

2m11-2591.11

Université de Montréal

Étude du transport de charges dans un détecteur semi-conducteur au
CdZnTe muni d'électrodes coplanaires

par

Jean-François Courville

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Novembre, 1997

© Jean-François Courville, 1997



QC
3
U54
1998
V.008

Université de Montréal

Étude de transport de charges dans un détecteur semi-conducteur au
Célésite muni d'électrodes coplanaires

par
Jean-François Courville
Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maîtrise en sciences (M.Sc.)
en physique

1997



© Jean-François Courville, 1997

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude du transport de charges dans un détecteur semi-conducteur au
CdZnTe muni d'électrodes coplanaires

présenté par:

Jean-François Courville

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy,	président-rapporteur
Louis-André Hamel,	directeur de recherche
Viktor Zacek,	membre du jury

Mémoire accepté le: 19.12.1997

SOMMAIRE

La détection de la radiation par des détecteurs semi-conducteurs s'est longtemps faite avec des détecteurs au silicium ou au germanium. Depuis peu, de nouveaux semi-conducteurs, tels le CdTe et le CdZnTe, ont vu le jour. Leur utilisation comporte cependant des problèmes relativement aux mauvaises propriétés de transport des trous.

Deux détecteurs avec des géométries spéciales sont étudiés dans le présent ouvrage. Le premier détecteur est constitué de bandes d'électrodes perpendiculaires des deux côtés, anode et cathode, et permet d'obtenir une résolution en position.

Le deuxième détecteur quant à lui, est constitué de bandes d'électrodes reliées entre elles, du côté anode, de façon à obtenir deux peignes intercalés l'un dans l'autre. Ce dernier porte le nom de détecteur coplanaire et permet d'obtenir de meilleures résolutions en énergie par une diminution de la contribution des trous au signal.

Les processus d'interaction de la radiation avec la matière sont passés en revue ainsi que les mécanismes de transport de charge et de formation du signal. La comparaison entre notre modèle théorique et les données expérimentales prises avec des détecteurs à bandes et des détecteurs coplanaires est faite. Les paramètres d'opération optimaux pour des patrons d'électrodes coplanaires sont aussi obtenus.

ABSTRACT

Radiation detection by semiconductor devices has been done mostly by silicon and germanium detectors. Recently, new materials like CdTe and CdZnTe have been considered. Sadly, their use has brought new problems due to the poor transport properties of holes.

Two detectors with special geometries are studied in this paper. The first one has strips in orthogonal directions on the anode and cathode sides. This provides a two-dimensional position measurement.

The second detector has strips only on the anode side, which are joined in a way to obtain two interdigitated combs. This device is named coplanar detector and improves the energy resolution by reducing the contribution of holes to the signal.

Processes of radiation interaction with matter are reviewed and also the charge transport mechanisms in presence of an electric field. The signal formation is also explained. Simulations from our transport model and experimental data are compared for strip and coplanar detectors. Finally, optimal operation parameters for the coplanar design are obtained.

TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE	iii
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	ix
REMERCIEMENTS	xiv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1: Notions de base	3
1.1 Semi-conducteurs	3
1.1.1 Structure de bandes	4
1.2 Processus d'interaction	7
1.2.1 Interactions avec des photons	7
1.2.1.1 Absorption photoélectrique	8
1.2.1.2 Effet Compton	11
1.2.1.3 Production de paires électron-positron	13
1.2.2 Interactions avec des particules alpha	15
1.2.2.1 Interaction coulombienne	16

1.3	Système de détection	18
1.3.1	Électronique	20
1.3.2	Montage expérimental	23
1.4	Transport de charge	24
1.4.1	Impuretés	26
1.4.2	Transport des porteurs de charge	29
1.4.2.1	Signal induit	31
1.4.3	Méthodes de correction	32
	CHAPITRE 2: Bandes d'électrodes	35
2.1	Principe	35
2.2	Résolution en position	36
2.3	Champ et potentiel de pondération	41
2.4	Signaux	45
2.4.1	Spectre en énergie	50
	CHAPITRE 3: Électrodes coplanaires	54
3.1	Principe	54
3.2	Technique	55
3.2.1	Signaux	57
3.2.2	Spectres en énergie	60

3.3	Modèle vs. expérience	62
3.4	Résolution en position	65
3.5	Optimisation des paramètres d'opération d'un détecteur coplanaire	67
3.5.1	Optimisation de \bar{V} et ΔV	67
3.5.1.1	Conclusions sur \bar{V} et ΔV	71
3.5.2	Optimisation du gain relatif	74
3.5.2.1	Conclusions sur le gain relatif	75
CHAPITRE 4:	Discussion	77
4.1	Améliorations au modèle	78
4.2	Mesures futures	80
4.3	Conclusion	80
RÉFÉRENCES	82

LISTE DES TABLEAUX

1-I	Énergie des bandes interdites de différents semi-conducteurs.	6
1-II	Longueurs d'atténuation de rayons γ dans un cristal de CdZnTe pour trois sources radioactives.	8
1-III	Numéros atomiques de différents semi-conducteurs.	15
1-IV	Étendue, dispersion longitudinale et dispersion latérale lors de l'interaction de particules α dans un détecteur au CdZnTe.	18
1-V	Bande interdite et énergie de création de paires électron-trou dans différents semi-conducteurs.	19
1-VI	Mobilités dans différents semi-conducteurs à 300 K.	25
2-I	Différents paramètres obtenus pour les électrons.	49
2-II	Différents paramètres obtenus pour les trous.	50
3-I	Matrice d'erreurs pour les paramètres τ_C (taux de piégeage), τ_R (taux de dépiégeage) et μ (mobilité des électrons).	64
3-II	Différents paramètres obtenus pour les électrons (ligne du haut) et les trous (ligne du bas) grâce à MINUIT.	64
3-III	Tensions optimales pour les deux anodes et la cathode.	73
3-IV	Résumé des résultats de tensions optimales et du gain relatif optimal.	76

LISTE DES FIGURES

1-1	Dégénérescence des niveaux pour 2 atomes possédant chacun un électron, en fonction de la séparation des atomes.	5
1-2	Dégénérescence des niveaux pour N atomes possédant plusieurs électrons chacun, en fonction de la séparation des atomes.	5
1-3	Distribution longitudinale de charge obtenue de la simulation GEANT.	9
1-4	Distributions latérales initiales de charge obtenues de la simulation GEANT.	10
1-5	Création d'un électron Auger par l'effet photoélectrique.	11
1-6	Représentation schématisée de l'effet Compton.	12
	14	
1-8	Charge induite par les électrons se déplaçant vers l'anode (positive) dans un détecteur au CdZnTe.	21
1-9	Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co mesuré à l'aide d'un détecteur au CdZnTe. Le photopic (122 keV) est bien visible au canal 850.	23
1-10	Schéma du montage utilisé pour la prise de signaux avec un détecteur au CdZnTe.	24
1-11	Schéma du montage utilisé pour la prise de spectres en énergie.	24
2-1	Schéma d'un détecteur à bandes.	36

2-2	Signaux d'électrons produits sur 3 cathodes consécutives (X15, X16 et X17) ainsi que sur 3 anodes consécutives (Y5, Y6 et Y7), par l'interaction d'un faisceau laser vis-à-vis la cathode X16 et l'anode Y6.	37
2-3	Signaux d'électrons produits sur 3 cathodes consécutives (X15, X16 et X17) ainsi que sur 3 anodes consécutives (Y5, Y6 et Y7), par l'interaction d'un faisceau laser entre les cathodes X15 et X16 et entre les anodes Y5 et Y6.	38
2-4	Signal d'une impulsion laser de $40 \mu\text{m}$ de diamètre mesuré par trois cathodes consécutives. Les courbes représentent la hauteur d'impulsion d'une bande sur la somme des hauteurs d'impulsions des trois bandes. Le trait pointillé est la prédiction de notre modèle.	39
2-5	Conditions aux frontières pour le potentiel de pondération des bandes d'électrodes.	42
2-6	Potentiel de pondération pour des bandes d'électrodes de $50 \mu\text{m}$ de largeur et séparées par $50 \mu\text{m}$, c'est-à-dire des bandes d'un pas de $100 \mu\text{m}$. Le passage du potentiel maximal (1) au potentiel minimal (0), à la surface entre 2 bandes, se fait de façon linéaire.	44
2-7	Champ de pondération pour des bandes d'électrodes avec un pas de $100 \mu\text{m}$ sur l'axe perpendiculaire à l'électrode j et les électrodes $j \pm 1$	45
2-8	Effet de la largeur des bandes sur la sensibilité de ces dernières. Les largeurs présentées vont de $100\mu\text{m}$ à $400\mu\text{m}$ et la profondeur des détecteurs est de 2mm	46
2-9	Signaux mesurés par l'anode (électrode positive).	47

2-10	Signaux mesurés par la cathode (électrode négative).	47
2-11	Comparaison entre le modèle et l'expérience. Signal de trous produit sur l'anode par l'interaction de particules α incidentes du côté cathode.	49
2-12	Efficacités de collection de charge pour un détecteur à bandes de 1.4 mm.	51
2-13	Simulation GEANT du nombre d'événements en fonction de la profondeur d'interaction et de l'énergie des photons incidents. . .	52
2-14	Spectre en énergie simulé pour une source de ^{57}Co	53
3-1	Schéma d'un détecteur coplanaire.	55
3-2	Potentiel de pondération pour des électrodes coplanaires de 254 μm de largeur et de 1016 μm de période.	56
3-3	Signaux de charge induite simulés pour des détecteurs munis de nombres différents de bandes pour une interaction au centre du détecteur.	57
3-4	Signaux de charge induite mesurés par un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur et d'une période de 1016 μm . Le signal A est le signal mesuré par la bande collectante et le signal B celui mesuré par la bande non-collectante. La soustraction des deux signaux ($A - B$) est également montrée.	58

3-5	Potentiel de pondération de l'électrode collectante (A) d'un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur et d'une période de 400 μm possédant 9 bandes collectantes (A) et 9 non-collectantes (B). Les abscisses représentent la profondeur (0 à 2 mm) et la position latérale ($-4000 \mu\text{m}$ à $+4000 \mu\text{m}$).	59
3-6	Soustraction des potentiels de pondération du peigne collectant (A) et du peigne non-collectant (B) ($\phi_A - \phi_B$) pour le même détecteur que celui de la figure précédente. Les abscisses représentent la profondeur (0 à 2 mm) et la position latérale ($-4000 \mu\text{m}$ à $+4000 \mu\text{m}$).	60
3-7	Simulation de signaux de charge induite démontrant la séparation des signaux d'anode collectante et non-collectante lorsque l'interaction a lieu près d'un bord du détecteur.	61
3-8	Spectre en énergie d'une source de ^{137}Cs obtenu avec un détecteur à électrodes pleines.	62
3-9	Spectre en énergie d'une source de ^{137}Cs obtenu avec un détecteur coplanaire.	63
3-10	Superposition de signaux expérimental et simulé par MINUIT pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de 254 μm de largeur séparées par cette même largeur. Le trait lisse représente le signal simulé.	65
3-11	Balayage d'un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur possédant des bandes de 254 μm de largeur et un pas de 508 μm avec un faisceau laser par intervalles de 20 μm	66

3-12	Largeur à mi-hauteur (en keV) en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de V_B pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de 254 μm de largeur séparées par cette même largeur.	68
3-13	Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co obtenu avec un détecteur coplanaire pour des tensions d'opération de 100V sur le peigne non-collectant et de 110V sur le peigne collectant.	69
3-14	Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co obtenu avec un détecteur coplanaire pour des tensions d'opération de 300V sur le peigne non-collectant et de 310V sur le peigne collectant.	70
3-15	Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co obtenu avec un détecteur coplanaire pour des tensions d'opération de 300V sur le peigne non-collectant et de 340V sur le peigne collectant.	71
3-16	Courant de fuite en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de V_B pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de 254 μm de largeur séparées par cette même largeur.	72
3-17	Rapport pic sur vallée en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de V_B pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de 254 μm de largeur séparées par cette même largeur.	73
3-18	Largeur à mi-hauteur (en keV) en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de gains sur les signaux d'anode.	75
3-19	Rapport pic sur vallée en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de gains sur les signaux d'anode.	76

REMERCIEMENTS

Je souhaite remercier mon directeur de recherche, le Professeur Louis-André Hamel, pour m'avoir guidé dans un domaine qui m'était initialement inconnu. Ces conseils toujours judicieux, sa patience ainsi que les discussions aussi intéressantes que variées ont permis à ce mémoire de voir le jour et surtout, m'ont fait découvrir le monde excitant de la recherche.

Je tiens également à souligner l'apport important d'Olivier Tousignant, pour les nombreuses discussions que nous avons eues, les figures et programmes échangés ainsi que pour ses remarques toujours bien placées sur les comportements humains. Merci également à Wen Chao Chen pour son aide avec LATEX et PAW, à Martin Couillard pour son travail à l'été 1997 ainsi qu'à Hélène Lamothe pour son soutien moral et ses nombreux services rendus. Je ne voudrais surtout pas oublier ma famille et ma femme pour tout le support et les encouragements qu'ils m'ont donnés. Merci également pour leur patience.

Finalement, un dernier merci au Groupe de recherche en physique et technologie des couches minces (GCM) pour leur soutien financier.

INTRODUCTION

La détection de la radiation peut se faire de façon générale par trois types de détecteurs. Il y a dans un premier temps les systèmes où la détection est faite par l'ionisation d'un gaz. Ces systèmes sont communément appelés détecteurs au gaz. Un signal est obtenu de ce type de détecteur par la mesure de la dérive des ions et des électrons produits par le passage d'une particule chargée dans le détecteur. Cette dérive est possible grâce à un champ électrique présent dans le dispositif. Une limitation est toutefois simple à deviner. En effet, la densité des gaz étant de loin inférieure à celle des solides, les probabilités d'interaction sont beaucoup plus faibles dans un détecteur au gaz que dans un détecteur solide de même dimension. L'utilisation d'un système solide est donc souvent nécessaire.

Voici donc un deuxième type de détecteur, à base solide cette fois, les scintillateurs. Comme l'indique leur nom, ces dispositifs permettent la détection de la radiation par scintillation. En d'autres mots, une fraction de l'énergie cinétique d'une particule ionisante est transformée en lumière. Cette transformation est généralement produite par le processus de fluorescence, c'est-à-dire par émission de radiation suite à une excitation du matériau. La radiation ainsi produite est alors dirigée vers un système sensible à la lumière (souvent constitué d'un photomultiplicateur) où l'information est convertie en signal électrique. Une limitation apparaît également ici. La résolution, qui est essentiellement la capacité de mesurer la quantité d'énergie déposée avec précision, est relativement faible. La principale raison pour expliquer cette mauvaise résolution est qu'il existe d'autres processus de désexcitation que la fluorescence n'impliquant pas l'émission de photons. La perte d'énergie est faite dans ces cas sous forme de chaleur. Typiquement, il faut environ 1000 eV pour produire un photoélectron

dans le photomultiplicateur. L'information recueillie par ces détecteurs est donc limitée à des interactions où beaucoup d'énergie est déposée. Comme il n'existe aucune façon d'améliorer les résolutions des scintillateurs, outre le fait de trouver de nouveaux cristaux, il faut se tourner vers le dernier type de détecteurs: les semi-conducteurs.

L'utilisation de ces derniers remonte à un peu plus d'une quarantaine d'années. Des paires électron-trou, similaires aux paires ion-électron créées dans les détecteurs au gaz, sont produites par l'interaction de la radiation avec les atomes et les électrons présents dans le détecteur. Sous l'influence d'un champ électrique, ces porteurs de charge se déplacent et produisent ainsi un signal pouvant être facilement mesuré. Le principal avantage des semi-conducteurs face aux détecteurs au gaz est le numéro atomique beaucoup plus élevé, alors que face aux scintillateurs, les semi-conducteurs permettent, de façon générale, des résolutions en énergie de loin supérieures de par le nombre accru de porteurs créés par quantité d'énergie déposée. Les associations particulières de scintillateurs peuvent parfois avoir de meilleures résolutions en énergie, comme par exemple dans un calorimètres. Le présent ouvrage va être consacré à ce dernier type de détecteur uniquement, et en particulier au détecteur à base de CdZnTe, un semi-conducteur lourd.

CHAPITRE 1

Notions de base

1.1 Semi-conducteurs

Depuis le début de leur utilisation, l'intérêt porté à ces détecteurs est très vif. Cet engouement est expliqué, entre autre, par la très grande versatilité de ce type de détecteur. Les domaines d'application de ces dispositifs sont vastes et variés. Les domaines les plus cités sont l'astrophysique, la détection de déchets radioactifs, l'imagerie en milieu médical, la spectroscopie nucléaire, etc. Cette forte croissance de l'utilisation de ces systèmes de détection a permis à deux détecteurs en particulier de se démarquer. Ce sont ceux à base de silicium et de germanium. Une foule de publications ont alors suivi, ce qui a eu pour résultat une excellente compréhension des mécanismes de transport de charge dans ces dispositifs.

L'évolution des techniques de croissance de ces cristaux a également été formidable, ce qui a eu pour effet l'obtention de matériaux de pureté inégalée. Les résolutions qui peuvent être obtenues de ces détecteurs sont impressionnantes, mais celles-ci ne sont pas réalisées sans peine. En effet, la réfrigération à l'azote liquide, soit 77 kelvins, est essentielle, pour le germanium, pour minimiser le bruit thermique. Dans certains cas, dont celui du germanium à dérive de lithium (Ge(Li)), la réfrigération à ces températures doit être permanente afin d'éviter la destruction du détecteur. Cette réfrigération représente un investissement important et peut s'avérer être un problème lorsqu'il y a des contraintes d'espace.

Ces limitations ont dirigé les efforts vers des matériaux pouvant être utilisés à des températures plus élevées.

1.1.1 Structure de bandes

Le fait que certains semi-conducteurs puissent être utilisés à la température de la pièce alors que d'autres ne le peuvent pas, s'explique par la largeur des bandes interdites. La bande interdite est la région d'énergie qui sépare la bande de valence de celle de conduction. Comme son nom l'indique, la bande interdite est une région d'énergie inaccessible pour les électrons, ou les trous, du réseau cristallin. C'est la structure périodique des matériaux cristallins qui génère ces bandes.

On peut comprendre l'apparition de ces bandes par une levée de la dégénérescence due à la présence de plusieurs atomes situés à proximité les uns des autres, de façon périodique. Par exemple, lorsque deux atomes possédant chacun un seul électron se rapprochent, le peuplement d'un niveau d'énergie par les deux électrons de spins opposés provoquera un abaissement de l'énergie du système. Au contraire, deux électrons de même spin provoqueront une augmentation de cette énergie (figure 1-1). La généralisation de cet exemple à plusieurs atomes de plus d'un électron, permet de constater que des recouvrements des zones d'énergies permises apparaissent entre les différents niveaux. On aura ainsi des bandes dites interdites (figure 1-2, [1]).

