles des électrons et des trous sont inversés, donnera les mêmes résultats.

II. Cas de la jonction P-I-N : ( compensée )

II.I Equations du mouvement des porteurs :

Dans le cas de la figure, les particules pénètrent par la gauche à travers la surface de type P. La tension appliquée est  $V_0$ ; le potentiel est une fonction linéaire de la distance à partir de la face d'entrée et le champ électrique est constant :

$$V(x) = \frac{V_0}{X} \cdot x \quad ; \quad E = - \frac{V_0}{X} = \frac{v}{\mu}$$



En résolvant l'équation donnée par les expressions du champ électrique, pour le cas d'une paire électron-trou créée à l'instant  $t=0$  au point  $x = x_I$  on obtient :

$$x_e(t) = x_I + \frac{\mu_e V_0}{X} t$$

$$x_h(t) = x_I - \frac{\mu_h V_0}{X} t$$

II.2 Collection de charge :

II.2.I Collection des trous :

La quantité de charge due aux trous en mouvement décroît avec le temps et peut être représenté en fonction du temps par :

$$q_h(t) = n_0 e x_h(t) = q_0 \left( I - \frac{\mu_h V_0}{x_0 X} t \right)$$

Le théorème de Ramo donne la charge collectée :

$$Q_h(t) = q_h(t) \frac{v}{X} = - q_0 \frac{\mu_h V_0}{X^2} \left( I - \frac{\mu_h V_0}{x_0 X} t \right)$$

et la charge totale collectée sera obtenue par intégration par rapport au temps :

$$Q_h(t) = - q_0 \frac{\mu_h V_0}{X^2} \left( t - \frac{h V_0}{2 x_0 X} t^2 \right)$$

qui représente une fonction du temps dans l'intervalle de temps :

$$0 < t < t_h$$

$t_h$  est le temps de collection des trous, c'est à dire le temps nécessaire à un trou pour parcourir la distance  $x_0$  :

$$t_h = \frac{x_0 X}{\mu_h V_0} = p_0 \frac{X^2}{\mu_h V_0} \quad \text{avec } p_0 = \frac{x_0}{X}$$

L'expression de  $Q_h(t)$  peut donc encore s'écrire :

$$Q_h(t) = - q_0 p_0 \frac{t}{t_h} \left( I - \frac{t}{2 t_h} \right)$$

pour un temps  $t$  supérieur ou égal à  $t_h$  la charge est constante et égale à :

$$Q_h(\infty) = - \frac{I}{2} q_0 p_0$$

## II.2.2 Collection des électrons :

En général, le parcours  $x_0$  de la particule est inférieur à la profondeur de la zone désertée  $X$  et on a  $x_0/X$  inférieur à  $I$ .

est composée de

- X -

La collection des électrons deux temps caractéristiques :

—  $t_{eI}$  = temps nécessaire au premier électron pour atteindre l'électrode collectrice,

—  $t_{e2}$  = temps nécessaire au dernier électron (celui produit en  $x=0$ ) pour atteindre l'électrode collectrice:

a) Pendant  $0 < t < t_{eI}$ , la totalité des électrons sont en mouvement et se déplacent avec une vitesse constante  $v = \mu_e E$

D'après le théorème de Ramo,  $Q_{eI}(t) = -q_0 \frac{\mu_e V_0}{X^2} t$

et la charge collectée en fonction du temps sera :

$$Q_{eI}(t) = -q_0 \frac{\mu_e V_0}{X^2} t$$

L'impulsion de charge sera linéaire en fonction du temps jusqu'à  $t = t_{eI}$  où  $t_{eI}$  est le temps nécessaire à un électron pour parcourir la distance  $X - x_0$ , c'est à dire :

$$t_{eI} = \frac{(X-x_0)X}{\mu_e V_0} = \frac{X^2}{\mu_e V_0} (1 - p_0)$$

La charge totale collectée peut donc s'écrire :

$$Q_{eI}(t) = -q_0 (1 - p_0) \frac{t}{t_{eI}} \quad \text{qui reste fonction du temps}$$

jusqu'à l'instant :

$$t = t_{eI} \quad \text{où on aura : } Q_{eI} = -q_0 (1 - p_0)$$

b) Pour  $t_{eI} < t < t_{e2}$  :

Le temps de collection des électrons est le temps nécessaire à un électron pour parcourir la distance  $X$  ; il s'écrit :

$$t_{e2} = \frac{X^2}{\mu_e V_0}$$

Dans l'intervalle de temps considéré, le nombre des électrons en mouvement décroît à mesure qu'ils sont collectés et la charge des électrons en mouvement sera donnée par :

$$q_e(t) = - n_0 e \left( X - \frac{\mu_e V_0}{X} t \right)$$

Le théorème de Ramo donne la valeur de la charge induite dans les circuits extérieurs :

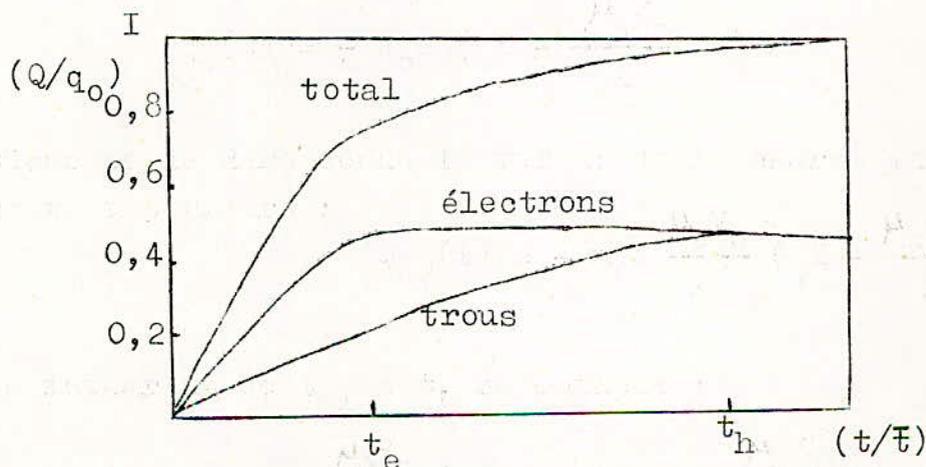
$$Q_{e2}(t) = - n_0 e \frac{\mu_e V_0}{X^2} \left( X - \frac{\mu_e V_0}{X} t \right)$$

et en intégrant de  $t_{eI}$  à  $t$ , on obtient :

$$Q_{e2}(t) = - n_0 e \frac{\mu_e V_0}{X^2} (t - t_{eI}) \left( I - \frac{\mu_e V_0}{2 X^2} (t + t_{eI}) \right)$$

A l'instant  $t$  supérieur au temps de collection  $t_{e2}$  la charge totale collectée est :  $Q_e(\infty) = - q_0 \left( I - \frac{I}{2} p_0 \right)$ .