Il devient alors clair que pour des matériaux différents, la largeur des bandes interdites va varier et l'énergie nécessaire pour élever un électron de la bande de valence à la bande de conduction sera changée. Un détecteur possédant une bande interdite plus large que celle du Ge par exemple pourra être utilisé à la température de la pièce. D'autre part, la largeur des bandes interdites définit également le type de matériau comme étant un semi-conducteur ou un isolant.

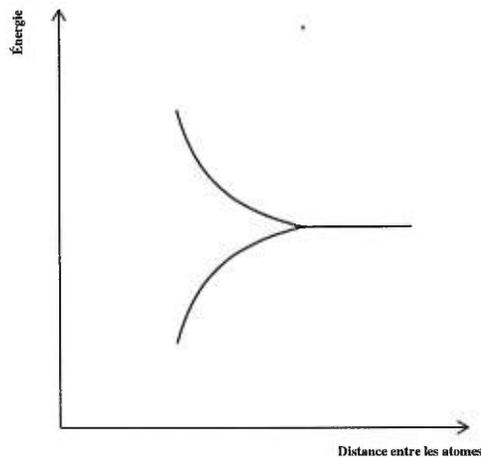


FIGURE 1-1. Dégénérescence des niveaux pour 2 atomes possédant chacun un électron, en fonction de la séparation des atomes.

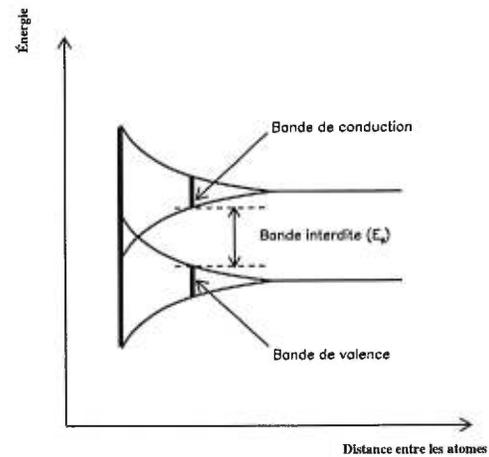


FIGURE 1-2. Dégénérescence des niveaux pour N atomes possédant plusieurs électrons chacun, en fonction de la séparation des atomes.

De manière générale, des bandes interdites de plus de 5 eV forment des isolants alors que les semi-conducteurs se situent sur une plage de 0.1 eV à 4 ou 5 eV en moyenne. Une distinction supplémentaire doit être faite entre les conducteurs et les semi-conducteurs, le peuplement de la bande de valence. Dans un conducteur, celle-ci est partiellement remplie de telle sorte qu'aucune bande interdite ne peut être définie. Ainsi, n'importe quel champ électrique produit un courant dans un conducteur. Les semi-conducteurs quant à eux ont leurs bandes de valence entièrement pleines à 0 kelvin de telle sorte que même un champ électrique élevé ne produit aucun courant.

La table 1-I donne une liste des largeurs de bandes interdites, que l'on nomme souvent "gap", pour plusieurs semi-conducteurs connus.

On définit la probabilité par unité de temps pour qu'une paire électron-trou soit constituée par effet thermique par l'expression suivante [2]:

TABLEAU 1-I. Énergie des bandes interdites de différents semi-conducteurs.

Matériau	Énergie (eV)
Ge	0.70
Si	1.10
CdTe	1.51
CdZnTe	1.60
GaAs	1.50
HgI ₂	2.13

$$p(T) = CT^2 \exp(-E_g/2kT) \quad (1.1)$$

où T est la température en kelvins, k la constante de Boltzmann (qui vaut $8.617 \cdot 10^{-5} eV/K$), C une constante de proportionnalité et E_g l'énergie de la bande interdite.

On constate que pour des bandes interdites plus larges, c'est-à-dire des E_g plus importants, moins de paires électron-trou sont créées et un bruit thermique moins important est alors observé. Parmi les semi-conducteurs à large bande interdite, deux types en particulier retiennent notre attention. Il s'agit du CdTe et du CdZnTe. Leur utilisation à la température de la pièce est tout à fait possible. Cependant, comme l'intérêt pour ces détecteurs est relativement récent, les techniques de croissance des cristaux ne sont pas encore à point. La qualité de ces derniers est donc de loin inférieure à celle du germanium haute pureté (HPGe) ou du Si. Malgré cela, de très bonnes mesures peuvent être prises grâce à certaines astuces qui seront décrites plus loin.

1.2 Processus d'interaction

Il est essentiel de comprendre les processus physiques ayant cours lors des transferts d'énergie pendant une interaction, afin de pouvoir améliorer nos connaissances des mécanismes de formation du signal. Selon le type de particule interagissant dans le détecteur, différents types d'interaction auront lieu. Notre étude sera ici limitée aux photons (γ) et aux particules alpha (α).

1.2.1 Interactions avec des photons

Deux sources de photons sont ici mentionnées, tout d'abord les sources radioactives et ensuite, les impulsions laser. L'utilisation de sources radioactives permet d'obtenir des photons d'une énergie plus grande que celle obtenue avec le laser. Ainsi, les photons émis par une source de ^{57}Co auront des énergies (E_γ) de 122 keV et 136 keV principalement. Dans le cas des photons provenant du laser, les énergies pourront être de 2.5 eV par exemple. Cependant, une très grande quantité de photons est envoyée dans une impulsion du laser. C'est pour cette raison que des signaux de grande amplitude peuvent être obtenus du laser, malgré que l'énergie de chaque photon soit si faible.

La forme des signaux mesurés par le détecteur est alors bien différente lorsque les photons proviennent de l'une ou l'autre de ces sources, ainsi que la région d'interaction. En effet, puisque l'énergie des photons du laser est si faible, ils interagissent en surface et les signaux sont presque tous identiques. Les γ provenant d'une source radioactive interagissent à des profondeurs qui dépendent de leur énergie initiale, contrairement aux photons des impulsions laser. Il est alors possible de définir la distance moyenne parcourue dans la direction parallèle au déplacement des photons comme la longueur d'atténuation. Une simulation MONTE CARLO GEANT [3] a été faite pour calculer la longueur d'atténuation des γ provenant de trois sources radioactives différentes dans un détecteur au

CdZnTe de densité de 6.2 g/cm^3 . Les résultats sont présentés dans le tableau 1-II.

TABLEAU 1-II. Longueurs d'atténuation de rayons γ dans un cristal de CdZnTe pour trois sources radioactives.

Source	E_γ	Longueur d'atténuation (mm)
^{57}Co	122 keV	1.91
^{22}Na	511 keV	22.00
^{137}Cs	662 keV	26.00

Les distributions de charge d'espace dans les directions latérale (plan perpendiculaire à la direction des photons) et longitudinale ont également été calculées avec l'aide d'une simulation GEANT pour un détecteur de 1.5 mm d'épaisseur et pour une source de ^{57}Co . Les figures 1-3 et 1-4 montrent les résultats de ces simulations.

Trois processus sont généralement possibles lors d'une interaction avec des γ . Il s'agit de l'absorption photoélectrique, de l'effet Compton ainsi que de la création de paires électron-positron.

1.2.1.1 Absorption photoélectrique

Dans le processus d'absorption photoélectrique, le photon incident transfère entièrement son énergie à un électron atomique, appelé dans ce cas précis un photoélectron, qui sera éjecté de sa couche électronique avec une énergie égale à celle du photon incident moins l'énergie de liaison de l'électron. La couche K, qui est celle où l'énergie de liaison est la plus grande, est la couche d'où l'électron s'échappe avec la plus grande probabilité. L'électron qui quitte laisse ainsi une lacune dans l'atome absorbeur. Cette dernière pourra être comblée, soit par

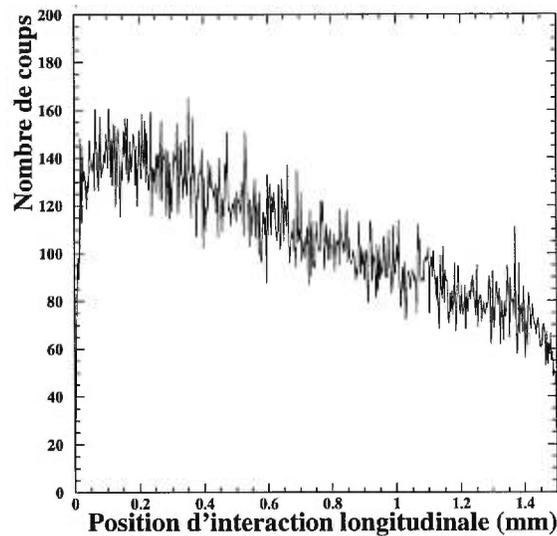


FIGURE 1-3. Distribution longitudinale de charge obtenue de la simulation GEANT.

un réarrangement des électrons de l'atome, soit par la capture d'un électron du milieu. Le résultat de ce déplacement d'électron cause dans la majorité des cas la production d'un rayon-X caractéristique et dans un nombre plus restreint de cas, l'émission d'un électron Auger.

La figure 1-5 est un schéma du processus de création d'un électron Auger. L'absorption du photon par l'électron de la couche K qui est éjecté (a) produit une lacune qui sera comblée par un électron des couches supérieures. Ici, l'électron de la couche L passe à la couche K en émettant un rayon-X caractéristique (c) puis un électron de la couche M vient combler la couche L (b) en émettant à son tour un photon (e). Lorsque le rayon-X (c) est réabsorbé par un électron de la couche L et que celui-ci est éjecté (d), on lui donne le nom d'électron Auger. Par la suite, un électron de la couche N vient combler la lacune en émettant un rayon-X caractéristique (f).

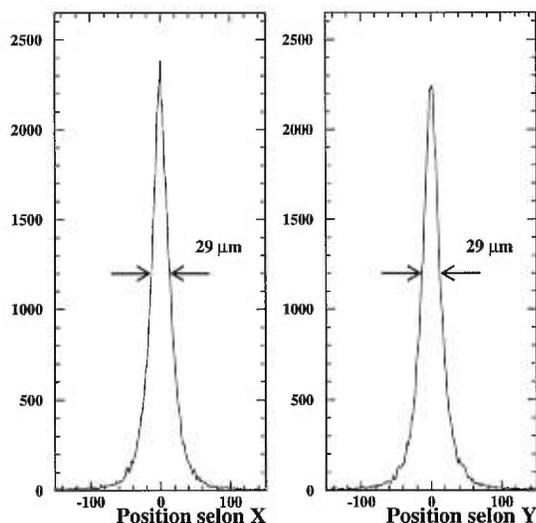


FIGURE 1-4. Distributions latérales initiales de charge obtenues de la simulation GEANT.

Si l'énergie de liaison de la couche K est E_b ("binding energy") et l'énergie du photon incident est $h\nu$, alors l'énergie du photoélectron, E_{e^-} , sera donnée par l'équation qui suit:

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.2)$$

L'absorption photoélectrique est le processus dominant pour des photons de faible énergie, généralement 400 keV et moins pour des matériaux avec des numéros atomiques d'environ 50 (figure 1-7). Une expression approximée de la probabilité d'absorption phototélectrique par unité de distance parcourue par le photon, communément appelée longueur d'atténuation (τ), est donnée par l'expression suivante:

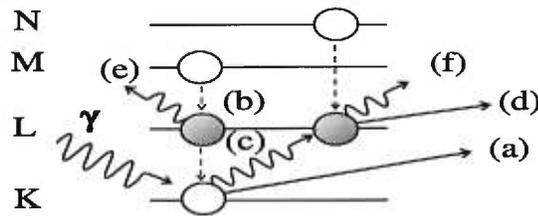


FIGURE 1-5. Création d'un électron Auger par l'effet photoélectrique.

$$\tau(m^{-1}) = aN \frac{Z^n}{E_\gamma^3} [1 - O(Z)] \quad (1.3)$$

où a est une constante, N est la densité d'atomes de l'absorbeur, Z est le numéro atomique et n varie entre 4 et 5.

1.2.1.2 Effet Compton

L'effet Compton diffère de l'absorption photoélectrique par la quantité d'énergie transférée à l'électron par le photon incident. En effet, ce n'est plus la totalité de l'énergie mais seulement une fraction variable de cette dernière. Le photon continue son trajet avec une énergie diminuée et faisant un angle θ avec sa trajectoire initiale. Seule une fraction de l'énergie et de l'impulsion du γ est transférée à un électron de recul, (a), comme on peut le constater sur la figure 1-6.

Comme tous les angles sont permis, l'énergie déposée par le photon peut prendre toutes les valeurs entre 0 et une fraction importante de l'énergie du photon. L'équation 1.4 donne la relation entre l'énergie incidente ($h\nu$), finale ($h\nu'$), la masse de l'électron (m_0) et l'angle entre les trajectoires initiale et finale (θ).

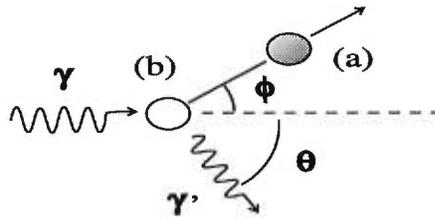


FIGURE 1-6. Représentation schématisée de l'effet Compton.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (1.4)$$

On peut constater que le photon ne peut pas laisser entièrement son énergie à l'électron. En effet, l'énergie minimale avec laquelle le photon peut repartir est obtenue en mettant $\theta = \pi$ dans l'équation 1.4:

$$h\nu'_{\min} = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \quad (1.5)$$

La reconstruction d'un événement Compton est un peu plus difficile que celle d'un événement photoélectrique puisqu'une étape de plus est nécessaire, soit le calcul de l'énergie déposée par le photon incident. Ce calcul est possible avec la formule 1.4, si les directions initiale et finale du photon sont connues, ce qui n'est habituellement pas le cas.

Ce processus est surtout dominant pour les énergies comprises entre 400 keV et 6 MeV (figure 1-7). La dépendance de la probabilité de produire un effet Compton par unité de distance parcourue par le photon (σ) en fonction du numéro atomique est linéaire, contrairement à celle de l'absorption photoélectrique qui était en Z^4 ou Z^5 . Cette quantité, communément appelée longueur d'atténuation Compton, n'a pas d'expression simple. Elle peut cependant être écrite sous la

forme suivante:

$$\sigma(m^{-1}) = NZf(h\nu) \quad (1.6)$$

avec les N et Z définis plus haut et $f(h\nu)$ une fonction de l'énergie du γ .

Il est également possible d'obtenir la distribution angulaire de diffusion des rayons gammas avec la formule de Klein-Nishina, à partir de la section efficace de diffusion différentielle donnée ci-dessous:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha} \right]^3 \left[\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha]} \right] \quad (1.7)$$

où $\alpha = h\nu(1 - \cos \theta)/m_0c^2$ et r_0 est le rayon classique de l'électron ($r_0 = 2.818 \cdot 10^{-15}m$).

1.2.1.3 Production de paires électron-positron

Ce dernier processus est simplement la transformation du photon incident en un électron et un positron. Ce passage du photon à la paire de particules ne peut pas se faire de façon spontanée afin de ne pas violer la conservation de l'énergie et de l'impulsion. La présence du champ coulombien d'un noyau, ou d'un électron, est nécessaire. On constate immédiatement que l'énergie minimale pour que cette transformation soit possible est d'au moins deux fois la masse au repos de l'électron (qui est la même que celle du positron), soit 1.02 MeV. Dans les faits, cette énergie n'est qu'un seuil et le processus est vraiment plus probable à partir du double de cette énergie. L'énergie résiduelle ($h\nu - 1.02MeV$) est transférée sous forme d'énergie cinétique aux deux nouvelles particules.

Habituellement, deux photons de 511 keV sont émis, suite à l'annihilation du positron dans le matériau. Comme ces deux photons peuvent être énergétiques,

d'autres interactions peuvent avoir lieu dans le détecteur. Cette radiation d'annihilation doit donc être prise en compte.

La probabilité de production d'une paire par unité de distance parcourue par le photon (κ) dépend approximativement du carré du numéro atomique. L'expression 1.8 explicite cette dépendance.

$$\kappa(m^{-1}) = NZ^2 f(h\nu, Z) \quad (1.8)$$

N et Z sont toujours les mêmes, $f(h\nu, Z)$ est une fonction qui dépend légèrement de Z et augmente avec l'énergie du photon.

Ce processus, possible à partir de 1.02 MeV est surtout dominant pour des énergies supérieures à 6 MeV pour des numéros atomiques de 50 (figure 1-7).

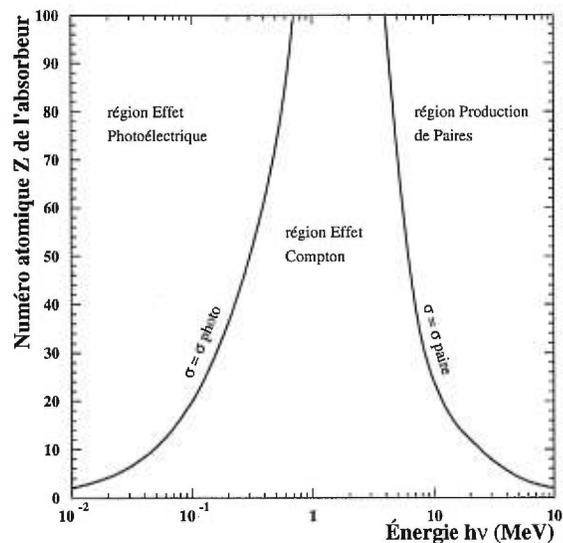


FIGURE 1-7. Domaine d'action des processus d'interaction des photons. Le trait plein représente une probabilité égale pour deux processus différents [2].

Pour la spectroscopie gamma ou rayon-X, l'absorption photoélectrique est le

processus désiré. En effet, puisque la totalité de l'énergie du photon incident est déposée, l'événement est facilement reconstituable. L'intérêt de matériaux tels le CdTe et le CdZnTe qui possèdent des numéros atomiques plus élevés que ceux du silicium ou du germanium est alors d'autant plus marqué. On retrouve dans le tableau 1-III les numéros atomiques des matériaux mentionnés dans la section 1.1.1.

TABLEAU 1-III. Numéros atomiques de différents semi-conducteurs.