### II.3 Variation de la charge collectée en fonction du temps pour $p_0 = x_0/X = I$ :



Remarque: Pour  $x_0/X = I$ , c'est à dire dans le cas où la particule franchit entièrement la zone compensée, on a :

$$t_h = \frac{X^2}{hV_0} \quad ; \quad t_e = \frac{X^2}{e V_0}$$

A N N E X E      II

- abaques importants sur les détecteurs semi-conducteurs.

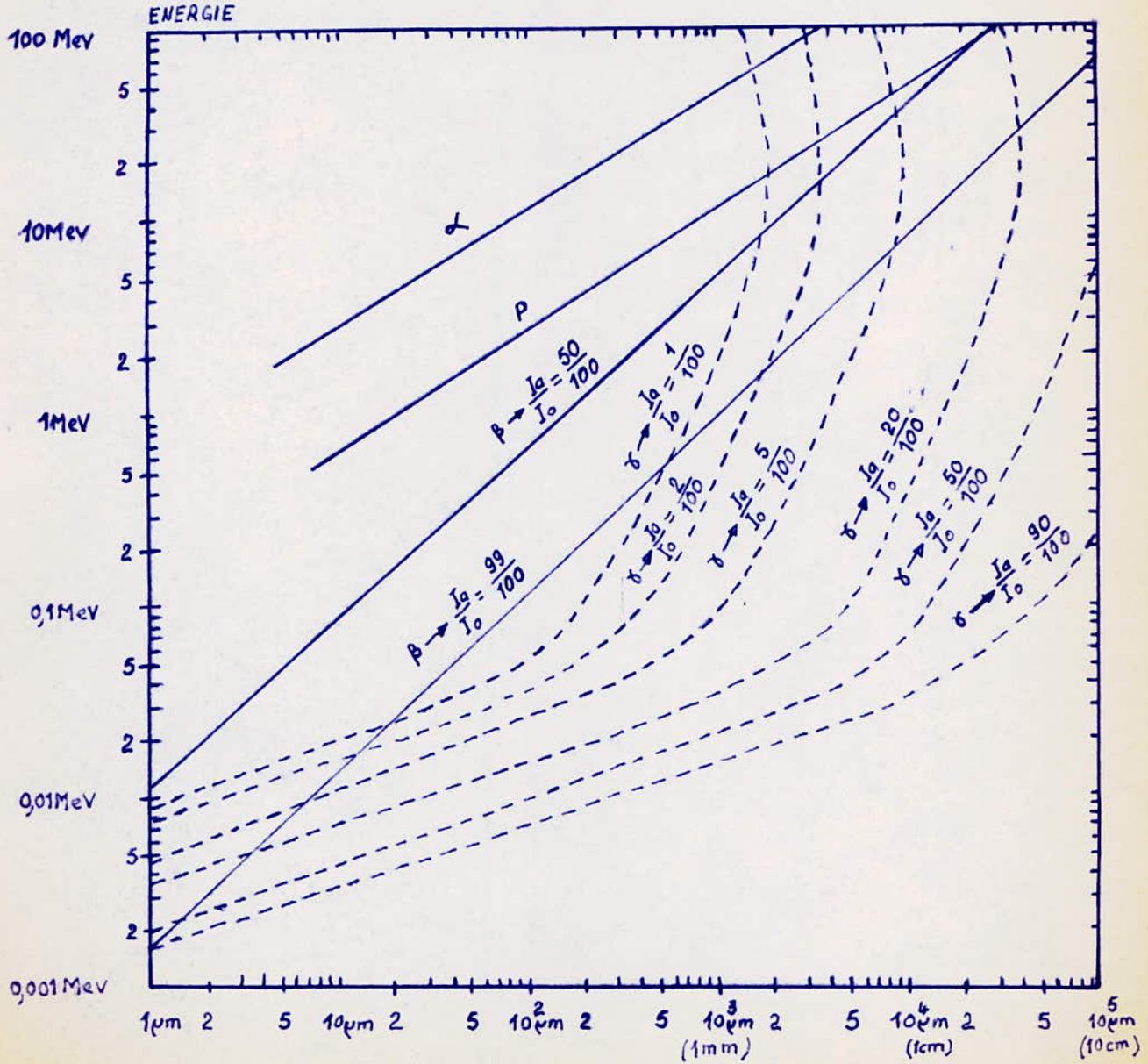
- résultats de quelques manipulations sur les possibilités des détecteurs à contact métal-semi-conducteur dans le domaine des ondes centimétriques.

---

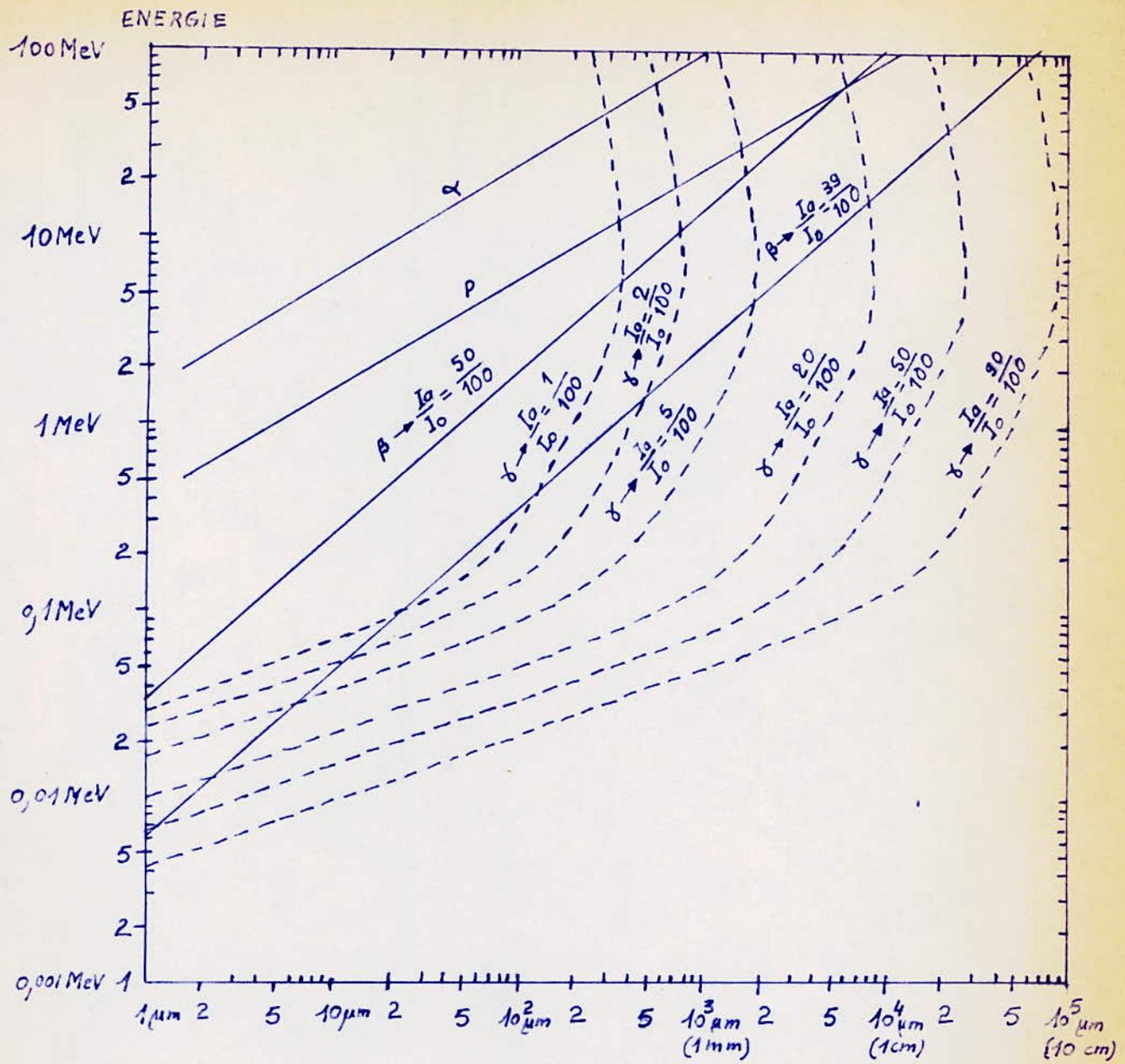
00000000000000000000

# I

## COURBES DE PARCOURS DES $\alpha$ , $p$ , $\beta$ , ET $\gamma$ DANS LE SILICIUM



COURBES DE PARCOURS DES  $\alpha$ ,  $p$ ,  $\beta$ , ET  $\gamma$  DANS LE GERMANIUM



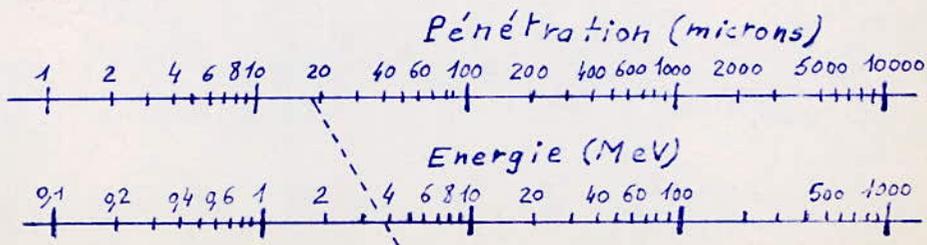
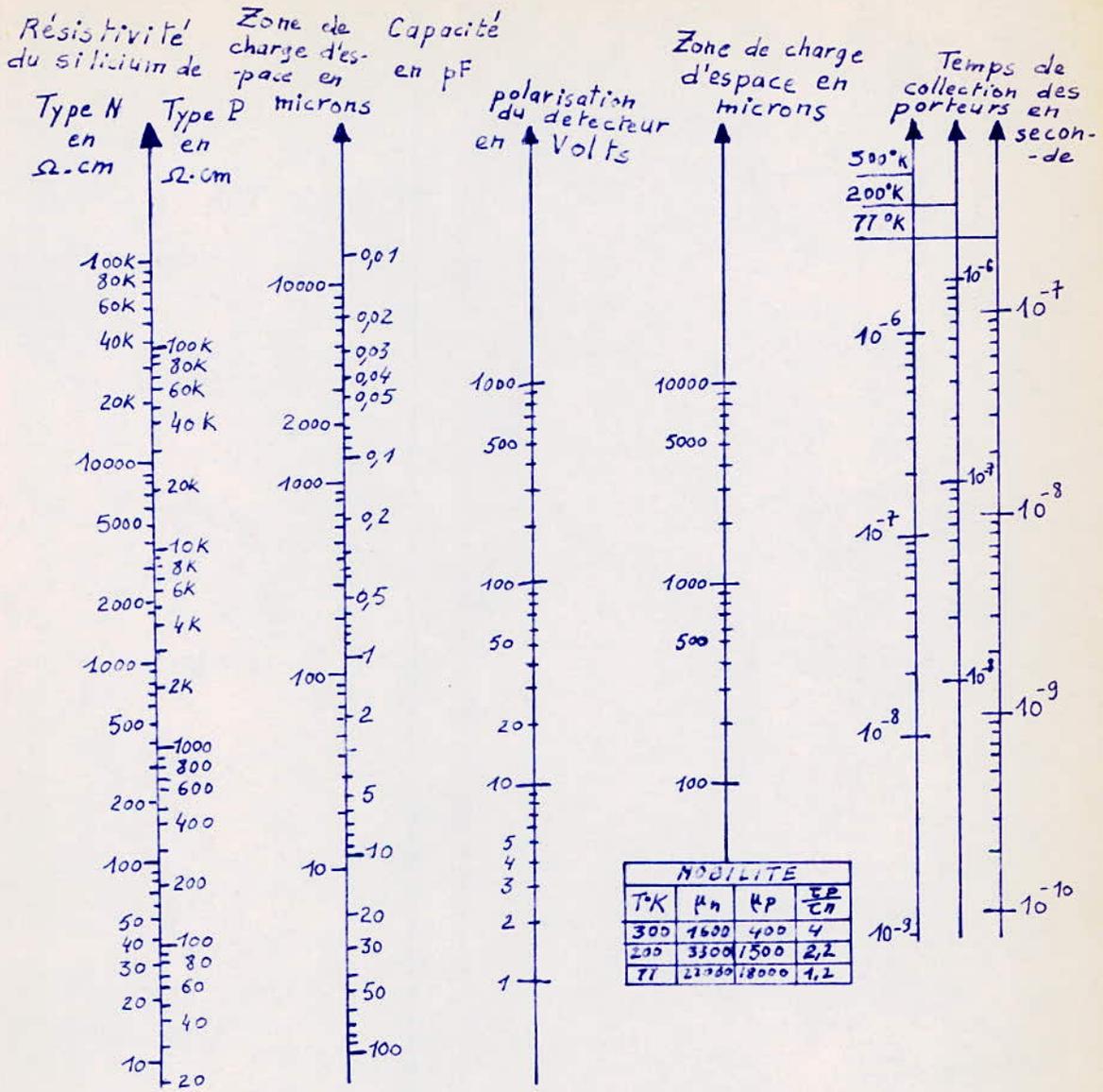
Les courbes de parcours des rayonnements  $\gamma$  ont été calculées à partir des tables de constantes de Kai Siegbahn (North Holland Publishing Company Amsterdam, 1955).