Matériau	Numéro atomique
Ge	32
Si	14
CdTe	48,52
CdZnTe	48,30,52
GaAs	31,33
HgI ₂	80,53

1.2.2 Interactions avec des particules alpha

De par leur nature électrique, charge de +2, les α interagissent avec la matière selon des processus différents de ceux des photons décrits plus haut. Plus exactement, les particules chargées perdent leur énergie par interaction coulombienne avec les électrons et les noyaux, par émission de radiation électromagnétique (appelée bremsstrahlung), par interaction nucléaire et finalement par émission de radiation Cerenkov. Contrairement aux photons, la probabilité qu'une particule chargée traverse un matériau sans y déposer d'énergie est à toutes fins pratiques nulle.

Pour les particules alpha, les trois derniers processus sont tout à fait négligeables. Il ne reste alors qu'un seul processus d'intérêt, l'interaction coulombienne.

1.2.2.1 Interaction coulombienne

Comme indiqué plus haut, l'interaction coulombienne de la particule α peut se faire avec les noyaux ou bien avec les électrons atomiques. De manière approximative, le nombre d'interactions dépend de la section de la particule considérée. Le rayon (R) du noyau étant de l'ordre de 10^{-14}m et celui de l'atome de 10^{-10}m , on peut calculer le rapport des interactions avec les noyaux et les électrons:

$$\frac{\text{Nombre d'interaction avec les électrons}}{\text{Nombre d'interaction avec le noyau}} \approx \frac{R_{\text{atome}}^2}{R_{\text{noyau}}^2} = 10^8$$

Il faut par contre faire attention puisque lorsque l'interaction a lieu avec un noyau, la perte d'énergie est alors beaucoup plus importante que lorsque celle-ci a lieu avec un électron. Le rapport précédent indique cependant qu'une telle interaction arrive très peu souvent, de telle sorte qu'il est possible de la négliger.

Puisque l'interaction est faite avec les électrons du matériau absorbeur et que ce dernier en contient un très grand nombre, la perte d'énergie de la particule incidente se fait de façon continue. Il est donc pratique de définir la perte d'énergie de la particule alpha par unité de distance parcourue, soit la puissance d'arrêt, par l'expression qui suit [4]:

$$\frac{dE}{dx} (\text{MeV/m}) = 4\pi r_0^2 z^2 \frac{m_0 c^4}{v^2} N Z \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} - \frac{v^2}{c^2} \right) \right] \quad (1.9)$$

ici, r_0 est le rayon classique de l'électron, z la charge de la particule incidente, m_0 la masse de l'électron, Z le numéro atomique du matériau absorbeur, N la densité d'atomes et I le potentiel moyen d'excitation du matériau. Il est à noter que pour des particules non relativistes ($v \ll c$), la puissance d'arrêt varie en $1/v^2$. Il est important de noter que cette expression est valide tant que la vitesse de

la particule chargée est supérieure à celle des électrons de l'absorbeur. Lorsque cette vitesse devient plus faible, la particule chargée capturera des électrons de l'absorbeur jusqu'à ce qu'elle devienne neutre.

Dans la région d'application de l'équation 1.9, la perte d'énergie est plus importante pour des vitesses faibles. Cette constatation peut s'expliquer par la présence prolongée de la particule α dans le voisinage des électrons, à des vitesses moins élevées. La quantité d'énergie maximale qui peut être enlevée par un électron est $\frac{4Em_0}{m}$, avec E et m représentant l'énergie et la masse de la particule α et m_0 représentant la masse de l'électron. Ce rapport correspond environ à 1/1836 de l'énergie de la particule α . Cette fraction étant faible, le trajet emprunté par la particule alpha sera plutôt linéaire, sauf peut-être en fin de parcours où les pertes par interaction avec les noyaux deviennent importantes.

Il est pratique, comme pour l'interaction des photons avec la matière, de définir une distance longitudinale moyenne parcourue dans le cristal pour une énergie donnée. La dispersion ou la fluctuation longitudinale autour de la distance moyenne est également une valeur intéressante à obtenir. Finalement, la dispersion latérale représente un troisième paramètre intéressant à calculer pour une énergie donnée dans un matériau donné. Ces trois paramètres ont été calculés grâce au logiciel de transport d'ions TRIM [5], pour deux sources de particules α entrant dans du CdZnTe. Les résultats sont présentés dans le tableau 1-IV.

Le transfert d'énergie étant au profit des électrons, ceux-ci seront, soit élevés sur une couche électronique plus énergétique, soit éjectés de l'atome. Ces processus sont respectivement appelés excitation et ionisation. L'excitation de l'électron donnera lieu à la production de rayon-X lors de la désexcitation de ce dernier, tandis que l'ionisation produira un effet différent. L'électron, maintenant libre, pourra à son tour ioniser d'autres atomes si son énergie est suffisamment élevée.

TABLEAU 1-IV. Étendue, dispersion longitudinale et dispersion latérale lors de l'interaction de particules α dans un détecteur au CdZnTe.

Source	E_γ MeV	Étendue longitudinale μm	Dispersion longitudinale μm	Dispersion latérale μm
^{241}Am	5.275	15.9	0.5	0.9
^{244}Cm	5.804	18.3	0.4	1.2

1.3 Système de détection

L'obtention d'un signal par un détecteur semi-conducteur nécessite un système de détection, c'est-à-dire que le cristal semi-conducteur seul ne suffit pas. Il faut le munir d'autres composantes et le relier à un système d'acquisition de données.

À la base, il y a le cristal lui-même, où l'interaction a lieu. Une fois qu'un événement a eu lieu dans le cristal, il est essentiel de pouvoir mesurer l'énergie déposée. La façon de faire est de munir le matériau d'électrodes, qui sont simplement des couches métalliques, chimiquement liées au semi-conducteur. Afin de comprendre l'utilité des électrodes, il faut comprendre ce qui se passe lorsqu'il y a interaction dans l'absorbeur.

L'énergie déposée, que ce soit par absorption photoélectrique, par effet Compton, par production de paires électron-positron ou bien par interaction coulombienne d'une particule chargée avec les électrons atomiques du semi-conducteur, produira essentiellement le même effet, soit un transfert d'énergie de la particule incidente vers les électrons du cristal. Ces derniers pourront passer de la bande de valence, ainsi que des bandes plus profondes qui sont occupées, à la bande de conduction si l'énergie absorbée est suffisamment grande. Le départ

de l'électron de la bande de valence laissera une lacune dans celle-ci. Cette lacune est appelée un trou. On attribue à cette quasi-particule une charge positive (un déficit d'électron négatif). Les paires électron-trou ainsi créées demandent donc beaucoup plus d'énergie que la bande interdite. Par chance, une restructuration a lieu, durant laquelle une désexcitation de ces paires en crée de nouvelles mais des pertes par phonons vont cependant limiter le nombre de nouvelles paires formées. Cette cascade a pour effet de diminuer l'énergie moyenne de création de paire. Il demeure toutefois que les énergies de création de paire sont plus élevées que les largeurs de bandes interdites, comme on peut le constater dans le tableau 1-V.

TABLEAU 1-V. Bande interdite et énergie de création de paires électron-trou dans différents semi-conducteurs.

Matériau	Énergie de création de paires (eV)	Largeur de bande interdite (eV)
Ge	2.96	0.67
Si	3.61	1.12
CdTe	4.43	1.51
CdZnTe	5.00	1.60
GaAs	4.27	1.50
HgI ₂	4.15	2.13

En l'absence de champ électrique entre les électrodes, les électrons de la bande de conduction se recombinent avec les trous de la bande de valence. Par contre, si un champ électrique est placé entre l'anode et la cathode, un déplacement des porteurs de charge, les trous et les électrons, sera observé. Évidemment, les deux types de porteurs se déplacent dans des directions opposées étant donné leurs charges électriques opposées.

C'est grâce à la présence du champ électrique qu'un signal peut être mesuré. En effet, la quantité d'énergie déposée lors de l'interaction se traduit en nombre de

porteurs créés en utilisant les valeurs du tableau 1-V. En supposant que toutes les charges, à la fois les électrons et les trous, soient collectées, il est facile de connaître l'énergie de la particule incidente (γ , α , etc) si toute cette énergie est effectivement déposée dans le détecteur.

La mesure de la quantité d'énergie déposée n'est pas encore possible avec le système présentement décrit. Il faut ajouter au dispositif des composantes électroniques qui serviront à amplifier et transformer le signal recueilli sur les électrodes.

1.3.1 Électronique

L'utilisation de plusieurs modules électroniques est essentielle à la collection d'un signal sur le détecteur. Le tout premier module est l'alimentation ou la source de tension, qui sert à produire le champ électrique entre les électrodes. Ce dernier n'est pas directement relié au détecteur mais l'est plutôt par l'intermédiaire d'un deuxième module électronique, le préamplificateur. L'alimentation est fournie à travers une résistance de charge qui doit être aussi grande que possible afin de réduire le bruit. La différence de potentiel présente entre les électrodes peut produire un courant de fuite, ou un déplacement de charge d'une électrode à l'autre, important si la résistance de charge n'est pas assez grande. On obtient de cette façon une limite d'environ $10^9 \Omega$ pour celle-ci.

Une fois la tension fixée, le rôle du préamplificateur peut maintenant être défini. Puisque les signaux, qui sont en fait la charge induite par les porteurs de charge se déplaçant dans le champ électrique, sont très petits, une première amplification, sans mise en forme, doit être effectuée. C'est exactement le rôle tenu par le préamplificateur. La capacitance d'entrée devant être aussi petite que possible, la proximité du détecteur et du préamplificateur est exigée afin d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit. Les signaux à la sortie du préamplificateur

contiennent beaucoup d'information. Deux choix sont à ce moment possibles. Tout d'abord, diriger ces signaux vers un oscilloscope où la forme de ces derniers peut être analysée. Autre possibilité, diriger les signaux vers une nouvelle série de modules afin d'obtenir un spectre en énergie.

Un exemple de signal observé à la sortie du préamplificateur est présenté à la figure 1-8. Le signal a été obtenu avec un détecteur au CdZnTe avec une source gamma de 122 keV, soit le ^{57}Co . L'étude de ce type de signal sera faite dans la section 2.4.

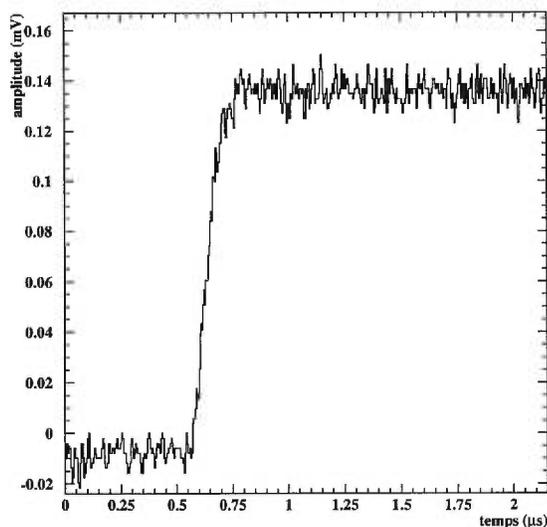


FIGURE 1-8. Charge induite par les électrons se déplaçant vers l'anode (positive) dans un détecteur au CdZnTe.

L'obtention d'un spectre en énergie à partir du signal de sortie du préamplificateur se fait avec l'aide d'un amplificateur, d'un convertisseur analogique-à-digital ainsi que d'un analyseur multicanal. Comme son nom l'indique, l'amplificateur amplifie le signal mais il fait également beaucoup plus. Afin de comprendre son utilité, une définition du spectre en énergie s'avère d'une grande aide.

Le spectre en énergie représente le nombre d'événements mesurés en un certain temps en fonction de l'énergie mesurée, cette dernière étant déterminée par l'amplitude du signal amplifié. Autrement dit, lorsqu'un événement de X keV a lieu à l'intérieur du détecteur, cette énergie est transformée en paires électron-trou. Le déplacement de ces paires induit un signal sur les électrodes qui aura une amplitude proportionnelle à l'énergie déposée. En comptant le nombre de fois que chaque énergie revient pendant un certain temps, on obtient un spectre en énergie.

Évidemment, un signal bruyant influencera l'amplitude des signaux mesurés. Cette fluctuation dégrade la qualité des spectres et une élimination de celle-ci est souhaitable. C'est justement le rôle de l'amplificateur que de réduire ces fluctuations.

Ce module sert en fait de filtre passe-bande. Il limite la réponse des instruments aux fréquences où le signal possède des composantes utiles. Ces filtrations en fréquence sont obtenues en différenciant (filtre passe-haut) et en intégrant (filtre passe-bas) le signal avec des constantes de temps, $\tau = RC$, qui peuvent être optimisées. Ces filtres sont simplement des agencements de résistances et de capacitances, d'où le produit RC . Une amélioration supplémentaire du rapport signal sur bruit est obtenue en intégrant une deuxième fois le signal. De cette façon, la mise en forme s'approche un peu plus de celle d'une gaussienne qui offre des avantages quant à ce rapport.

Finalement, comme l'analyseur multicanal doit recevoir un signal digital et non analogique, c'est-à-dire une valeur numérique de l'amplitude, il est nécessaire d'utiliser un ADC (Analog to Digital Converter) ou convertisseur analogique-à-digital. L'analyseur multicanal ajoute une unité dans le canal de l'énergie mesurée. Un exemple de spectre en énergie obtenu avec un détecteur semi-conducteur de CdZnTe pour des γ de 122 keV est montré à la figure 1-9 (attention, l'échelle du bas est une échelle arbitraire mais représente l'énergie).

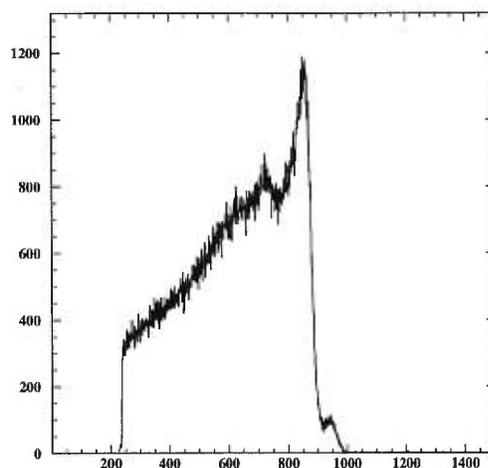


FIGURE 1-9. Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co mesuré à l'aide d'un détecteur au CdZnTe. Le photopic (122 keV) est bien visible au canal 850.

1.3.2 Montage expérimental

Différents montages sont nécessaires pour prendre des mesures de toutes sortes. Ces derniers sont présentés dans les figures 1-10 et 1-11.

La figure 1-10 représente le montage nécessaire à la prise de signaux. L'oscilloscope PHILIPS PM 3323 est directement relié au préamplificateur ORTEC 142A. Il est possible d'utiliser des photons provenant d'une source radioactive, d'un laser ou bien d'utiliser des particules alpha. Le détecteur ou la source peuvent être montés sur un système de déplacement micrométrique à trois axes. Le deuxième montage (figure 1-11) permet la prise de spectres en énergie. Un analyseur multicanal MCA 1010 est relié au détecteur par l'intermédiaire d'un amplificateur ORTEC 572 ainsi que d'un préamplificateur ORTEC 142A. Ici aussi, des photons ou des α peuvent être utilisés.

Les données prises sont par la suite transférées sur un système UNIX où une analyse des résultats est effectuée.

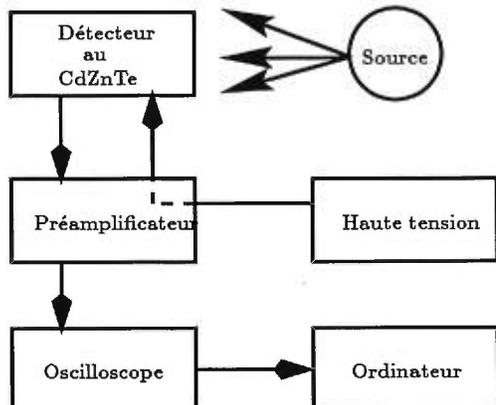


FIGURE 1-10. Schéma du montage utilisé pour la prise de signaux avec un détecteur au CdZnTe.

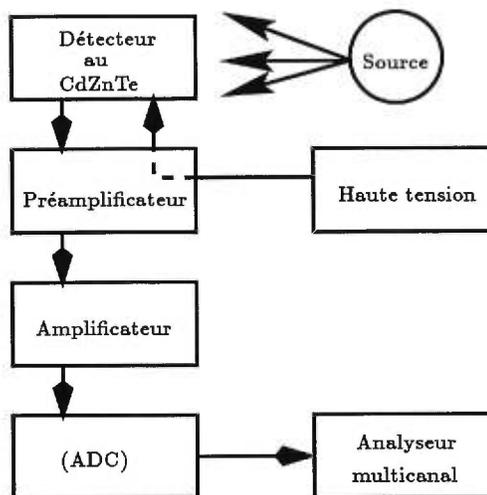


FIGURE 1-11. Schéma du montage utilisé pour la prise de spectres en énergie.

1.4 Transport de charge

Le transport des porteurs de charge a été brièvement mentionné à la section précédente. Une étude plus approfondie sera maintenant faite.

Lorsque des paires électron-trou sont créées en présence d'un champ électrique, ces deux types de porteurs feront un déplacement net dans des directions opposées. La vitesse à laquelle se déplacent ceux-ci comporte deux composantes, une vitesse thermique aléatoire ainsi qu'une vitesse de dérive due au champ électrique.

Puisque $\vec{F} = q\vec{E}$, les électrons se déplacent dans la direction opposée au champ \vec{E} et les trous, ces quasi-particules de charge positive, dans la direction du champ électrique.

De façon simple, le trou peut être vu comme une absence d'électron dans la bande de valence. Il est cependant plus juste de définir un trou comme un état non occupé de la bande de valence. Le trou ne doit pas sa présence à l'absence

d'un électron mais à l'ensemble des électrons présents dans la bande de valence. En plus d'une charge positive, une masse effective positive doit être attribuée aux trous.

Plutôt que de parler de vitesse de dérive des porteurs en présence d'un champ électrique, il est pratique de parler de mobilité. Pour des champs électriques assez faibles, la mobilité est donnée par l'équation 1.10 pour les trous (μ_h) et les électrons (μ_e). La vitesse en fonction du champ donne alors une droite dont la pente est la mobilité. Lorsque le champ électrique devient grand, une vitesse de saturation est atteinte et on ne peut plus utiliser cette équation. Le tableau 1-VI indique les valeurs de mobilités généralement trouvées dans la littérature pour plusieurs semi-conducteurs.

$$\begin{aligned}\mu_h &= \frac{v_h}{E} \\ \mu_e &= \frac{v_e}{E}\end{aligned}\tag{1.10}$$

TABLEAU 1-VI. Mobilités dans différents semi-conducteurs à 300 K.