Les courbes de parcours des rayonnements  $\alpha$  et protoniques ont été calculées à partir des tables de A.H Wapstra, G.J Nijgh et R.van Lieshour (N.H.P.C Amsterdam, 1955).

Les courbes de parcours des rayonnements  $\beta$  ont été calculées à partir de la formule :  $K_{cm^2/g} = \frac{M}{\rho} = 17 E^{-1,14}$  (MeV)

### III

# ABAQUE DES DETECTEURS DIFFUSES OU A BARRIERE DE SURFACE AU SILICIUM

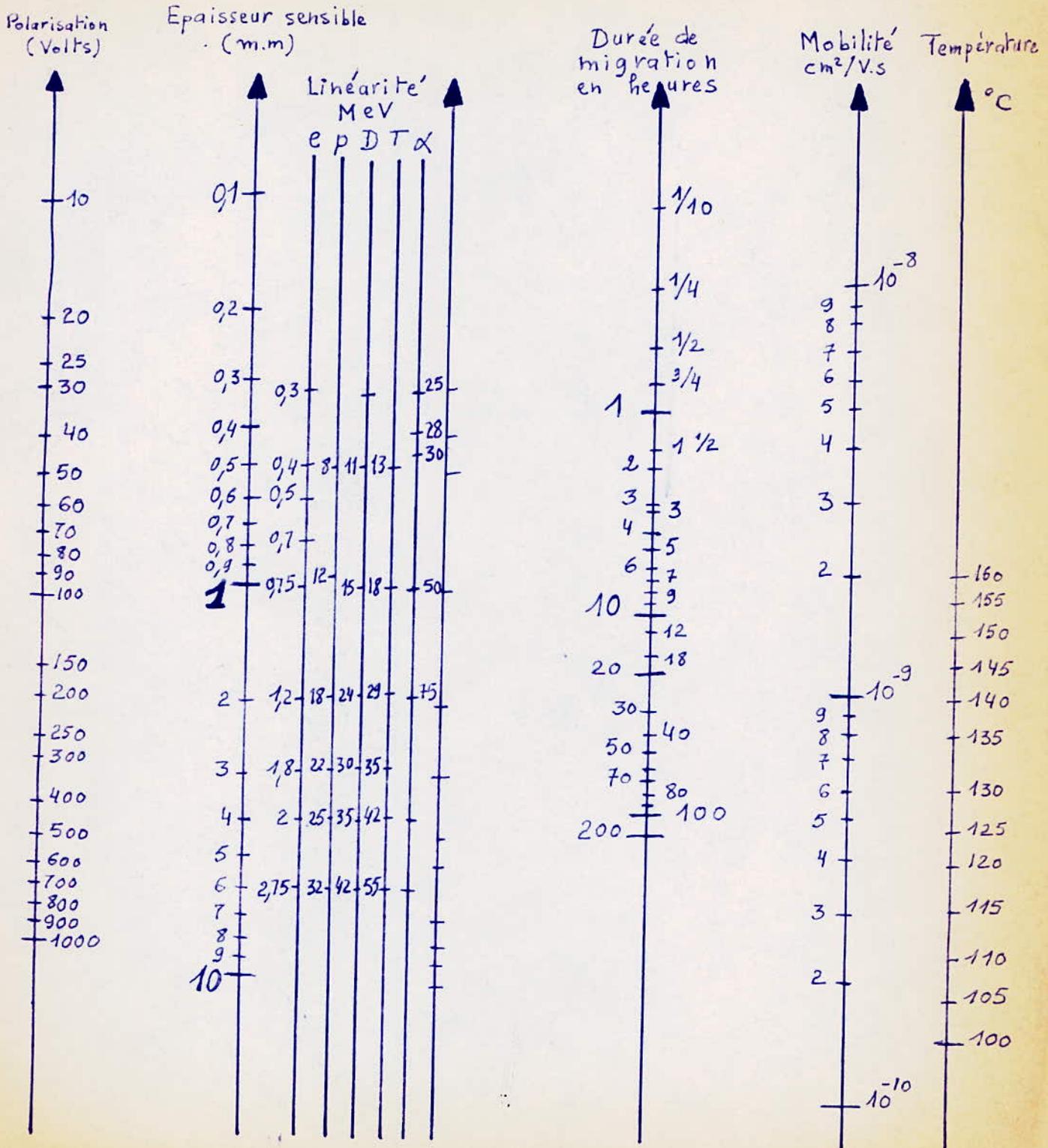


Protons +  
 Deutons + Tritons  
 $\text{He}^3$   
 $\alpha$

RELATIONS ENTRE  
 LA PENETRATION DANS  
 LE Si ET L'ENERGIE  
 DES PARTICULES

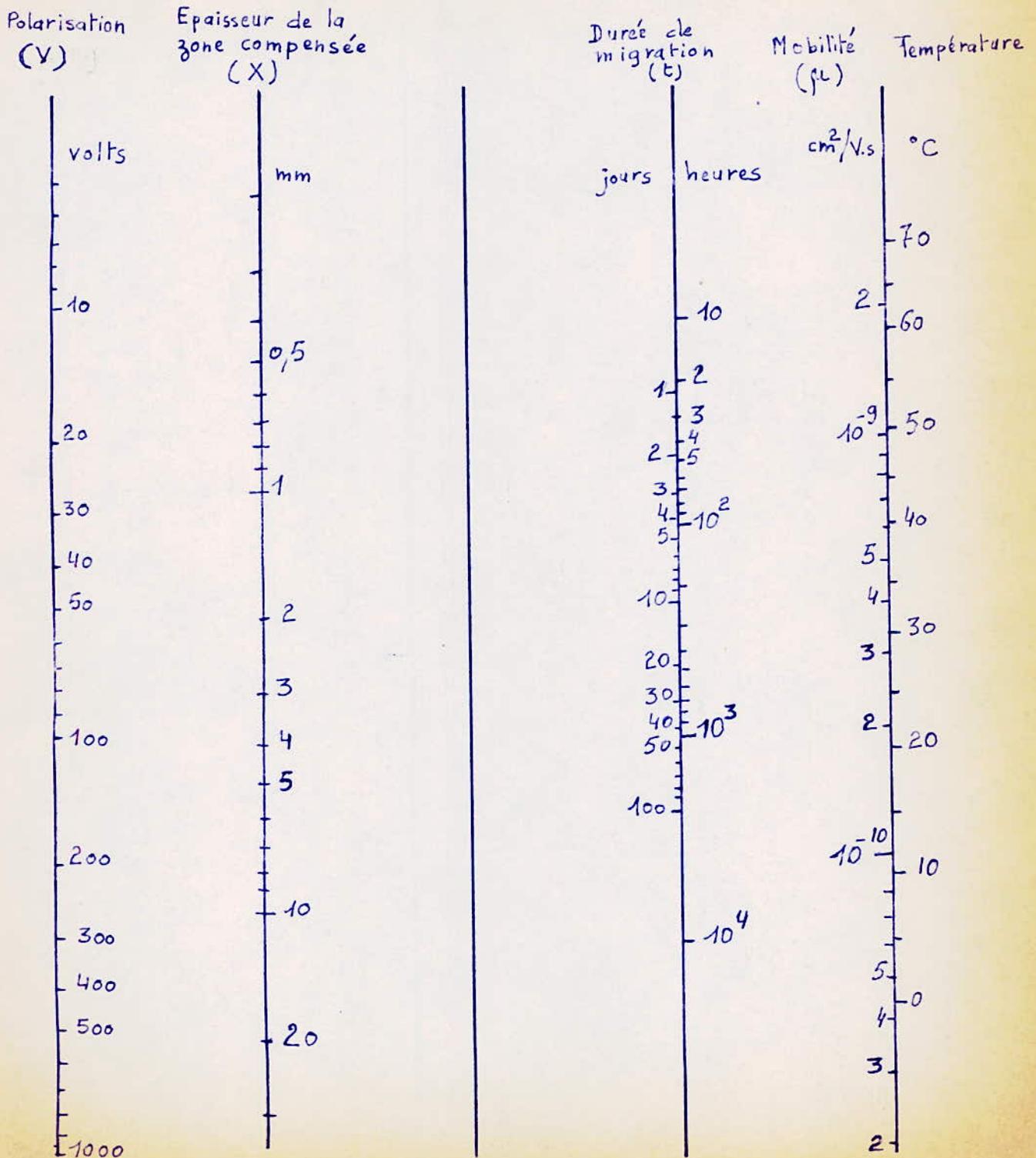
# IV

## ABAQUE RELATIF A LA COMPENSATION AU LITHIUM DES DETECTEURS EN SILICIUM



# V

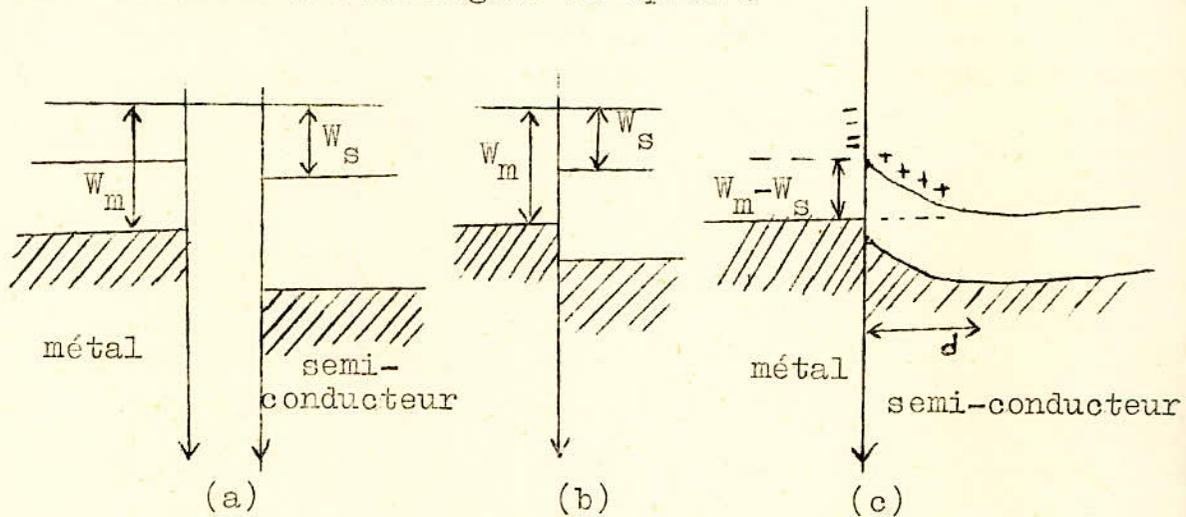
## ABAQUE RELATIF A LA COMPENSATION AU LITHIUM DES DETECTEURS EN GERMANIUM



## LES DETECTEURS HYPERFREQUENCES

### I. Le contact métal semi-conducteur :

Nous schématisons les états énergétiques du métal et du semi-conducteur sur la figure ci-après :



(a) avant le contact,

(a) juste après le contact: les niveaux d'énergie les plus bas prennent la même valeur,

(c) l'équilibre est établi: le niveau du semi-conducteur s'élève jusqu'à arriver au niveau de la bande de conduction du métal.