Matériau	μ_e (cm^2/Vs)	μ_h (cm^2/Vs)
Ge	3900	1800
Si	1500	450
CdTe	1000	80
CdZnTe	1000	50
GaAs	8500	420
HgI ₂	100	5

1.4.1 Impuretés

Dans la section portant sur la structure des bandes, il était question de la pureté des matériaux. Les semi-conducteurs peuvent être classés selon cinq types de matériau selon la quantité et le type d'impuretés présentes dans le cristal.

Le premier type est le matériau intrinsèque, qui représente un cristal absolument exempt d'impureté. Cette condition implique l'égalité du nombre d'électrons dans la bande de conduction et du nombre de trous dans la bande de valence à l'équilibre. En effet, chaque électron quittant la bande de valence laisse un trou derrière et aucun des deux types de porteurs ne peut tomber dans un piège, ces derniers étant formés par les impuretés. Dans la pratique, ces matériaux n'existent pas, puisque les techniques de croissance ne permettent pas d'éliminer entièrement les atomes d'impureté.

Il est utile de définir le nombre d'électrons dans la bande de conduction par unité de volume ainsi que celui de trous dans la bande de valence par les termes n et p respectivement. Avec ces nouvelles définitions, il est possible d'écrire l'équation $n_i = p_i$ pour un matériau intrinsèque avec les indices i qui réfèrent au type intrinsèque.

Le deuxième type de semi-conducteur est celui de type- n . Il est facile de deviner que ce type possède un surplus d'électrons dans la bande de conduction par rapport aux trous de la bande de valence. Plus exactement, un tel cristal possède des impuretés formant un site donneur, c'est-à-dire des atomes ayant un électron supplémentaire, ne formant pas de lien chimique avec les atomes du réseau cristallin. Cet électron en surplus pourra être facilement transféré à la bande de conduction, produisant ainsi un nombre n supérieur à p . Les concentrations d'atomes d'impuretés sont de l'ordre de quelques parties par millions seulement. La séparation en énergie de ces niveaux avec la bande de conduction est suffisamment petite pour assurer l'entière ionisation des atomes

d'impuretés présents dans le semi-conducteur. Le nombre d'impuretés par unité de volume (N_D , pour niveau donneur) est ordinairement beaucoup plus grand que le nombre d'électrons attendus dans la bande de conduction pour les matériaux intrinsèques, permettant de remplacer la concentration n par N_D ou, mathématiquement, $n \approx N_D$.

Le surplus d'électrons dans la bande de conduction augmente le taux de recombinaison entre les deux types de porteurs. La quantité p s'en trouve alors diminuée de telle sorte que le produit np pour les types- n est égal au produit $n_i p_i$ pour les intrinsèques. La conductivité électrique (σ), définie par l'équation 1.11 est dès lors dominée par le mouvement des électrons. Les électrons sont à partir de ce moment nommés porteurs majoritaires et les trous porteurs minoritaires.

$$\sigma = e(n\mu_e + p\mu_h) \quad (1.11)$$

Le troisième type de semi-conducteur est celui de type- p . À l'opposé du type- n , celui-ci possède des atomes d'impuretés ayant un déficit d'électron de valence par rapport aux atomes du réseau. Ce déficit se traduit par un lien chimique non saturé entre cet atome d'impureté et un atome du réseau cristallin. Cette lacune se comporte alors comme un trou, à la différence que cette dernière est à un niveau d'énergie légèrement plus élevé que celui de la bande de valence. Cette configuration permet aux électrons de la bande de valence d'occuper des sites énergétiques normalement interdits puisque situés dans la bande interdite, juste au-dessus de la bande de valence, d'où le terme site accepteur. La bande de valence contient alors des trous, dus au départ des électrons (par effet thermique) vers les sites accepteurs. La quasi totalité des sites se remplissent et, comme précédemment, il est possible de définir le nombre d'impuretés accepteurs par unité de volume par N_A (pour niveau accepteur) et pour les raisons déjà énumérées, la concentration de trous dans la bande de valence sera alors approximativement donnée par $p \approx N_A$.

L'augmentation de densité de trous augmente les probabilités de recombinaisons et, comme plus tôt, la concentration d'électrons dans la bande de conduction diminue proportionnellement. On retrouve encore une fois l'égalité $np = n_i p_i$. Les trous dominant maintenant la conductivité électrique (σ) et sont alors nommés porteurs majoritaires, tandis que les électrons sont nommés porteurs minoritaires.

Un quatrième type peut être introduit brièvement, ce sont les semi-conducteurs fortement dopés (qui portent la notation n^+ et p^+) ou, en d'autres mots, à forte concentration d'impuretés. Pour le silicium et le germanium, des concentrations de dopants de 10^{20} atomes/cm³ sont habituellement retrouvées dans les types n^+ et p^+ alors qu'elles sont de l'ordre de 10^{13} atomes/cm³ dans les types n et p . De façon générale ce sont seulement des couches minces de semi-conducteurs qui sont de ce type bien que quelques exceptions existent. Ce type diffère des deux précédents par la *forte* concentration d'impuretés, celle-ci produisant une conductivité électrique très élevée. Ils sont donc souvent utilisés comme contacts électriques avec des dispositifs semi-conducteurs.

Vient finalement le dernier type, le semi-conducteur compensé. Ces matériaux possèdent autant de sites accepteurs que de sites donneurs. Ils possèdent donc des caractéristiques semblables à celles des matériaux intrinsèques puisque les électrons fournis par les sites donneurs sont capturés presque entièrement par les sites accepteurs.

Lorsqu'un champ électrique est présent et que les porteurs de charge s'y déplacent, ils tombent dans les pièges que représentent les sites accepteurs et donneurs. Un certain temps s'écoule avant que les porteurs puissent sortir de ces pièges. D'autres porteurs ne ressortent même pas, ils se recombinent avec un porteur de signe opposé, lui aussi dans le même piège. Deux charges disparaissent à ce moment. Ainsi, lorsque le signal induit par ceux-ci est mesuré sur un court laps de temps, les porteurs piégés ne contribuent pas.

Ces phénomènes de piégeage, dépiégeage et de recombinaison produisent ce qui est nommé le déficit balistique. Il apparaît alors dans le spectre en énergie une queue, ou un continuum, à la gauche du photopic, c'est-à-dire vers les énergies plus faibles. La résolution s'en trouve dégradée et par ce fait, les performances du détecteur.

Tous les types d'impuretés mentionnés précédemment possédaient des énergies très proches de la bande de valence dans le cas des sites accepteurs, ou très proches de la bande de conduction dans le cas des sites donneurs. Il existe cependant des impuretés qui forment des sites profonds, à peu près au centre de la bande interdite. Ces sites, souvent nommés centre de recombinaison peuvent relâcher les trous ou les électrons pris dans ces sites mais avec des temps beaucoup plus grands que ceux des sites peu profonds, augmentant encore plus le déficit balistique.

Généralement, les trous sont les porteurs responsables de la dégradation des signaux par le piégeage. Ils tombent en effet plus souvent dans les pièges et y restent plus longtemps. Les méthodes de correction étudiées seront donc axées sur les trous. Avant de présenter les méthodes de correction, il est nécessaire de comprendre le transport des porteurs de charge dans les détecteurs semi-conducteurs ainsi que la formation d'un signal.

1.4.2 Transport des porteurs de charge

En négligeant la diffusion des porteurs de charge et pour un seul niveau de piégeage, le transport des porteurs obéit aux équations de continuité (1.12, 1.13) pour une géométrie en une dimension, pour des taux de capture et de réémission k_c et k_r .

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} \pm \frac{\partial[\mu E(x)n(x, t)]}{\partial x} = k_r n_t(x, t) - k_c n(x, t) + g(x, t) \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial n_t(x, t)}{\partial t} = k_c n(x, t) - k_r n_t(x, t) \quad (1.13)$$

où $n(x, t)$ et $n_t(x, t)$ sont les distributions de densité pour les porteurs libres et piégés en cm^{-3} , $g(x, t)$ la fonction de génération de la charge initiale et $E(x)$ le champ électrique dans la direction x . Dans l'équation 1.12, le terme \pm réfère aux trous (+) et aux électrons (-).

Le calcul de $n(x, t)$ est fait par Louis-André Hamel [6] pour un champ électrique linéaire de la forme $E(x) = ax + b$ et le résultat suit (un calcul similaire donne $n_t(x, t)$):

$$n(x, t) = \int_0^L G(x, x', t) g(x') dx \quad (1.14)$$

où $G(x, x', t)$ est la fonction de Green suivante:

$$G(x, x_0, t) = p e^{-rk_c} e^{-k_r(t-r)} \left[\delta(t-r) + H(t-r) \sqrt{\frac{rk_c k_r}{t-r}} I_1 \left(2\sqrt{rk_c k_r(t-r)} \right) \right] \quad (1.15)$$

où $H(t-r)$ est la fonction Heavyside et p et r sont donnés par les expressions ci-dessous:

$$p(x, x_0) = \frac{1}{\mu} \frac{H(\pm(x - x_0))}{(ax + b)} \quad (1.16)$$

$$r(x, x_0) = \pm \frac{1}{\mu} \int_{x_0}^x \frac{1}{E(x)} dx = \pm \frac{1}{\mu a} \ln \left(\frac{ax + b}{ax_0 + b} \right) \quad (1.17)$$

Une fois que les distributions de densité sont connues, il est possible de calculer le signal induit sur les électrodes par le déplacement des porteurs de charge.

1.4.2.1 Signal induit

Ramo [7] a introduit en 1939 la notion de champ de pondération qui permet ce calcul de façon beaucoup plus simple que les techniques de calcul des changements instantanés des lignes de flux se terminant sur les électrodes. Le champ de pondération est, par définition, le champ électrique qui existerait à la position instantanée d'une charge pour les conditions suivantes:

- cette charge retirée du système
- l'électrode qui mesure le signal mise à un potentiel unité
- les autres électrodes ou conducteurs placés au potentiel zéro

À partir de cette définition, le courant induit par le déplacement des porteurs dans le détecteur est donné par l'équation 1.18:

$$I(t) = e \int_0^L n(x, t) v_x(x) E_p(x) dx \quad (1.18)$$

où e est la charge élémentaire, L l'épaisseur du détecteur, $v_x(x)$ la vitesse du porteur et $E_p(x)$ le champ de pondération. Dans le cas d'électrodes pleines, le champ $E_p(x)$ vaut $1/L$. Le calcul de ce champ de pondération est fait dans le chapitre suivant pour différentes géométries.

Avec la définition de la mobilité donnée par l'équation 1.10, on peut réécrire l'équation 1.18 comme suit:

$$I(t) = \frac{e\mu}{L} \int_0^L n(x,t)E(x)dx \quad (1.19)$$

où μ est la mobilité du porteur, $E(x)$ le champ électrique et les autres variables sont les mêmes que celles de l'équation 1.18.

À partir de cette équation, il est également possible de calculer la charge induite sur une électrode par le déplacement des porteurs. On trouve alors $Q(t)$:

$$Q(t) = \int_0^t I(t')dt' \quad (1.20)$$

1.4.3 Méthodes de correction

La première façon d'éliminer les problèmes de collection des charges, donc d'améliorer la résolution en énergie, est évidemment d'améliorer la qualité des cristaux en diminuant le nombre d'impuretés. Les méthodes de croissance sont toutefois relativement récentes, donc pas encore à point. Il reste beaucoup de travail à faire de ce côté et c'est un travail qui prendra du temps.

Une deuxième façon d'améliorer la résolution en énergie est d'augmenter le temps durant lequel on collecte les porteurs. Ainsi, on peut attendre que les porteurs sortent de leur piège et les collecter. On obtient de cette manière un signal avec une collection complète des charges. Cette méthode n'est toutefois pas réalisable puisque en augmentant le temps de collection, on collecte aussi plus de bruit, ce qui a pour effet de dégrader la résolution d'un plus grand facteur que l'amélioration faite par la collection plus complète des charges. Cette méthode n'est cependant pas à écarter du revers de la main puisqu'on peut y apporter des améliorations. En effet, le bruit dont il est question ici est principalement du bruit thermique. Le bruit thermique est dû aux porteurs de charge qui passent de la bande de valence à la bande de conduction en acquérant

de l'énergie thermique. On peut donc croire qu'en refroidissant le détecteur, le bruit thermique va diminuer et on pourra observer l'effet escompté, c'est-à-dire une diminution de la largeur à mi-hauteur, donc une amélioration de la résolution. On peut cependant se demander quel est l'avantage d'utiliser un semi-conducteur à température de la pièce que l'on doit refroidir. L'avantage est qu'on n'a pas besoin de descendre à moins de 30 celsius sous zéro, comparativement à 77 kelvins pour les HPGe et Si. Le système de réfrigération est alors moins coûteux et moins volumineux.

Pour que cette dernière méthode soit valide, il faut que tous les porteurs puissent s'échapper des pièges, et ce durant l'intervalle de temps sélectionné pour mesurer le signal. Le problème surgit lors de la recombinaison d'un trou avec un électron. Lorsque ce phénomène se produit, il y a perte de charge et donc déplacement de l'amplitude du signal vers la gauche du photopic, ce qui crée le déficit balistique. Ainsi, le fait d'augmenter le temps de collection ne permettra pas de compenser les pertes de charge par recombinaison. Des mesures prises dans nos laboratoires indiquent qu'effectivement, cette technique ne permet pas une amélioration importante de la résolution en énergie des détecteurs au CdZnTe et au CdTe.

Une troisième option est de faire du traitement de signal pour corriger les effets du déficit balistique. L'analyse d'un signal nous indique que la position de l'interaction est fortement responsable de la quantité de charge que l'on observe. En effet, plus l'interaction a lieu loin de la cathode, plus les trous ont des chances de se faire prendre dans des pièges. Connaissant les paramètres du taux de piégeage et de dépiégeage ainsi que les mobilités des porteurs de charge, on peut obtenir un algorithme de compensation (équation 1.21, [8]) à partir de la linéarité entre les pertes de charge et les temps de montée. Si la position d'interaction est connue, il est alors simple d'ajouter au signal mesuré une quantité de charge qu'il aurait normalement eu si les porteurs n'avaient pas été piégés.

$$E' = E + A(t_{collection}E) \quad (1.21)$$

où E' est l'énergie compensée, E l'énergie mesurée, A une constante à trouver et $t_{collection}$ le temps de collection des trous.

Une dernière méthode pour améliorer les performances des détecteurs semi-conducteurs utilisés à la température de la pièce consiste à modifier la forme des électrodes déposées sur le cristal. Celles-ci sont ordinairement planes et recouvrent deux faces opposées du semi-conducteur. Il a été démontré que la contribution d'un type de porteur pouvait être éliminée avec des patrons particuliers d'électrodes ([9], [10], [11]). Puisque les mobilités des trous sont souvent beaucoup plus faibles que celles des électrons (voir tableau 1-VI), une méthode pour éliminer leur contribution au signal est alors intéressante.

C'est sur cette dernière méthode que l'attention sera portée. Les détecteurs à bandes (électrode divisée en fines lamelles) ainsi que les détecteurs coplanaires (bandes d'électrodes intercalées les unes dans les autres) seront les sujets des deux prochains chapitres.

CHAPITRE 2

Bandes d'électrodes

2.1 Principe

Tout mouvement de charge, qu'ils s'agissent d'électrons ou de trous, induit un signal sur une électrode pleine (électrode recouvrant entièrement la surface du cristal) peu importe la distance entre l'électrode et la position du porteur de charge. Lorsque cette électrode est segmentée en bandes, voir figure 2-1, ou en petits carrés appelés pixels, chacun de ces morceaux devient sensible à une région environ équivalente à sa largeur. La raison mathématique de la faible sensibilité des bandes d'électrode aux déplacements de charges éloignées sera expliquée dans la section portant sur les champ et potentiel de pondération.

Il devient alors raisonnable de croire que selon la position d'interaction, des signaux de formes différentes seront enregistrés par les bandes. On peut dès lors entrevoir comment une résolution en position peut être obtenue par un dispositif à bandes, alors que cela n'était pas possible avec un détecteur à électrodes pleines.

On constate que sur la figure 2-1, les bandes d'anodes et les bandes de cathodes sont orthogonales entre elles. La raison de cette configuration particulière sera donnée dans la section suivante.

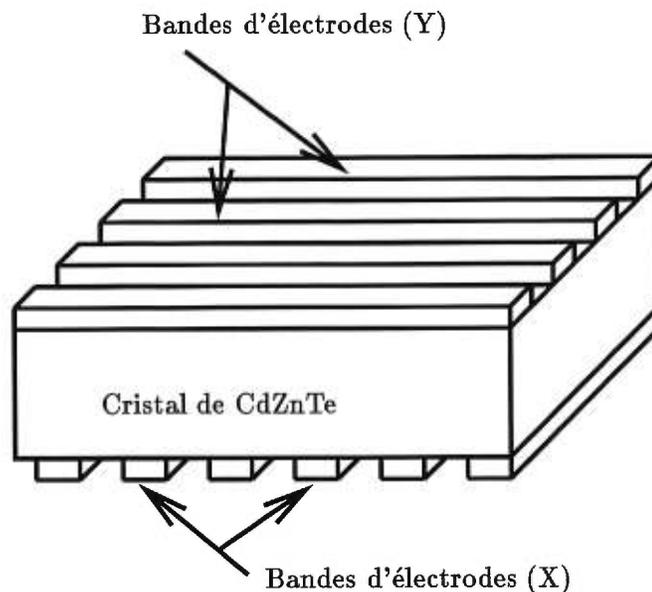


FIGURE 2-1. Schéma d'un détecteur à bandes.

2.2 Résolution en position

Un avantage majeur des détecteurs à bandes par rapport aux détecteurs à électrodes pleines est la possibilité d'obtenir une meilleure résolution en position, c'est-à-dire être capable de localiser la position d'interaction de la particule α ou du γ dans une région inférieure à la dimension du cristal, inférieure même à la largeur des bandes. On cite même des résolutions en position de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$ [12]. Des mesures beaucoup plus précises peuvent être prises avec un tel dispositif qu'avec un détecteur plan où la résolution en position n'est pas meilleure que la dimension du cristal.

Étant donné que la forme des signaux change selon que l'électrode sur laquelle le signal est observé est vis-à-vis ou à côté de la position d'interaction, il est possible d'utiliser cet effet pour localiser l'endroit où l'énergie est déposée. La figure 2-2 présente les signaux d'électrons mesurés sur 3 anodes (Y5, Y6, et Y7) et sur 3 cathodes (X15, X16 et X17) pour une interaction avec un faisceau laser. Le

déplacement des électrons vers l'anode produit un courant négatif mais ce dernier est inversé par le préamplificateur de charge. Un signal positif est alors obtenu. De même, l'éloignement des électrons de la cathode produit un courant positif, qui devient négatif par le préamplificateur. Ces comportements sont observés sur la figure 2-2 qui présente signaux de charge collectée. Simplement par la forme des signaux, on constate que l'interaction a lieu vis-à-vis la cathode X16, puisque le signal est plus grand que sur les deux autres cathodes, qui ont la même amplitude. De même, sur le côté des anodes, c'est sur Y6 que l'interaction semble avoir eu lieu.

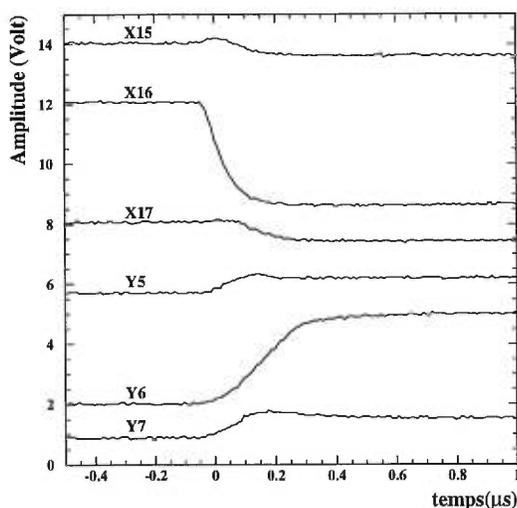


FIGURE 2-2. Signaux d'électrons produits sur 3 cathodes consécutives (X15, X16 et X17) ainsi que sur 3 anodes consécutives (Y5, Y6 et Y7), par l'interaction d'un faisceau laser vis-à-vis la cathode X16 et l'anode Y6.

Si on déplace le faisceau laser vers l'un ou l'autre voisin, le signal induit sur ce dernier augmente et la symétrie sur les trois bandes (deux voisins de même amplitude et bande centrale avec amplitude plus élevée) disparaît. Cet effet est observé sur la figure 2-3 où l'interaction a clairement lieu à mi-chemin entre X15 et X16 du côté des cathodes et entre Y5 et Y6 du côté des anodes. Cette

technique simple permet d'obtenir la position d'interaction avec une résolution aussi bonne, sinon meilleure, que celle obtenue avec un détecteur muni de pixels. Un détecteur avec 8 cathodes et 8 anodes est donc l'équivalent d'un détecteur de 64 (8x8) pixels. Puisque pour chaque électrode il faut utiliser un préamplificateur, le détecteur à bande requiert 16 préamplificateurs, alors que le détecteur à pixels en requiert 64, soit 4 fois plus. L'avantage du détecteur à bande est alors bien évident du point de vue monétaire, ainsi que du point de vue dimension physique du système de détection.

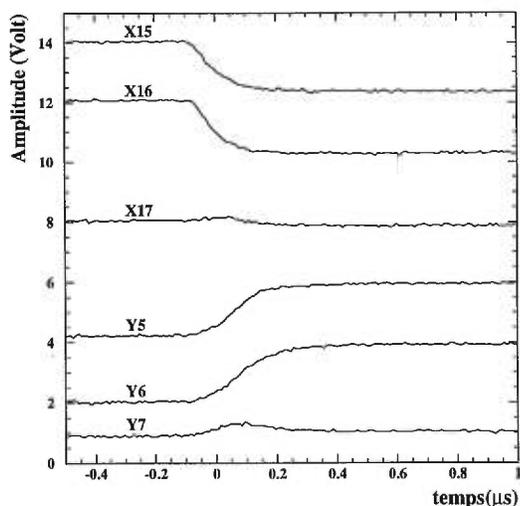


FIGURE 2-3. Signaux d'électrons produits sur 3 cathodes consécutives (X15, X16 et X17) ainsi que sur 3 anodes consécutives (Y5, Y6 et Y7), par l'interaction d'un faisceau laser entre les cathodes X15 et X16 et entre les anodes Y5 et Y6.

La technique pour obtenir des résolutions spatiales de l'ordre de $10\mu\text{m}$ comme mentionné plus haut, consiste à observer les signaux sur trois bandes consécutives et à mesurer les hauteurs d'impulsions d'une bande sur la somme des hauteurs d'impulsions des trois bandes. Le choix d'utiliser trois bandes est simplement dû au fait qu'il a été observé qu'une interaction d'un photon ou d'une particule alpha vis-à-vis une bande produisait un signal sur cette bande ainsi que sur ses deux

bandes voisines. Autrement dit, pratiquement aucun signal n'est mesuré par une bande située à plus de deux pas de la position d'interaction. Cette manipulation a été faite ici même [12] avec un détecteur à bandes de DIGIRAD et le résultat est présenté sur la figure 2-4.

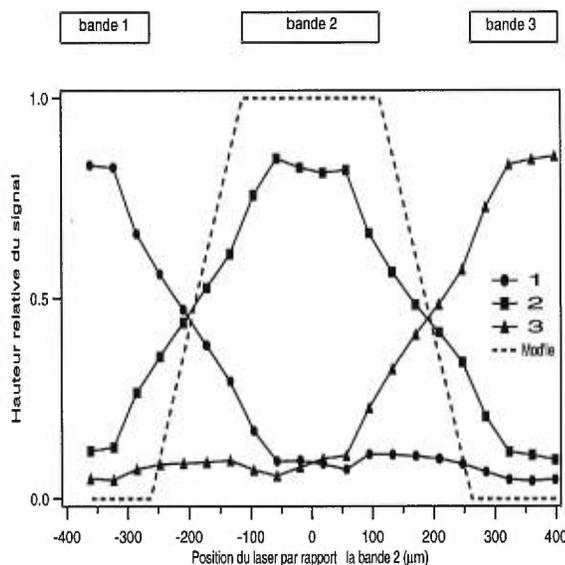


FIGURE 2-4. Signal d'une impulsion laser de $40 \mu\text{m}$ de diamètre mesuré par trois cathodes consécutives. Les courbes représentent la hauteur d'impulsion d'une bande sur la somme des hauteurs d'impulsions des trois bandes. Le trait pointillé est la prédiction de notre modèle.

Cette figure permet de constater que la plus grande précision qui puisse être obtenue se situe dans les espacements entre les bandes d'électrode. C'est dans ces régions que des résolutions spatiales de l'ordre de la dizaine de micromètres peuvent être obtenues. Directement sous les bandes, cette précision en position est moins bonne, essentiellement de l'ordre de la largeur de la bande.

Le trait pointillé de la figure représente la prédiction de notre modèle. Alors que le modèle prévoit une collection complète de la charge directement sous l'électrode, l'expérience indique que ceci n'est pas vérifié. En effet, une deuxième

constatation est que les plateaux sous les bandes n'ont pas les mêmes largeurs que celles-ci ou, autrement dit, que les bandes voisines collectent de la charge alors que les signaux induits sur celles-ci devraient retourner à zéro, selon les prédictions de notre modèle. Trois effets peuvent peut-être expliquer ce phénomène.

Tout d'abord, la diffusion, qui peut être définie comme le déplacement latéral des porteurs de charge par rapport à la direction parallèle au champ électrique externe, peut tenter d'expliquer l'effet. Elle n'y arrive cependant pas puisque la fraction de charge qui est collectée par les bandes voisines est trop importante pour que la diffusion seule soit responsable. L'inclusion de la diffusion à notre modèle théorique, qui devrait être faite éventuellement, sera une amélioration certaine de celui-ci.

Un deuxième candidat est la dimension de l'impulsion laser. Le profil du faisceau laser a été mesuré avec une barrette de diodes et l'intensité devient négligeable à plus de $50 \mu\text{m}$ du centre. Cette option n'arrive pas non plus à expliquer le phénomène.

Nous croyons donc que cet effet est dû à un troisième candidat, soit les effets de charge d'espace. Ces derniers sont observés lorsque la densité de charge devient grande et que le champ électrique produit par cet amas de charge n'est plus négligeable devant le champ électrique externe fourni par la différence de potentiel entre les électrodes. Le mouvement des porteurs de charge est alors influencé par ce nouveau champ et une diffusion latérale accrue peut être produite, accentuant ainsi la diffusion. L'utilisation d'impulsions laser moins intenses a permis d'obtenir un meilleur accord entre le modèle et l'expérience, grâce à une diminution des effets de charge d'espace.

2.3 Champ et potentiel de pondération

La définition du champ de pondération a été donnée dans le chapitre précédent, mais l'équation du courant induit par un porteur en fonction de ce dernier telle que calculée par Ramo [7] est explicitée ci-dessous.

$$I = e\vec{E}_p \cdot \vec{v} \quad (2.1)$$

ici, e est la charge de l'électron, \vec{E}_p le champ pondéré et \vec{v} la vitesse instantanée de l'électron. Cette équation indique que si le champ de pondération est connu partout à l'intérieur du détecteur, il est alors simple de calculer le courant induit sur une électrode par le déplacement d'un porteur quelconque dans ce détecteur.

Dans la pratique, il est souvent plus simple de calculer le potentiel de pondération pour ensuite en déduire le champ. Le calcul qui suit est celui du potentiel de pondération pour les électrodes représentées à la figure 2-5. L'obtention de ce potentiel se fait par la solution de l'équation de Laplace en deux dimensions:

$$\nabla^2 \varphi(x, y) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (2.2)$$

La méthode de séparation de variables est utilisée avec les conditions de Dirichlet sur une frontière fermée. Pour les conditions aux frontières suivantes:

- $\varphi(x, 0) = 0$
- $\varphi(x, L) = \varphi_s(x)$

on trouve l'équation ci-dessous [13]:

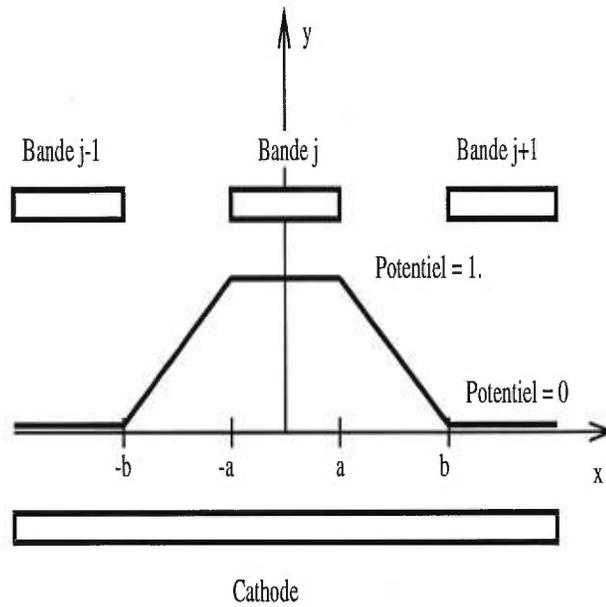


FIGURE 2-5. Conditions aux frontières pour le potentiel de pondération des bandes d'électrodes.

$$\varphi(x, y) = \int^L \varphi_s(\epsilon) G^L(x, y | \epsilon) d\epsilon \quad (2.3)$$

où ϵ est la position sur la droite $y = L$ et

$$G^L(x, y | \epsilon) = \left[\frac{2}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sinh(n\pi y/b)}{\sinh(n\pi L/b)} \sin\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \sin\left(\frac{n\pi \epsilon}{b}\right) \right] \quad (2.4)$$

Après plusieurs calculs, la solution suivante est obtenue pour le potentiel de pondération:

$$\varphi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{n\pi y}{L}\right) \int_{-b}^b \varphi_s(\epsilon) e^{-\frac{n\pi}{L}|\epsilon-x|} d\epsilon \quad (2.5)$$

Les solutions retrouvées dans la littérature possèdent toujours des passages brusques, qui se font sur une distance presque nulle, du potentiel 1 au potentiel

0. Cette situation correspond à un espacement nul entre les bandes d'électrodes, ce qui ne représente pas tellement bien la réalité. Nous avons donc solutionné l'équation 2.5 pour un espacement non nul entre les bandes d'électrode, en supposant un passage linéaire du potentiel unité au potentiel zéro, pour les conditions suivantes:

- $\varphi_s(\epsilon) = \frac{2\epsilon}{b} + 2$ pour $-b < \epsilon < -a$
- $\varphi_s(\epsilon) = 1$ pour $|\epsilon| \leq a$
- $\varphi_s(\epsilon) = -\frac{2\epsilon}{b} + 2$ pour $a < \epsilon < b$
- $\varphi_s(\epsilon) = 0$ pour $|\epsilon| \geq b$

Les valeurs de a et b sont encore une fois décrites sur la figure 2-5.

Le résultat de l'intégration de l'équation 2.5 est composé de trois termes, représentant chacun une région différente:

$$\varphi(|x| < a, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{L}{n\pi}\right)^2 \frac{2}{b-a} K \cosh\left[\frac{n\pi}{L}x\right] \left\{e^{-\frac{n\pi}{L}b} - e^{-\frac{n\pi}{L}a}\right\} + \frac{y}{L} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \varphi(a < |x| < b, y) = & \quad (2.7) \\ & \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{L}{n\pi}\right)^2 \frac{2}{b-a} K \left\{e^{-\frac{n\pi}{L}b} \cosh\left[\frac{n\pi}{L}x\right] - e^{-\frac{n\pi}{L}|x|} \cosh\left[\frac{n\pi}{L}a\right]\right\} + \frac{y \cdot (b - |x|)}{L \cdot (b - a)} \end{aligned}$$

$$\varphi(|x| > b, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{L}{n\pi}\right)^2 \frac{2}{b-a} K e^{-\frac{n\pi}{L}|x|} \left\{\cosh\left[\frac{n\pi}{L}b\right] - \cosh\left[\frac{n\pi}{L}a\right]\right\} \quad (2.8)$$

où la dépendance en y est donnée par le terme $K = \sin\left[\frac{n\pi}{L}(L - y)\right]$. Le potentiel est représenté à la figure 2-6. L'électrode au potentiel 1 est nommée j alors que

ses deux voisines ($j-1$ et $j+1$) sont au potentiel zéro. On constate effectivement que le passage du potentiel maximal au potentiel minimal se fait de façon linéaire sur le côté des bandes, soit à une profondeur de 2mm.

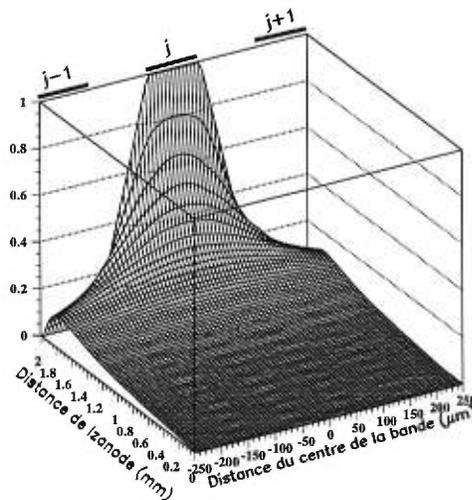


FIGURE 2-6. Potentiel de pondération pour des bandes d'électrodes de $50 \mu\text{m}$ de largeur et séparées par $50 \mu\text{m}$, c'est-à-dire des bandes d'un pas de $100 \mu\text{m}$. Le passage du potentiel maximal (1) au potentiel minimal (0), à la surface entre 2 bandes, se fait de façon linéaire.

Une vue en coupe du champ de pondération sur l'axe des électrodes j et $j+1$ est montrée sur la figure 2-7.

La figure 2-8 montre bien l'effet de la largeur des bandes sur leur sensibilité en profondeur. On constate que plus la bande est étroite (figure en haut à gauche), plus le potentiel décroît rapidement dans la direction de la cathode, alors que plus elle est large (figure en bas à droite), plus celle-ci est sensible loin devant elle. Ceci avait déjà été observé par le passé ([11], [10], [14]).

Le potentiel de pondération est très important puisque la forme des signaux mesurés à l'aide du détecteur est fortement dépendante de celle de ce potentiel. Il est donc possible de modifier l'allure du potentiel, par le biais de celle des

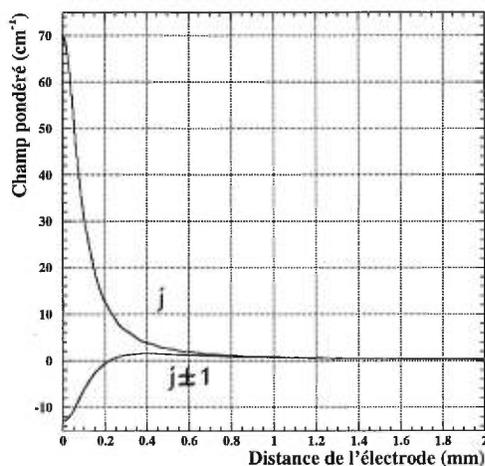


FIGURE 2-7. Champ de pondération pour des bandes d'électrodes avec un pas de $100 \mu\text{m}$ sur l'axe perpendiculaire à l'électrode j et les électrodes $j \pm 1$.

électrodes, afin d'optimiser le détecteur. De cette façon, de meilleures résolutions peuvent être obtenues ainsi que plus d'information sur la forme des signaux.

Le champ de pondération est, quant à lui, obtenu en prenant le gradient du potentiel de pondération.

$$\vec{E}_p = -\nabla\varphi \quad (2.9)$$

Puisque la vitesse est dans la direction de \vec{x} , on s'intéresse uniquement à la composante x de \vec{E}_p , notée simplement E_p .

2.4 Signaux

Deux types de signaux ont une utilité dans la compréhension des phénomènes de transport dans les semi-conducteurs, la charge induite et le courant induit. La

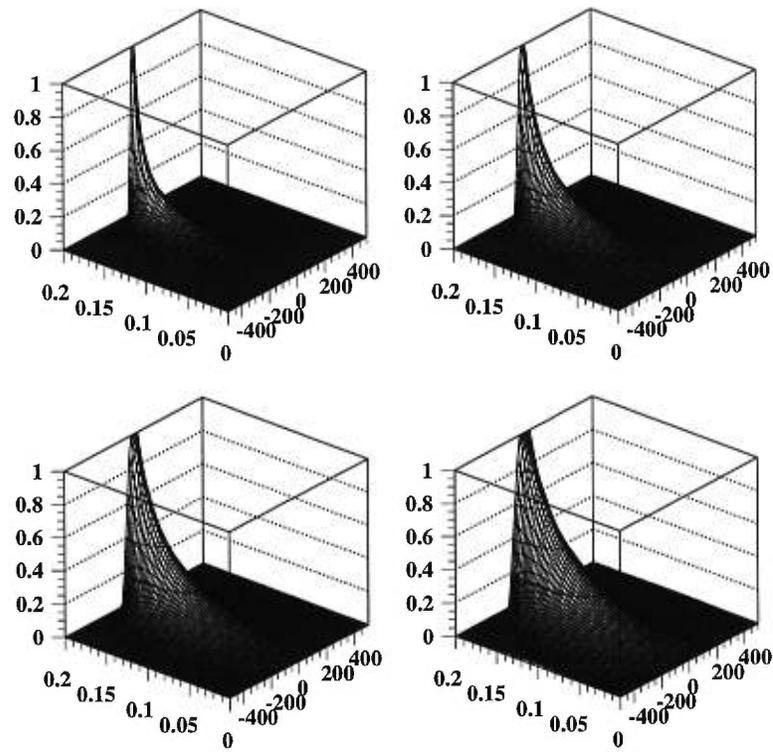


FIGURE 2-8. Effet de la largeur des bandes sur la sensibilité de ces dernières. Les largeurs présentées vont de $100\mu\text{m}$ à $400\mu\text{m}$ et la profondeur des détecteurs est de 2mm .

charge induite est obtenue facilement par le calcul du potentiel de pondération (voir la section sur le potentiel de pondération). Le courant quant à lui, est obtenu par l'intégration du produit scalaire entre le champ électrique et le champ de pondération présents dans le cristal (voir l'équation 2.11).