Les électrons des impuretés contenues dans le semi-conducteur de type N passent dans le métal pour augmenter leur énergie ( donc leur stabilité ). Les atomes d'impuretés s'ionisent et des charges apparaissent de <sup>part</sup> et d'autre du contact métal semi-conducteur. Une barrière de potentiel se forme et les transferts de porteurs prennent fin lorsque les niveaux de Fermi des deux composants prennent la même valeur. La dépression des niveaux énergétiques se fait sur une épaisseur  $d$  de la couche de semi-conducteur (  $d$  est de l'ordre de  $10^{-6}$  cm ).

2. Le principe de la détection:

Si le libre parcours moyen des porteurs est supérieur ou égal à la couche d'inversion  $d$ , la répartition des électrons sur les états d'énergie n'est pas influencée par cette couche. La loi de Maxwell-Boltzmann donne le nombre d'électrons d'énergie  $E = I/2 \cdot mv^2$  :

$$dn = n \left( \frac{m}{2 \pi kT} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot dE$$

Si on appelle  $V_I$  le potentiel de la couche du côté métal, et  $V_0$  le potentiel appliqué au semi-conducteur: les électrons qui pourront passer seront ceux dont l'énergie  $I/2 \cdot mv^2$  est supérieure à la barrière de potentiel  $e(V_I - V_0)$ .

Leur nombre est égal à :

$$\int_{e(V_I - V_0)}^{\infty} dn = \frac{I}{2} n \bar{v} \exp\left(-\frac{e(V_I - V_0)}{kT}\right)$$

$\bar{v}$  est la vitesse moyenne .