La figure 2-9 montre une comparaison entre un signal mesuré et un signal simulé pour un détecteur possédant des bandes sur deux faces opposées (du côté de l'anode ainsi que celui de la cathode, [15], [12]). Ces signaux ont été obtenus en bombardant le détecteur avec des particules α . Le signal avec une

amplitude de 1 est celui collecté par la bande se trouvant du côté des cathodes, ce qui permet de mesurer les signaux d'électrons, qui est juste devant l'endroit où l'interaction de la particule α avec le cristal a eu lieu, alors que le signal retournant presque à zéro est celui de la bande voisine. Les paramètres obtenus du modèle pour les électrons et les trous sont donnés dans les tableaux 2-I et 2-II. Ces tableaux présentent également une mobilité effective obtenue des temps de piégeage (piégeages profond et peu profond) (τ_p) et de dépiégeage (τ_d) par la relation suivante:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu\tau_p}{\tau_p + \tau_d} \quad (2.10)$$

Le même exercice a été effectué pour les signaux d'anodes et les résultats (tout à fait similaires) sont présentés sur la figure 2-10.

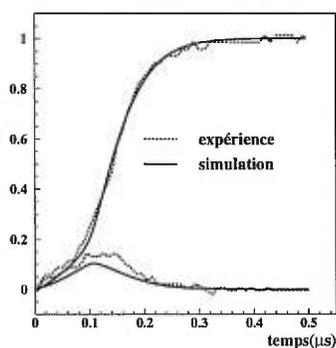


FIGURE 2-9. Signaux mesurés par l'anode (électrode positive).

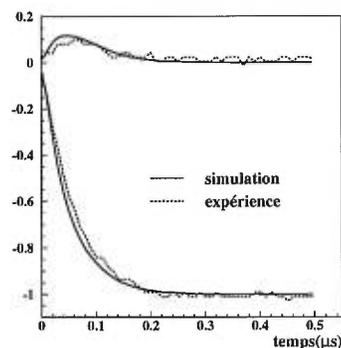


FIGURE 2-10. Signaux mesurés par la cathode (électrode négative).

Dans ces deux figures, ce sont les électrons qui produisent le signal. Sur la figure 2-9, les électrons approchent de la bande j (bande située devant la position d'interaction). Par la forme du potentiel de pondération (voir figure 2-6), il est facile de voir que le potentiel du porteur augmente lorsque celui-ci s'approche de l'électrode. Il en va de même pour les bandes voisines. Pour ces dernières, le signal retourne à zéro puisque la charge n'est pas collectée sur celles-ci.

Sur la seconde figure (2-10), la situation est un peu différente. Ce sont toujours les électrons qui produisent le signal mais cette fois en s'éloignant des bandes d'électrodes. La bande j produit un signal négatif puisqu'au départ, l'électron est au potentiel maximal (1), puis au fur et à mesure qu'il s'éloigne de cette bande, il perd ce potentiel pour finalement se retrouver au potentiel 0. La charge induite passe donc de zéro jusqu'à -1 . Pour les bandes voisines ($j - 1$ et $j + 1$), la situation est un peu différente. Pour ces dernières, l'électron part d'un potentiel nul et y retourne. Un maximum (positif) est atteint lorsqu'on se déplace vers la cathode à une distance approximativement égale au pas entre les bandes. Le signal induit par l'éloignement des électrons sur les bandes voisines de la bande j a donc une pente positive au début, atteint un maximum puis retourne à zéro lorsque le porteur est rendu sur la cathode.

Il est intéressant de noter que lors de l'interaction d'une particule α avec le détecteur, la charge collectée par la bande voisine de celle vis-à-vis laquelle l'interaction a eu lieu est nulle, c'est-à-dire le signal induit retourne à zéro. Ceci n'était pas observé avec le faisceau laser puisque les deux bandes voisines collectaient une fraction de la charge.

Le modèle semble reproduire de façon satisfaisante les différentes étapes du transport des électrons. Ceci est également vrai avec les trous, malgré que le transport se fasse quelque peu différemment. Les trous, avec leurs moins bonnes propriétés de transport ne permettent pas d'obtenir des signaux d'aussi grandes amplitudes que celles des électrons. C'est pour cette raison que les signaux n'atteignent jamais l'amplitude maximale de 1. Au mieux, 60% de la charge est collectée. De plus, les trous semblent être affectés par deux types de pièges, d'où les deux temps de piégeage différents, présentés au tableau 2-II. Les pièges profonds gardent la charge beaucoup plus longtemps que le temps d'intégration de l'électronique provoquant ainsi une perte de charge. Cet effet combiné à un dépiégeage lent ($2\mu\text{s}$) provoquent la très faible pente vers la fin du signal de la

figure 2-11.

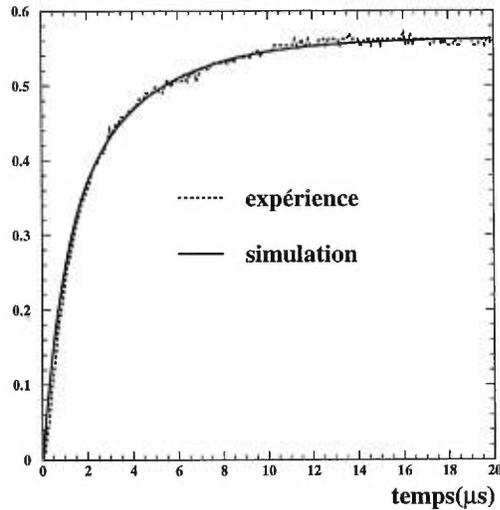


FIGURE 2-11. Comparaison entre le modèle et l'expérience. Signal de trous produit sur l'anode par l'interaction de particules α incidentes du côté cathode.

TABLEAU 2-I. Différents paramètres obtenus pour les électrons.

Mobilité $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	Temps de piégeage	Temps de dépiégeage	Mobilité effective $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
1000	55 ns	25 ns	688

Les signaux de charge induite simulés sont obtenus grâce au potentiel de pondération alors que ceux du courant induit le sont par le champ de pondération avec l'aide de l'équation qui suit:

$$\begin{aligned}
 I_j(t) &= e \int n\vec{v} \cdot \vec{E}_{pj} dV \\
 &= \mu e \int n(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{E}_{pj}(\vec{r}) dV
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

TABLEAU 2-II. Différents paramètres obtenus pour les trous.

Mobilité $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	Temps de piégeage peu profond	Temps de piégeage profond	Temps de dépiégeage	Mobilité effective $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
7	4.2 μs	4.0 μs	2.0 μs	5.6

où E est le champ électrique, E_{pj} est le champ de pondération pour la $j^{\text{ème}}$ électrode, n est la distribution de densité de porteurs libres (en nombre par cm^3) et V le volume du détecteur.

Les paramètres mentionnés dans les tableaux 2-I et 2-II sont importants pour la compréhension des phénomènes de transport des charges dans les semi-conducteurs. Ils permettent également une classification des cristaux selon leur pureté et peuvent ainsi permettre d'améliorer les techniques de fabrication, en indiquant les raisons (tel type d'impureté ou de défaut, quantité de ces derniers, etc.) pour lesquelles les cristaux sont bons ou mauvais.

2.4.1 Spectre en énergie

Un calcul intéressant est également possible, celui permettant l'obtention de spectres en énergie. Les efficacités de collection de charge sont tout d'abord calculées par le modèle en fonction de la position latérale d'interaction et de la profondeur d'interaction (voir figure 2-12). Ainsi, peu importe que l'interaction ait eu lieu vis-à-vis une bande ou qu'elle ait eu lieu à un endroit quelconque dans l'espace entre les bandes, la fraction de charge que cet événement produit sur les bandes (anodes ou cathodes) est connue.

Ensuite, un filtre électronique servant à simuler le comportement des préamplificateurs de charge ainsi que celui de l'amplificateur est utilisé afin de modifier la

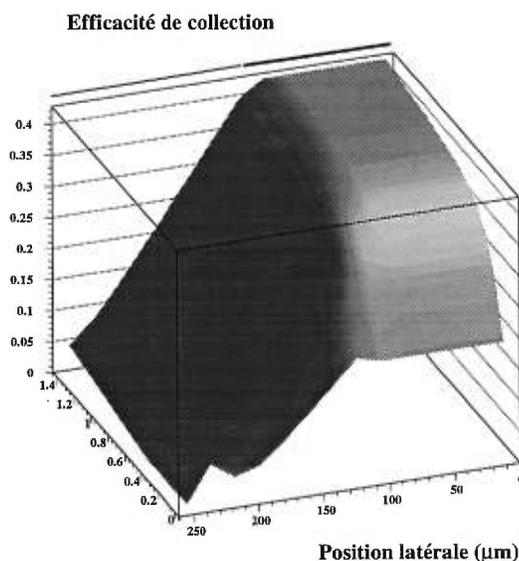


FIGURE 2-12. Efficacités de collection de charge pour un détecteur à bandes de 1.4 mm.

forme des signaux de charge, calculés avec le modèle et les efficacités de collection. Un signal plus réaliste est alors obtenu. Le modèle ne tient toutefois pas compte du nombre total d'événements en fonction de la profondeur d'interaction, et ceci représente une limitation dans l'optique de l'obtention d'un spectre en énergie qui soit réaliste. Cette lacune peut être comblée grâce au programme de simulation MONTE CARLO GEANT [3] qui a déjà été mentionné dans le chapitre 1. En effet, il est possible, pour des énergies données et dans un matériau donné, d'obtenir des spectres de profondeur d'interaction. Un tel spectre est présenté sur la figure 2-13. L'amplitude représente le nombre de photons interagissant à cette profondeur pour une énergie donnée.

Il ne reste alors qu'à combiner ces résultats avec les efficacités de collection et le filtre électronique pour obtenir des amplitudes de collection de charge qui soient assez proches de la réalité. Le résultat d'un tel calcul est présenté à la figure 2-14 pour un détecteur à bandes bombardé avec une source de ^{57}Co . On observe bien les photopics à 122 keV et 136 keV ainsi que leur élargissement asymétrique

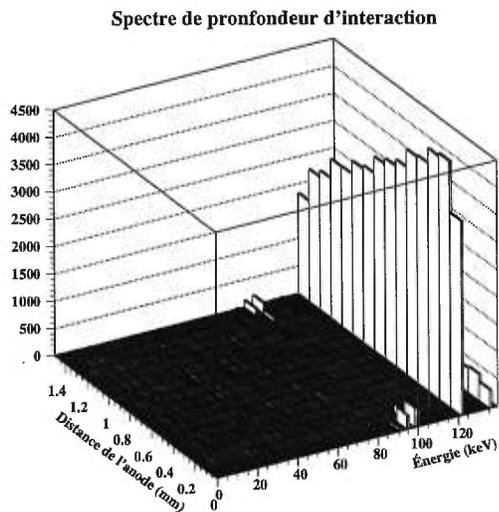


FIGURE 2-13. Simulation GEANT du nombre d'événements en fonction de la profondeur d'interaction et de l'énergie des photons incidents.

vers la gauche dû au déficit balistique.

Après l'obtention des paramètres, on peut simuler un spectre en énergie avec ces derniers et ensuite le comparer avec un spectre en énergie expérimental afin de s'assurer que ces paramètres ne produisent pas d'effets non observés dans les signaux de charges.

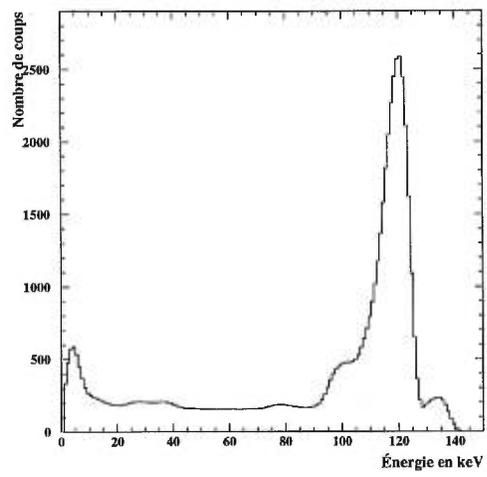


FIGURE 2-14. Spectre en énergie simulé pour une source de ^{57}Co .

CHAPITRE 3

Électrodes coplanaires

3.1 Principe

Grâce aux détecteurs à bandes, les contributions au signal des porteurs se trouvant loin de l'électrode considérée ne représentaient qu'une petite fraction du signal total. Avec des électrodes de type coplanaire, cette fraction peut être ramenée pratiquement à zéro.

La figure 3-1 est un schéma du patron d'électrodes. Afin d'éliminer la contribution des trous, la cathode est une électrode pleine et l'anode est divisée en bandes. Ce qui différencie les électrodes coplanaires des bandes d'électrode étudiées au chapitre précédent, c'est l'agencement des bandes entre elles. En effet, dans le mode coplanaire, les bandes sont reliées entre elles à une bande d'intervalle. La structure résultante peut être vue comme deux peignes intercalés l'un dans l'autre.

Une différence de potentiel est ensuite mise entre les deux peignes. Typiquement, pour une différence de potentiel d'environ 200V entre l'anode (peignes) et la cathode (pleine), une différence de 40V est suffisante entre les deux peignes pour des besoins qui seront expliqués plus tard. Le peigne placé au potentiel plus élevé est nommé peigne collectant ou électrode collectante, alors que celui au potentiel plus faible est nommé peigne non-collectant ou électrode non-collectante, comme on peut le voir sur la figure 3-1. La méthode coplanaire, proposée par P.N. Luke [9] est l'extension des grilles de Frish [16] des détecteurs au gaz aux détecteurs de

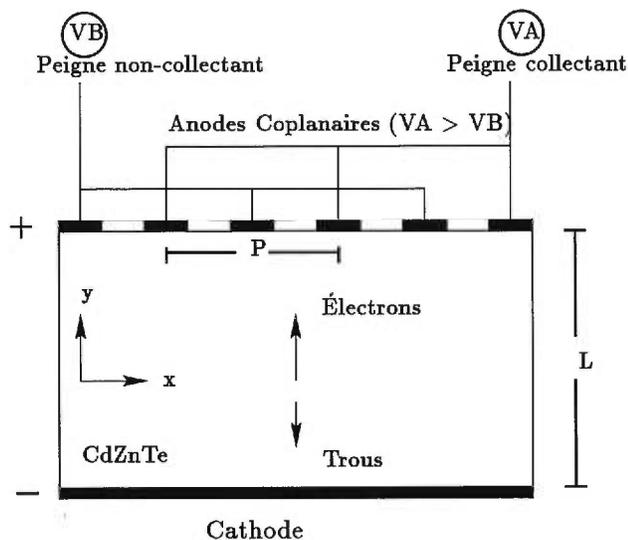


FIGURE 3-1. Schéma d'un détecteur coplanaire.

l'état solide.

3.2 Technique

L'utilisation des potentiel et champ de pondération est ici aussi nécessaire pour comprendre la forme des signaux de charge induite par le transport des porteurs ou celle du courant induit.

Le calcul du potentiel a été fait par Z. He [17] pour un nombre infini de bandes de période P (voir figure 3-1), pour un détecteur d'épaisseur L . La période correspond à deux fois le pas et la profondeur (y) ainsi que l'épaisseur L sont exprimées en unités de P . Le résultat est donné par l'équation 3.1:

$$\phi_p(x, y) = a_0 \cdot \left(\frac{y}{L}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos \left[\frac{2\pi n}{P} x \right] \cdot \left(\frac{\sinh \left[\frac{2\pi n}{P} y \right]}{\sinh \left[\frac{2\pi n}{P} L \right]} \right) \quad (3.1)$$

où

$$a_0 = \frac{1}{P} \int_0^P \phi_L(x) dx \quad \text{et} \quad a_n = \frac{2}{P} \int_0^P \phi_L(x) \cdot \cos \left[\frac{2\pi n}{P} x \right] \cdot dx$$

ici, $\phi_L(x) = \phi(x, L)$. Notons que a_0 et a_n sont les coefficients de la transformée de Fourier de $\phi_L(x)$. De façon générale, la largeur des bandes est beaucoup plus petite que l'épaisseur du détecteur, autrement dit $P \ll L$. Cette condition permet de réduire le terme $\frac{\sinh\left[\frac{2\pi n}{P}y\right]}{\sinh\left[\frac{2\pi n}{P}L\right]}$ à $\exp\left[\frac{2\pi n}{P}(y-L)\right]$. Ce potentiel est présenté sur la figure 3-2 pour des bandes de $254 \mu\text{m}$ de largeur séparées par $254 \mu\text{m}$, produisant une période de $1016 \mu\text{m}$.

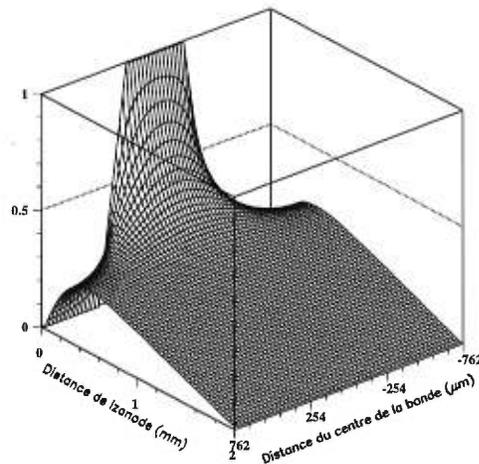


FIGURE 3-2. Potentiel de pondération pour des électrodes coplanaires de $254 \mu\text{m}$ de largeur et de $1016 \mu\text{m}$ de période.

À ce stade-ci, on peut se demander si l'hypothèse d'un nombre infini de bandes représente bien la réalité. Afin de valider ou d'infirmer cette hypothèse, la solution calculée au chapitre précédent (voir les équations 2.6, 2.7 et 2.8) pour le potentiel de pondération d'une seule bande a été superposée afin d'obtenir des bandes séparées par l'équivalent d'une période (P). La figure 3-3 permet de constater que pour des détecteurs munis de plus de 5 bandes, la solution de He

peut être utilisée lorsque les interactions n'ont pas lieu sur les côtés du détecteur de façon générale.

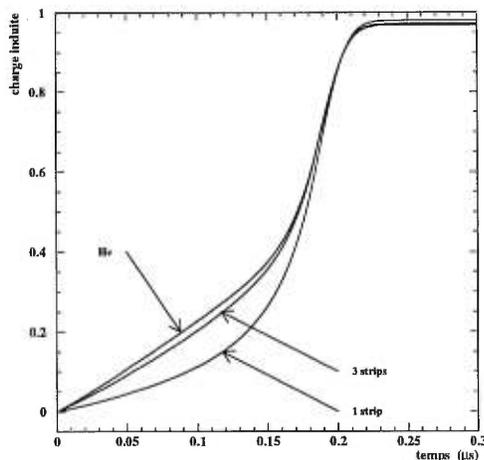


FIGURE 3-3. Signaux de charge induite simulés pour des détecteurs munis de nombres différents de bandes pour une interaction au centre du détecteur.

Lorsque les interactions ont surtout lieu sur les bords du détecteur, par exemple lorsque des sources de rayons γ sont collimées, des effets non prédits par le modèle de He apparaissent. Avant d'expliquer ces effets, il est utile de comprendre la forme des signaux induits par les porteurs de charge sous l'influence du champ électrique dans le détecteur.

3.2.1 Signaux

Lorsqu'un porteur se déplace vis-à-vis une bande collectante (peigne collectant), les signaux de charge et de courant induits sont similaires à ceux produits avec un détecteur à bandes. Un signal de charge induite, pour l'électrode collectante, est présenté sur la figure 3-4 (voir signal A). La forme du signal change drastiquement en fin de parcours (près des peignes), et de façons différentes, pour

les électrodes collectantes et non-collectantes, comme on le constate sur la figure 3-4.

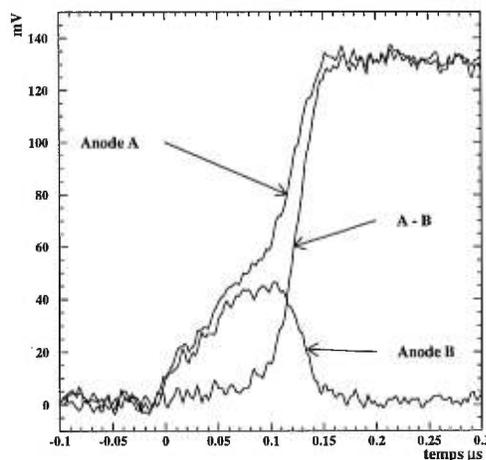


FIGURE 3-4. Signaux de charge induite mesurés par un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur et d'une période de 1016 μm . Le signal A est le signal mesuré par la bande collectante et le signal B celui mesuré par la bande non-collectante. La soustraction des deux signaux ($A - B$) est également montrée.

Comme les électrodes coplanaires sont constituées de bandes d'électrodes, les propriétés de ces dernières sont telles que les porteurs se déplaçant loin des peignes (des bandes) induisent des signaux égaux sur chacun des peignes. D'où la superposition des signaux A et B sur la majeure partie du détecteur. C'est seulement lorsque le porteur se trouve à une distance environ égale à la largeur des bandes que la séparation des signaux commence à être visible. On verra plus tard que cette séparation est précoce lorsque l'interaction a lieu près des bord du détecteur.

Puisque de façon générale les trous se déplacent loin des peignes lorsque l'anode est segmentée (la situation est inversée lorsque la cathode est segmentée), la soustraction des signaux A et B ($A - B$) élimine la contribution de tous les

déplacements de porteurs éloignés de l'électrode coplanaire. Ainsi, seul un type de porteur contribuera, et pendant un temps beaucoup plus court que précédemment comme on le voit sur la figure 3-4.

L'effet produit par les interactions près des bords du détecteur a déjà été mentionné comme la séparation précoce des signaux A et B. Le modèle de He ne peut évidemment pas expliquer cet effet puisque le bord du détecteur peut difficilement être défini à cause de l'hypothèse d'un nombre infini de bandes.

Le potentiel de pondération obtenu par la superposition du potentiel de pondération d'une bande (voir les équations 2.6, 2.7 et 2.8) permet d'expliquer en partie ce phénomène. La figure 3-5 représente le potentiel de pondération (pour les bandes collectantes A) d'un détecteur de 2 mm d'épaisseur avec une période de 400 μm , possédant deux peignes de 9 bandes d'électrode chacun.

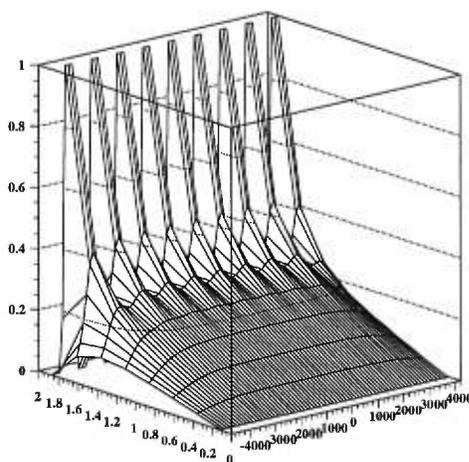


FIGURE 3-5. Potentiel de pondération de l'électrode collectante (A) d'un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur et d'une période de 400 μm possédant 9 bandes collectantes (A) et 9 non-collectantes (B). Les abscisses représentent la profondeur (0 à 2 mm) et la position latérale ($-4000 \mu\text{m}$ à $+4000 \mu\text{m}$).

Afin de bien observer l'asymétrie dans le potentiel de pondération causée

par le bord du détecteur, la solution pour le peigne B a été soustraite de celle pour A et le résultat est sur la figure 3-6.

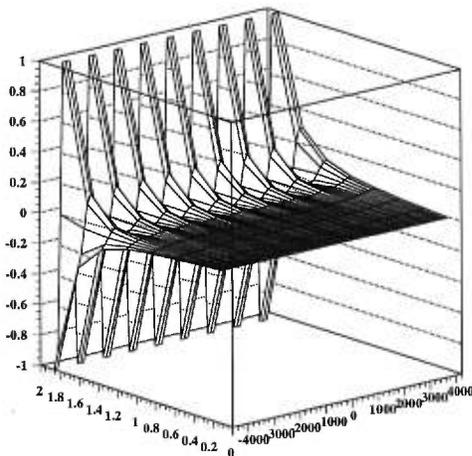


FIGURE 3-6. Soustraction des potentiels de pondération du peigne collectant (A) et du peigne non-collectant (B) ($\phi_A - \phi_B$) pour le même détecteur que celui de la figure précédente. Les abscisses représentent la profondeur (0 à 2 mm) et la position latérale ($-4000 \mu\text{m}$ à $+4000 \mu\text{m}$).

Le résultat de ce potentiel de pondération sur les signaux de charge induite est montré sur la figure 3-7 pour 3 positions d'interaction différentes. L'effet de séparation des signaux est particulièrement visible sur la troisième partie de la figure, c'est-à-dire lorsque l'interaction a lieu vis-à-vis la 9^{ième} bande.

3.2.2 Spectres en énergie

L'effet d'un patron d'électrodes coplanaires est évident sur la forme des signaux de charge induite. Cependant, cet effet est spectaculaire sur les spectres en énergie obtenus par cette technique. L'amélioration de la résolution en énergie est surprenante. Les deux figures qui suivent montrent bien les performances

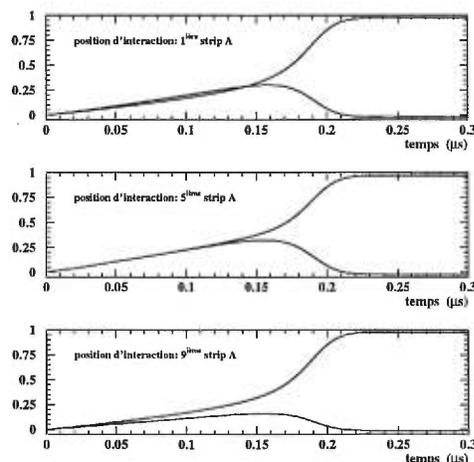


FIGURE 3-7. Simulation de signaux de charge induite démontrant la séparation des signaux d'anode collectante et non-collectante lorsque l'interaction a lieu près d'un bord du détecteur.

d'un détecteur coplanaire faces à celles d'un détecteur à électrodes pleines. La figure 3-8 montre un spectre en énergie d'une source de ^{137}Cs (photopic à 662 keV) obtenu avec un détecteur planaire alors que la figure 3-9 montre un spectre de la même source obtenu cette fois avec un détecteur coplanaire.

La majeure partie de la figure 3-8 montre un continuum où seulement deux structures peuvent être décelées. Tout d'abord, environ au canal 3800, on peut discerner le bord de Compton, qui correspond à l'énergie maximale pouvant être déposée par effet Compton pour cette source de radiation. Ensuite, environ au canal 5000, on peut discerner (avec un peu d'imagination!) le photopic du ^{137}Cs , soit 662 keV.

Avec le détecteur coplanaire par contre, la situation est bien différente. Premièrement, un pic de rétrodiffusion apparaît dans ce qui était un continuum en énergie pour le détecteur planaire et ensuite le bord de Compton est nettement mieux défini. Pour ce qui est du photopic, l'usage de l'imagination n'est mainte-

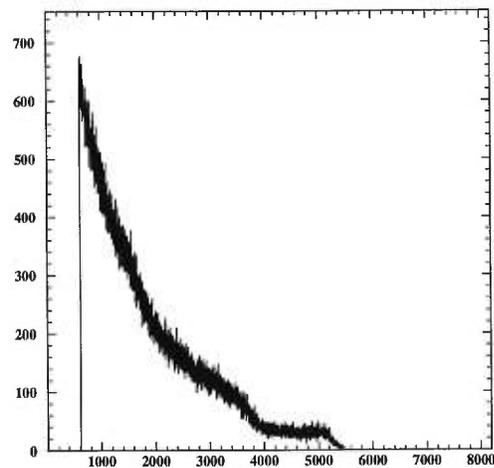


FIGURE 3-8. Spectre en énergie d'une source de ^{137}Cs obtenu avec un détecteur à électrodes pleines.

nant plus nécessaire pour l'identifier. De ces deux figures, on constate que pour des expériences où la résolution en énergie est un paramètre important, le passage d'un détecteur planaire à un détecteur coplanaire est une option très avantageuse.

3.3 Modèle vs. expérience

Puisque la solution de He est valable pour les détecteurs généralement utilisés, c'est-à-dire des détecteurs de plus de cinq bandes d'électrodes, et que les effets de bord ne sont pas spécialement importants dans nos applications, cette solution a été utilisée dans le modèle.

Tout comme pour les détecteurs à bandes, la superposition des signaux simulés aux signaux expérimentaux apporte beaucoup d'information sur les paramètres du cristal. Il est donc impératif d'avoir un modèle qui représente bien l'expérience afin de pouvoir croire aux paramètres obtenus grâce à celui-ci.

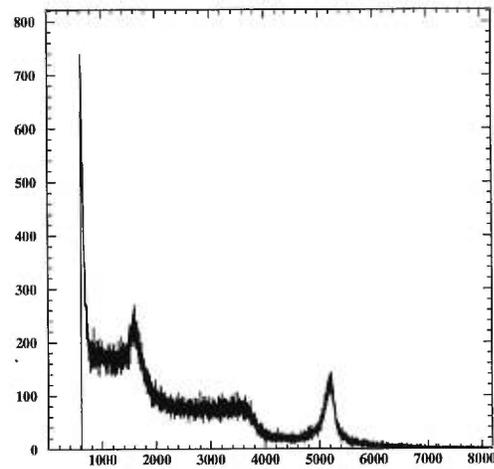


FIGURE 3-9. Spectre en énergie d'une source de ^{137}Cs obtenu avec un détecteur coplanaire.

Pour améliorer l'accord entre le modèle et l'expérience, sept paramètres peuvent être modifiés dans le programme de simulation. Il y a tout d'abord les mobilités, celle des trous et celle des électrons, puis ensuite, les temps de piégeage peu profond pour les deux types de porteurs plus un temps de piégeage profond pour les trous, et finalement les deux temps de dépiégeage.

Puisqu'il est difficile d'ajuster tous ces paramètres à la fois, une interface entre le logiciel MINUIT et le programme de simulation a été ajoutée. MINUIT calcule l'écart entre les points expérimentaux et les points calculés et change tous les paramètres jusqu'à ce que cet écart soit minimisé. On obtient alors des valeurs des différents paramètres avec une incertitude sur cette valeur. L'erreur sur la mobilité effective est calculée à partir de l'expression suivante:

$$(\Delta\mu_{eff})^2 = \sum_{ij} \sigma_{ij} \frac{\partial\mu_{eff}}{\partial p_i} \frac{\partial\mu_{eff}}{\partial p_j} \quad (3.2)$$

où μ_{eff} est donnée par l'équation qui suit et les σ_{ij} correspondent aux éléments i et j de la matrice d'erreurs (3-I) de ces trois paramètres.

$$\mu_{eff} = \frac{\mu\tau_R}{\tau_R + \tau_C} \quad (3.3)$$

TABLEAU 3-I. Matrice d'erreurs pour les paramètres τ_C (taux de piégeage), τ_R (taux de dépiégeage) et μ (mobilité des électrons).

	τ_C	τ_R	μ
τ_C	0.772E+17	0.217E+18	0.299E+04
τ_R	0.217E+18	0.611E+18	0.746E+04
μ	0.299E+04	0.746E+04	0.959E-05

La figure 3-10 est un exemple de superposition faite par MINUIT entre un signal expérimental et un signal simulé. Les paramètres obtenus sont donnés dans le tableau 3-II.

TABLEAU 3-II. Différents paramètres obtenus pour les électrons (ligne du haut) et les trous (ligne du bas) grâce à MINUIT.

Mobilité $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	Taux de piégeage	Taux de dépiégeage	Mobilité effective $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
1003.100	0.3E+09	0.9E+09	741
± 0.003	$\pm 0.3\text{E}+09$	$\pm 0.8\text{E}+09$	± 7

La principale différence entre le signal expérimental et celui simulé est la première montée. Il n'est pas possible d'obtenir une meilleure superposition dans cette partie sans affecter la partie plus rapide du signal. Nous croyons que ce désaccord provient de l'effet de bord, mentionné plus haut. Nous avons en effet montré que l'asymétrie présente dans le patron d'électrode produisait une

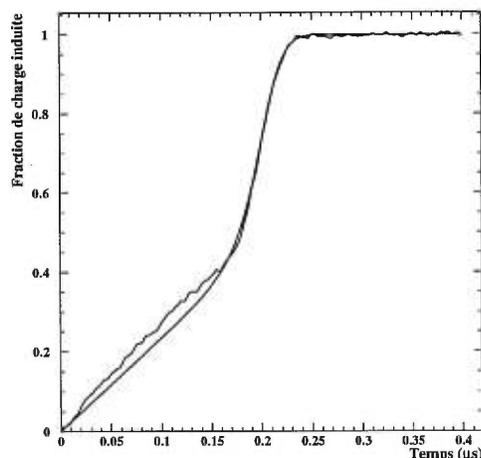


FIGURE 3-10. Superposition de signaux expérimental et simulé par MINUIT pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de 254 μm de largeur séparées par cette même largeur. Le trait lisse représente le signal simulé.

première montée plus rapide que prévue lorsque l'interaction avait lieu plus près d'un des bords du détecteur. Afin d'améliorer l'accord entre le signal mesuré et le signal expérimental, il faudrait donc inclure cet effet dans le modèle et refaire une superposition avec MINUIT. Ceci pourrait être fait dans le futur.

3.4 Résolution en position

Contrairement aux détecteurs à bandes où une résolution en position de $\sim 10 \mu\text{m}$ (voir figure 2-9) peut être obtenue n'importe où à l'intérieur du détecteur, les dispositifs coplanaires ne permettent pas de savoir où l'interaction a eu lieu puisque les bandes d'électrodes sont reliées ensemble. Cependant, lorsque la région d'interaction est connue avec une précision d'une période, une résolution d'environ $10 \mu\text{m}$ est également obtenue ici. Ceci est possible car une telle résolution

est obtenue entre les deux peignes sans toutefois connaître la bande vis-à-vis laquelle l'interaction a eu lieu. La figure 3-11 illustre ceci. Les rectangles identifiant les anodes A et B représentent physiquement ces électrodes, ils n'ont pas été placés pour se superposer aux signaux mesurés. Si le premier maximum peut être associé à une bande en particulier, alors la position d'interaction est connue avec très grande précision. Cette figure (3-11) représente un balayage sur 1250 μm d'un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec un laser à azote. Des impulsions de moins de 5 ns produisent des ondes d'environ 500 nm de longueur. Avec de telles impulsions, on peut supposer que l'interaction des photons avec le cristal a lieu sur la surface puisque la longueur d'atténuation pour des ondes de 500 nm de longueur est beaucoup plus petite qu'un micromètre. La largeur du faisceau laser est d'environ 40 μm .

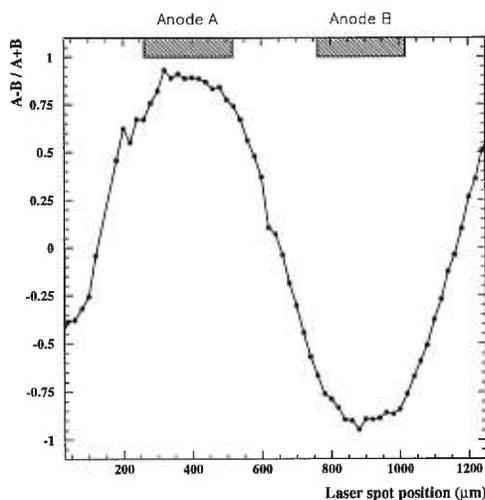


FIGURE 3-11. Balayage d'un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur possédant des bandes de 254 μm de largeur et un pas de 508 μm avec un faisceau laser par intervalles de 20 μm .

Il est intéressant de noter que la supposition d'un potentiel de surface variant linéairement entre la bande collectante et la non-collectante semble tout à fait justifiée par le balayage. Un système de micro-déplaceurs X-Y-Z motorisés d'une

résolution d'un micromètre a également été utilisé.