La densité de courant dans le sens semi-conducteur métal est:

$$i_I = e \cdot \frac{I}{2} n \bar{v} \cdot \exp\left(-\frac{e(V_I - V_0)}{kT}\right)$$

et dans le sens métal semi-conducteur :

$$i_2 = e \cdot \frac{I}{2} \cdot n \bar{v} \cdot \exp\left(-\frac{eV_I}{kT}\right)$$

D'où le courant résultant :

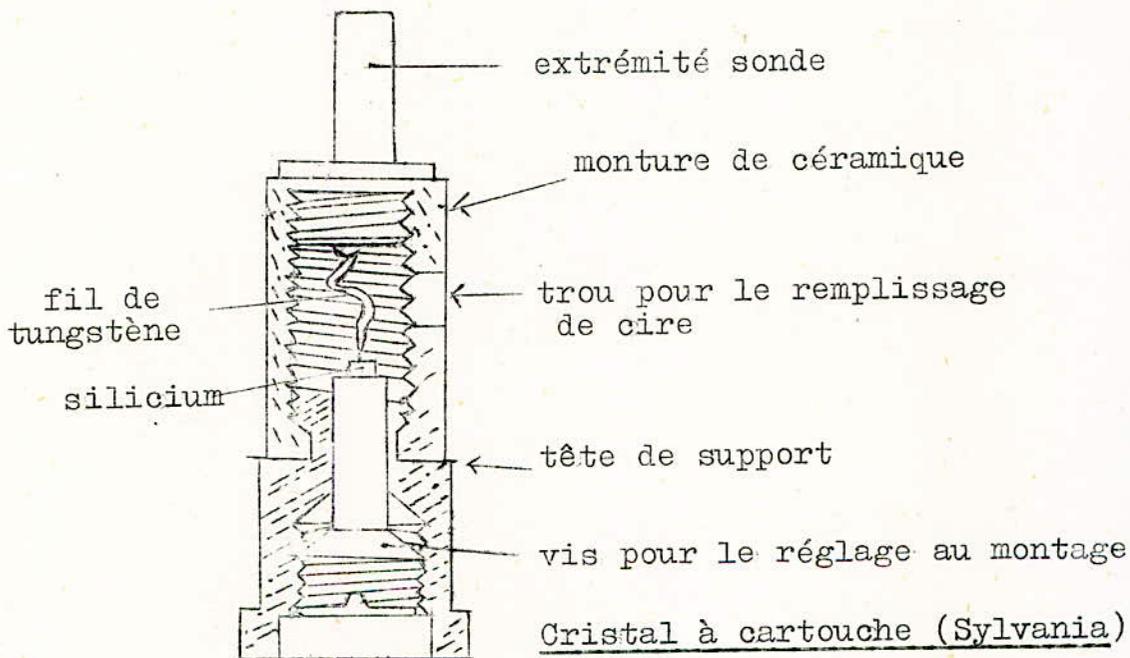
$$I = \frac{I}{2} e \cdot n \bar{v} \cdot \exp\left(-\frac{eV_I}{kT}\right) \cdot \left( \exp \frac{eV_0}{kT} - 1 \right)$$

## LES DETECTEURS HYPERFREQUENCES (suite)

### 3. Réalisation pratique du détecteur hyperfréquence:

Il existe deux types de détecteurs pour les ondes centimétriques : la cartouche et le coaxial.

Le principe est celui d'un petit morceau de semi-conducteur ( en général du silicium ), sur lequel est posé un fil très fin de tungstène appelé moustache de chat.



Pour la préparation préalable de la pastille, on prend un petit disque de silicium dopé qu'on pôle; puis on le brûle à 900 °C et on le traite chimiquement avec de l'acide fluorhydrique. Sur une des faces du disque, on dépose du nickel afin de pouvoir souder à l'étain le petit bloc de silicium sur son support.

On brise le disque en une vingtaine de petits morceaux qui constitueront un détecteur chacun.

## LES DETECTEURS HYPERFREQUENCES (suite)

### 4. Propriétés des détecteurs Hyperfréquences :

Lorsqu'ils se trouvent placés dans un guide d'ondes, les détecteurs hyperfréquences délivrent un courant proportionnel à la puissance hyperfréquence incidente (qui ne doit pas cependant pas dépasser quelques centaines de microwatts) :

$$i = a.P \quad ; \quad a = \text{sensibilité}$$

Cette propriété du cristal permet de lire directement la puissance sur un microampéremètre et de faire des comparaisons et des étalonnages.

Cependant la réalisation pratique du détecteur est très complexe et les mesures ne sont pas très fidèles.

On remarque, d'autre part, que la sensibilité a du détecteur varie avec la fréquence incidente.

### CONCLUSION:

Le cristal détecteur ne peut être utilisé que comme détecteur de minimum de tension le long d'une ligne de mesure dans le domaine des ondes centimétriques.

### 5. Quelques applications pratiques des détecteurs hyperfréquence :

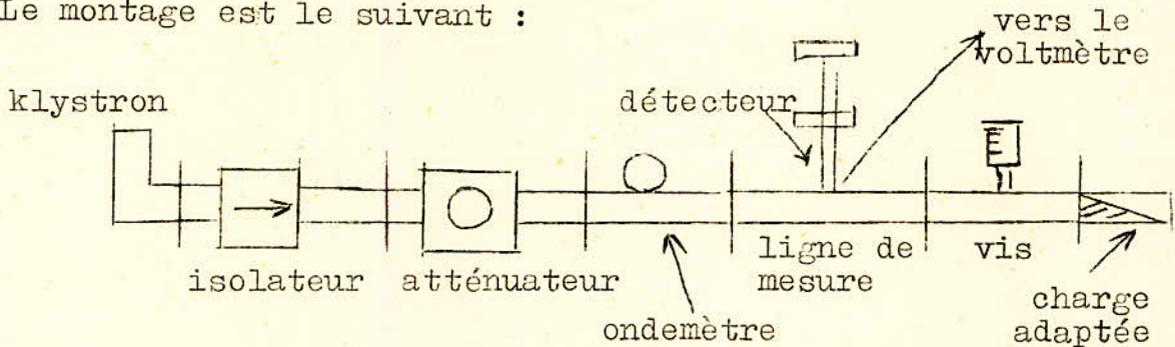
La mesure du T.O.S et le repérage d'un minimum de tension permet de déterminer la valeur d'une impédance inconnue. Nous avons utilisé un détecteur IN23 du type cartouche ( et de fabrication américaine: Sylvania C.) pour réaliser deux applications dans le domaine des hyperfréquences.

- variation de l'admittance d'une vis adaptatrice en fonction de l'enfoncement,
- tracé d'une impédance variable sur l'abaque de Smith.

## LES DETECTEURS HYPERFREQUENCE (suite)

a) Variation de l'admittance d'une vis en fonction de l'enfoncement à 9100 Mhz :

Le montage est le suivant :



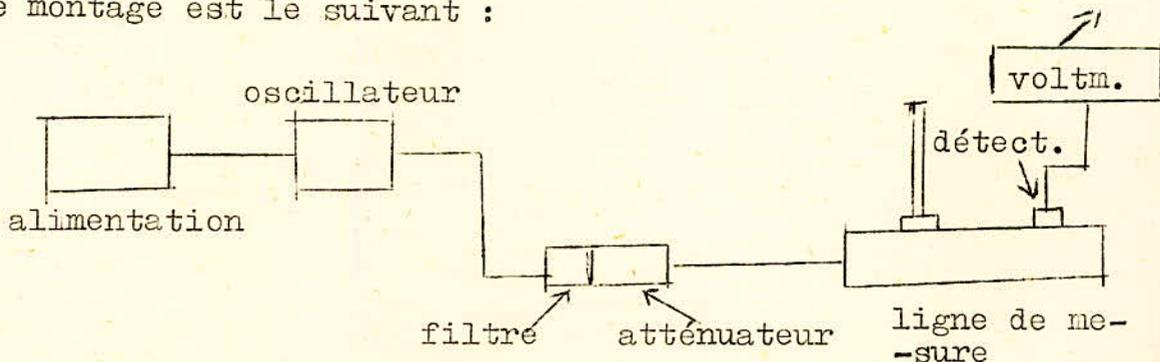
Après mesure on obtient l'admittance totale de la vis et de la charge adaptée :

$$Y = \frac{B + Y_0}{Y_0} = I + \frac{B}{Y_0}$$

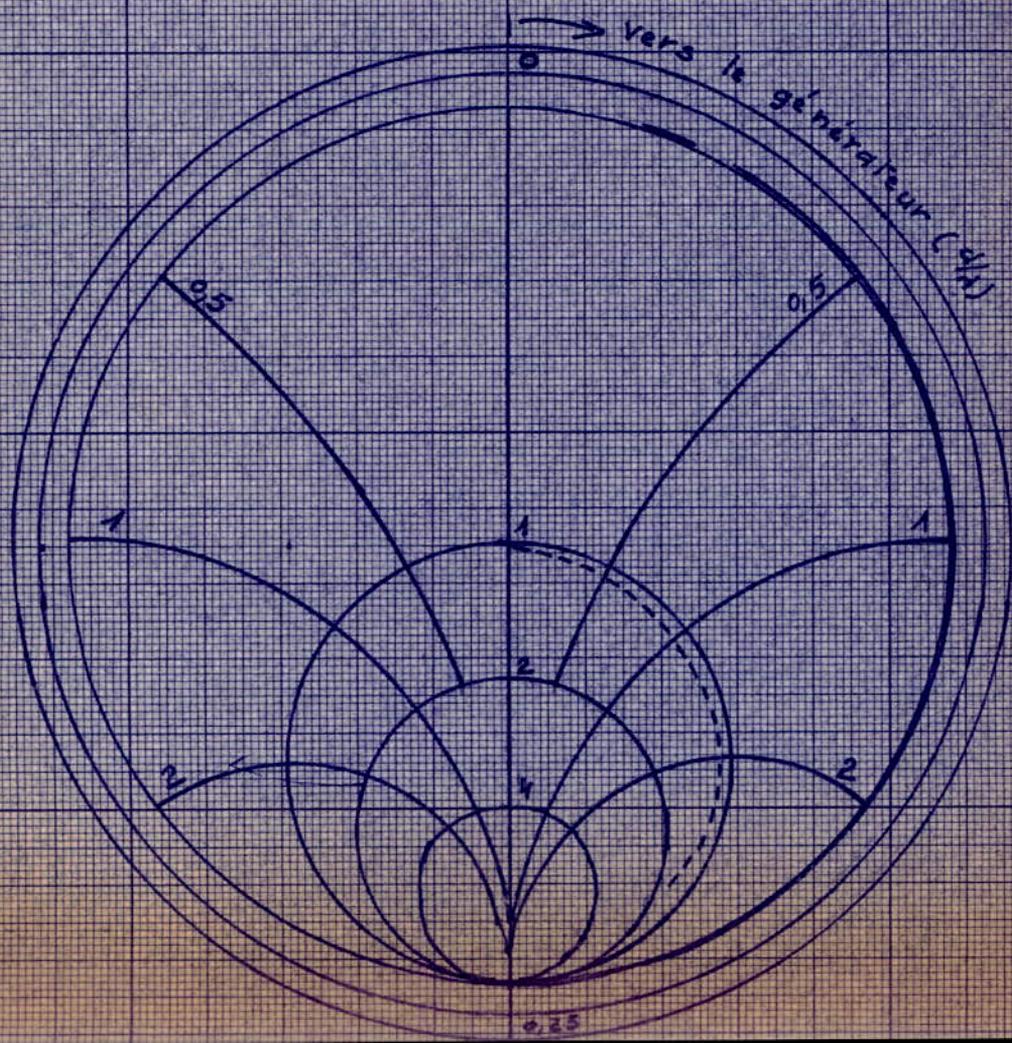
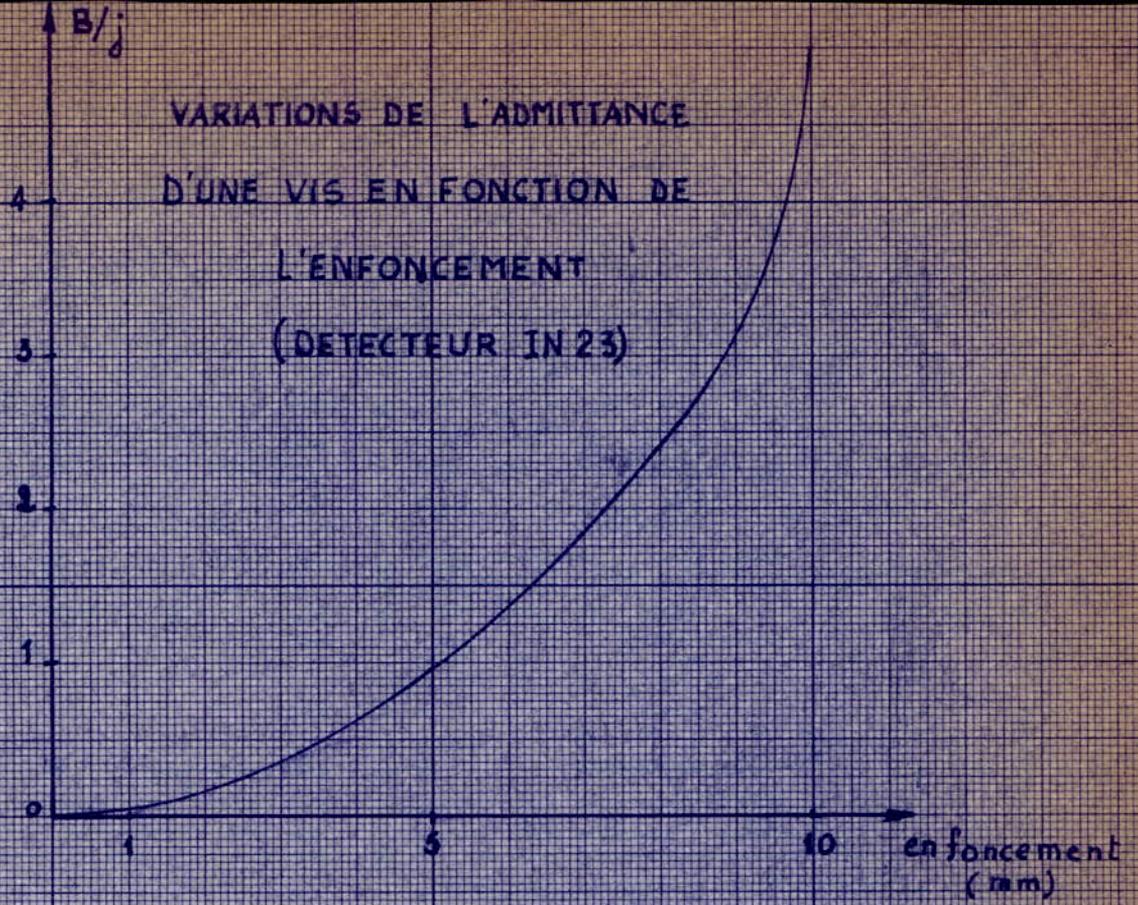
Il suffit de retrancher I pour avoir l'admittance de la vis seule et la courbe obtenue est représentée sur les bleus qui suivent.

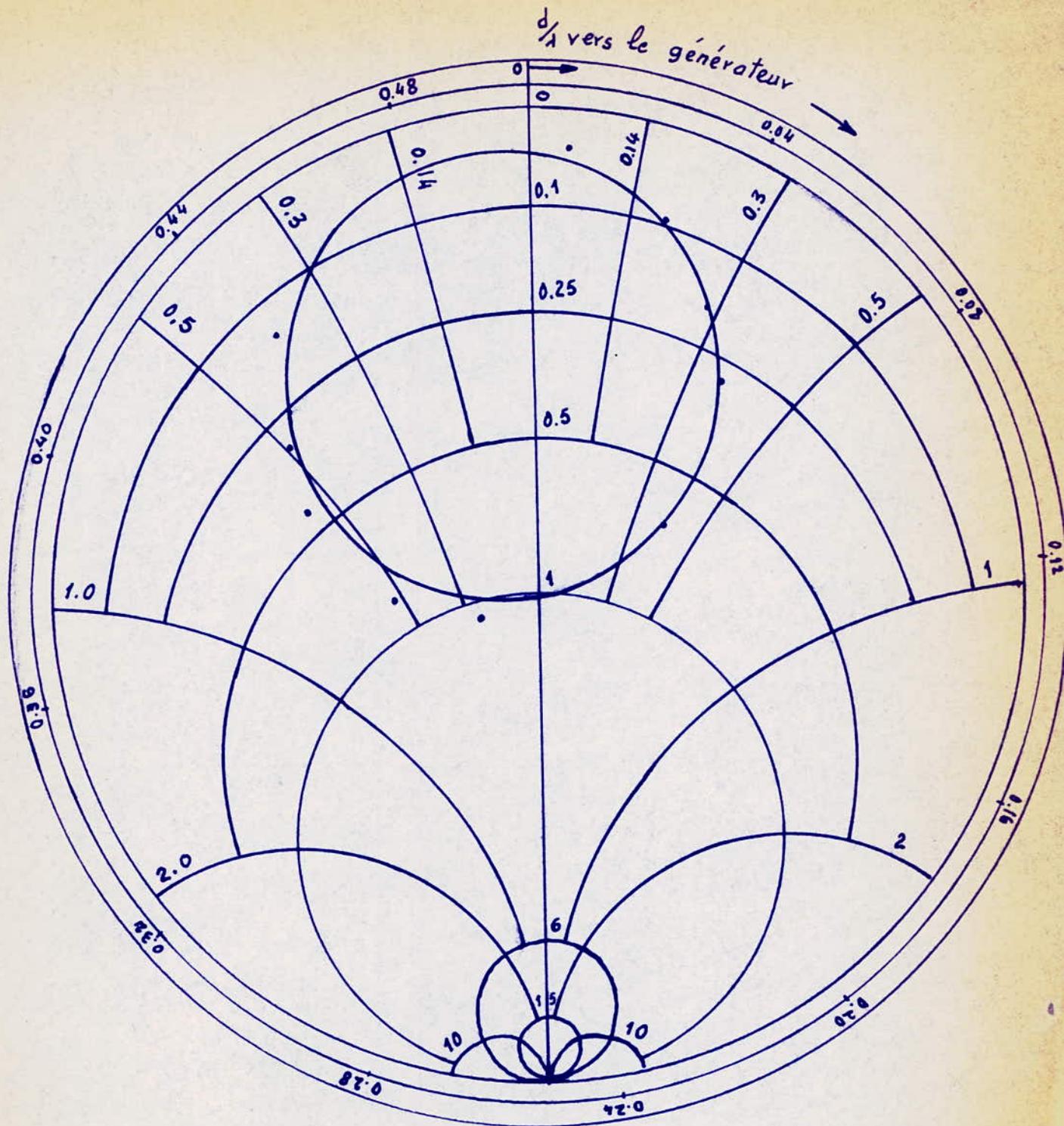
b) Traçé d'une impédance variable à 900 Mhz :

Le montage est le suivant :



Le traçé de l'impédance variable est porté sur abaque de Smith.





TRACE D'UNE IMPEDANCE VARIABLE AVEC UN  
 DETECTEUR HYPERFREQUENCE 1N23 (Sylvania Camp)

B I B L I O G R A P H I E  
-O-O-O-O-O-O-O-O-O-

1. D. HALLIDAY : Introduction à la physique nucléaire.
2. R.L. SPROULL : Modern physics.
3. NIELS & HANSEN : Les détecteurs de particules chargées.
4. REVUE de la RTCompelec : Les détecteurs semi-conducteurs.
5. IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE.
6. G. RAOULT : Les ondes centimétriques.
7. L'ONDE ELECTRIQUE.
8. MONTGOMERY : Mesures en hyperfréquences.
9. Techniques de l'ingénieur.

10. D. HALLIDAY : Introduction à la physique nucléaire.

11. R.L. SPROULL : Modern physics.

12. NIELS & HANSEN : Les détecteurs de particules chargées.

13. REVUE de la RTCompelec : Les détecteurs semi-conducteurs.

14. IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE.

15. G. RAOULT : Les ondes centimétriques.

16. L'ONDE ELECTRIQUE.