3.5 Optimisation des paramètres d'opération d'un détecteur coplanaire

Il y a principalement trois paramètres pouvant être modifiés afin d'améliorer les performances d'un détecteur coplanaire. Il s'agit de la tension moyenne entre les anodes et la cathode \bar{V} , de la différence de tension entre les deux peignes (anodes) ΔV et finalement du gain d'un des deux signaux soustraits. D'autres paramètres que ces derniers peuvent aussi être modifiés mais n'ont pas fait l'objet d'une étude rigoureuse. Parmi ceux-ci, le temps de mise en forme du signal a été brièvement étudié. La conclusion obtenue est qu'à moins que le détecteur soit refroidi à des températures de l'ordre de -20°C , l'augmentation du temps de mise en forme produit une dégradation de la résolution par une trop grande collection de bruit thermique. À -20°C par contre, l'augmentation de ce temps ne dégrade ni n'améliore la pleine largeur à mi-hauteur du signal. Ce paramètre a donc vite été mis de côté.

3.5.1 Optimisation de \bar{V} et ΔV

Le choix de la meilleure différence de potentiel entre les peignes a été guidé par l'observation du comportement de plusieurs mesures prises avec deux détecteurs coplanaires similaires. A priori, il peut être naturel de croire que plus la différence de tension sera grande, meilleure sera la résolution en énergie obtenue du détecteur puisqu'alors toute la charge sera collectée par un seul des deux peignes. La mesure de la résolution en énergie, la pleine largeur à mi-hauteur, est en effet une mesure déterminante dans le choix de ΔV et \bar{V} . La figure 3-12 présente la mesure de la pleine largeur à mi-hauteur en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de V_B .

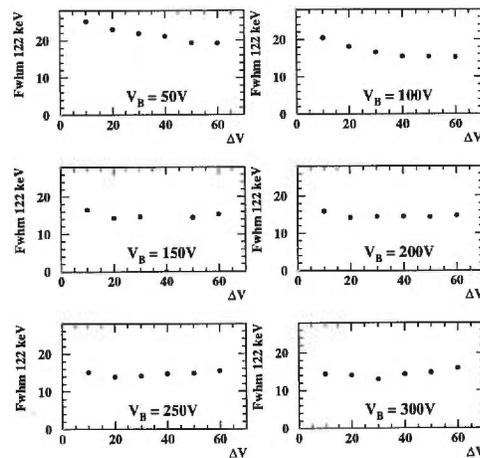


FIGURE 3-12. Largeur à mi-hauteur (en keV) en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de V_B pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de $254 \mu\text{m}$ de largeur séparées par cette même largeur.

Les trois figures qui suivent sont des exemples de spectres en énergie pris avec un des deux détecteurs coplanaire pour une source de ^{57}Co dont le photopic est à une énergie de 122 keV. La résolution mesurée n'est pas tout à fait la pleine largeur à mi-hauteur comme il est mentionné tout au long de cette section, mais plutôt deux fois la demi-largeur droite à mi-hauteur. Cette mesure est moins dépendante de l'épaule à gauche du photopic et est parfois la seule mesure possible à prendre. Celle-ci n'est donc pas une mesure du bruit électronique mais plutôt des performances du détecteur selon les paramètres d'opération. Les deux premières figures (3-13 et 3-14) montrent l'effet de \bar{V} puisque qu'on passe de $V_1 = 100V$ et $V_2 = 110V$ (figure 3-13) à $V_1 = 300V$ et $V_2 = 310V$ (figure 3-14). Une nette amélioration est observée par cet effet de \bar{V} , comme on peut le constater sur la figure 3-12. Une amélioration supplémentaire est obtenue par le passage de $\Delta V = 10V$ à $\Delta V = 40V$, comme le montrent les figures 3-14 et 3-15.

Les rapports pic sur vallée sont également obtenus avec l'aide de ces figures.

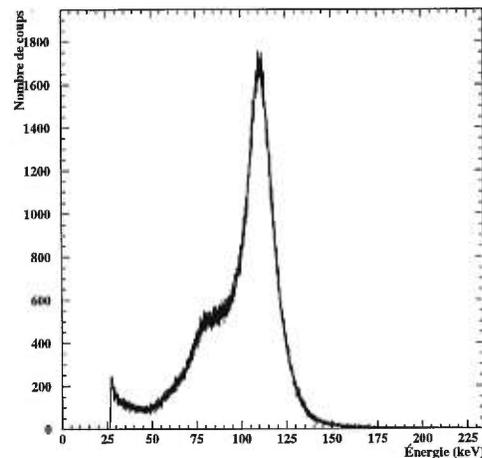


FIGURE 3-13. Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co obtenu avec un détecteur coplanaire pour des tensions d'opération de 100V sur le peigne non-collectant et de 110V sur le peigne collectant.

Ce rapport, décrit un peu plus loin, n'est autre que le nombre de coups sous l'amplitude maximale du photopic sur le nombre de coups sous l'amplitude minimale de la vallée tout juste à gauche du photopic.

Lorsque ΔV et \bar{V} augmentent, le courant de fuite entre les peignes augmente lui aussi et amoindrit les performances du détecteur. Ce courant de fuite est en fait un mouvement de charges dans le champ électrique entre les peignes produit par la différence de tension entre ceux-ci. Puisque les signaux de courant mesurés par les modules électroniques sont de l'ordre des μA , les courants de fuite à la surface du détecteur ne doivent pas être plus élevés que quelques centaines de nA pour ne pas affecter trop fortement les signaux produits par le mouvement des charges à travers le détecteur.

Comme le CdTe et le CdZnTe sont des matériaux très résistifs ($10^{12}\Omega \cdot \text{cm}$), le courant de fuite est habituellement dominé par le courant sur la surface du détecteur, par des saletés pouvant s'y retrouver. Une technique peut cependant

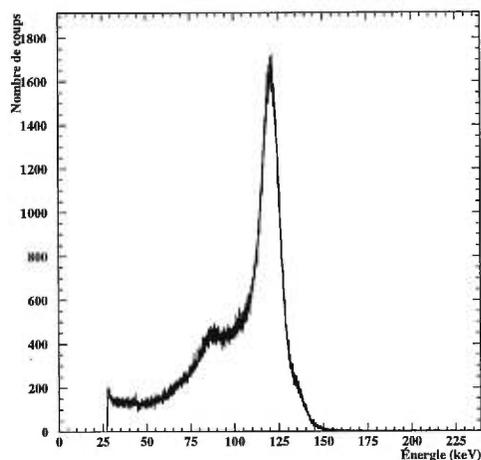


FIGURE 3-14. Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co obtenu avec un détecteur coplanaire pour des tensions d'opération de 300V sur le peigne non-collectant et de 310V sur le peigne collectant.

être utilisée pour réduire ce courant de fuite en particulier, c'est l'utilisation d'un anneau de garde. La technique consiste à installer une électrode qui fait le tour de l'électrode coplanaire et qui est mise au même potentiel que le peigne au potentiel le plus élevé.

Le courant de fuite entre les peignes demeure toutefois présent et il faut alors, en plus de mesurer la pleine largeur à mi-hauteur, monitorer le comportement de ce courant de fuite en fonction de ΔV et \bar{V} , afin d'optimiser les paramètres d'opération du dispositif coplanaire. La figure 3-16 montre la variation du courant de fuite pour plusieurs tensions moyennes \bar{V} avec des ΔV variant de 10V à 60V.

Un troisième paramètre est également utile dans le choix de la différence de tension ΔV entre les peignes et de la tension moyenne \bar{V} entre les anodes et la cathode, le rapport pic sur vallée. Plus le déficit balistique est grand, plus la charge collectée sera petite et donc le spectre en énergie déplacé vers la gauche, soit vers les énergies plus faibles. La vallée se situant juste à gauche

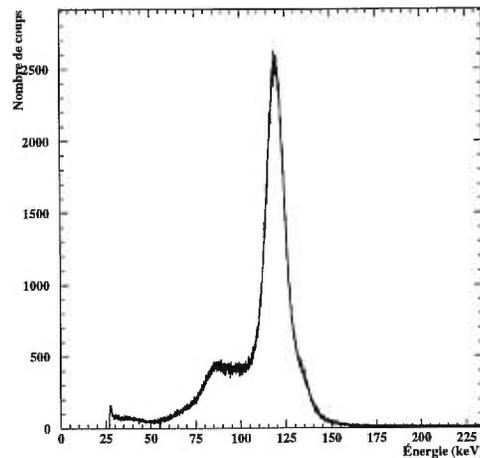


FIGURE 3-15. Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co obtenu avec un détecteur coplanaire pour des tensions d'opération de 300V sur le peigne non-collectant et de 340V sur le peigne collectant.

du pic augmente alors en importance relativement au photopic, à mesure que le déficit balistique augmente. Cette vallée se remplit évidemment au détriment du photopic. Ainsi, le rapport pic sur vallée diminue rapidement avec l'augmentation du déficit balistique ou autrement dit avec la dégradation des caractéristiques de collection du détecteur. La figure 3-17 montre le rapport pic sur vallée en fonction de ΔV pour plusieurs tensions moyennes \bar{V} .

3.5.1.1 Conclusions sur \bar{V} et ΔV

De ces trois figures (3-12, 3-16 et 3-17), on peut tirer certaines conclusions. L'effet le plus marqué est observé sur la figure 3-16 qui présente le courant de fuite en fonction de ΔV et \bar{V} . Sur cette figure, on observe la très forte dépendance du courant de fuite sur la différence de tension. Afin de ne pas trop dégrader les performances du détecteur, des différences de tensions de moins de 50V semblent

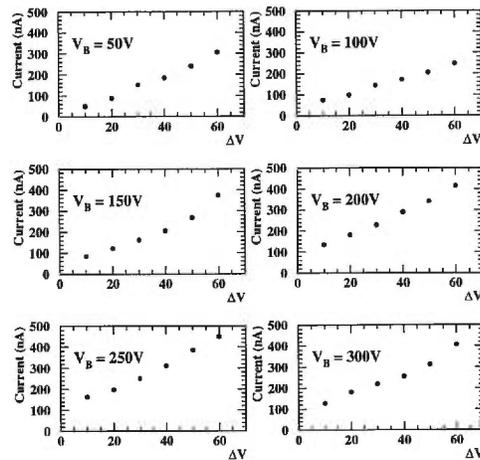


FIGURE 3-16. Courant de fuite en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de V_B pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de 254 μm de largeur séparées par cette même largeur.

requis.

Deuxième constatation, pour les rapports pic sur vallée, des différences de tensions de plus de 10V s'avèrent nécessaires. En effet, on note un passage brusque entre $\Delta V = 10V$ et $\Delta V = 20V$, alors qu'entre $\Delta V = 20$ et $\Delta V = 60V$, les différences de ces rapports sont petites. Cette constatation semble indiquer qu'à partir de $\Delta V = 20V$, la collection des charges se fait presque uniquement sur l'anode B (anode collectante) alors qu'à $\Delta V = 10V$, la charge collectée est fractionnée sur les deux peignes.

Finalement, les pleines largeurs à mi-hauteur indiquent une dépendance sur ΔV plutôt marginale mais une dépendance plus forte sur \bar{V} . Ainsi, les meilleures résolutions sont obtenues à une tension sur le peigne B de 300V ($V_B = 300V$) et pour des différences de tension se situant entre 20V et 50V.

La même étude a été effectuée sur un deuxième détecteur tout à fait similaire

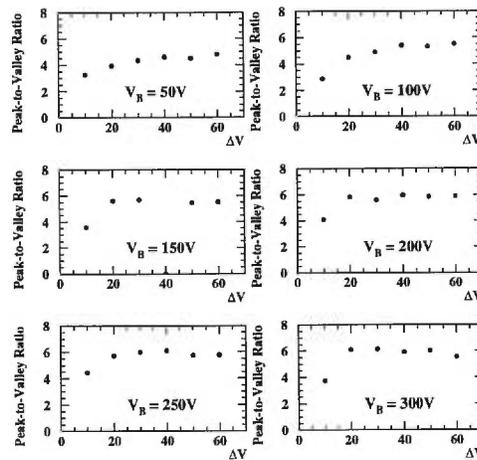


FIGURE 3-17. Rapport pic sur vallée en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de V_B pour un détecteur coplanaire de 2 mm d'épaisseur avec des bandes d'électrodes de 254 μm de largeur séparées par cette même largeur.

et les résultats, quoique différents en valeurs absolues, indiquent les mêmes tendances quant aux dépendances des rapports pic sur vallée, des pleines largeurs à mi-hauteur et des courants de fuite sur ΔV et \bar{V} . Il paraît alors raisonnable de fixer les tensions optimales V_A et V_B aux valeurs indiquées dans le tableau 3-III.

TABLEAU 3-III. Tensions optimales pour les deux anodes et la cathode.

Électrode	tension optimale
anode A	340 V
anode B	300 V
cathode	0 V

3.5.2 Optimisation du gain relatif

Le troisième et dernier paramètre étudié pour l'amélioration des performances de spectroscopie des détecteurs coplanaires au CdZnTe est le gain relatif des deux signaux soustraits. Rien ne peut laisser croire que la soustraction suivante (Signal A - Signal B) donne les meilleures résolutions. Il est en effet possible d'écrire l'équation:

$$G_A \cdot (\text{Signal A}) - G_B \cdot (\text{Signal B})$$

où G_A et G_B sont respectivement les gains sur les signaux A et B ou, autrement dit, les facteurs de multiplication des signaux, et de trouver pour quelles valeurs de G_A et G_B les résolutions obtenues sont les meilleures.

Pour simplifier, un seul gain relatif, soit $G = G_B/G_A$, sera utilisé. On peut alors réécrire l'équation pour la soustraction des signaux comme suit:

$$(\text{Signal A}) - G \cdot (\text{Signal B})$$

Deux modules électroniques de soustraction et d'inversion de signal, SUM-INVERT ORTEC 433, ont été utilisés afin de pouvoir varier les gains sur chaque signal entre 0.55 et 1.00. Tout comme pour l'optimisation de ΔV et \bar{V} , la pleine largeur à mi-hauteur et le rapport pic sur vallée ont été les mesures étudiées afin de déterminer le meilleur gain relatif.

Sur les figures 3-18 et 3-19, l'ordonnée est la mesure de la résolution ou du rapport pic sur vallée selon le cas alors que l'abscisse représente ΔV pour $V_B = 300V$. La valeur 20 signifie donc $V_B = 300V$ et $V_A = 320V$.

La figure 3-18 permet de constater que les meilleures résolutions en énergie sont généralement obtenues lorsque le gain est plus petit que 1, plus précisément,

lorsque $G = 0.55$. On remarque de plus que pour ces gains, la différence de tension de 40V donne les meilleures performances comme on l'avait trouvé dans la section précédente.

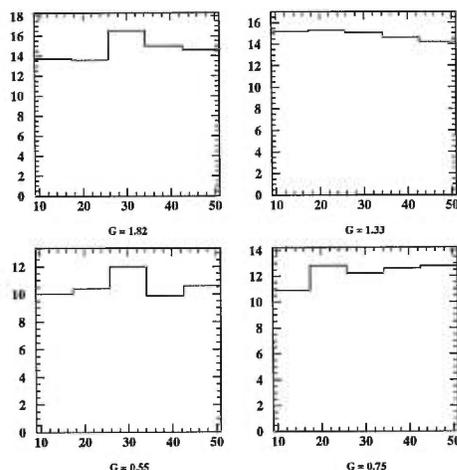


FIGURE 3-18. Largeur à mi-hauteur (en keV) en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de gains sur les signaux d'anode.

Finalement, les résultats obtenus pour le rapport pic sur vallée montrés à la figure 3-19 semblent plutôt indiquer que les meilleurs résultats sont obtenus pour $G = 0.75$ mais ces résultats sont assez similaires entre eux et le gain $G = 0.55$ peut être retenu comme étant également bon. On peut cependant conclure de cette figure que de façon générale, les ΔV de 40V et 50V donnent les plus grands rapports pic sur vallée.

3.5.2.1 Conclusions sur le gain relatif

Par ces résultats, il paraît raisonnable de conclure que le meilleur gain relatif pour la soustraction des signaux A et B est $G = 0.55$ et que la meilleure différence de tension ΔV est encore une fois 40V pour $V_B = 300V$. Nous pouvons alors

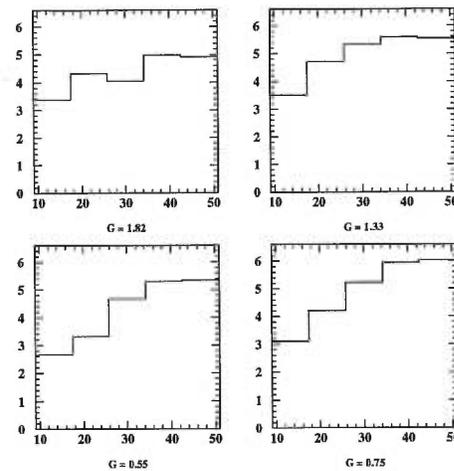


FIGURE 3-19. Rapport pic sur vallée en fonction de ΔV pour plusieurs valeurs de gains sur les signaux d'anode.

résumer dans le tableau 3-IV les meilleurs paramètres d'opération d'un détecteur coplanaire au CdZnTe de 2 mm d'épaisseur.

TABLEAU 3-IV. Résumé des résultats de tensions optimales et du gain relatif optimal.

Électrode	tension optimale	gain optimal
anode A	340 V	G = 0.55
anode B	300 V	
cathode	0 V	aucun

Il est intéressant de noter que Luke et al. [18] étaient déjà arrivés à des résultats semblables quant aux valeurs des gains relatifs des signaux provenant des peignes. Ils avaient en effet obtenu un rapport $G = \frac{G_B}{G_A}$ de 0.49 comme meilleur gain.

CHAPITRE 4

Discussion

L'utilisation de matériaux semi-conducteurs tels le CdTe ou le CdZnTe comme détecteurs de radiation permet un net avantage face au silicium et au germanium, soit le numéro atomique élevé. La possibilité de faire de l'imagerie à la température de la pièce est également un avantage important face au germanium. À une large bande interdite vient s'ajouter un numéro atomique plus élevé augmentant ainsi les sections efficaces pour l'absorption photoélectrique. De façon générale, des cristaux plus petits peuvent être utilisés pour obtenir les mêmes longueurs d'atténuation que dans le Si ou le Ge.

Malheureusement, les quantités d'impuretés retrouvées dans ces matériaux demeurent beaucoup trop élevées pour obtenir des mobilités de porteurs de charge comparables aux mobilités retrouvées dans le germanium.

Les résolutions en énergie s'en trouvent alors dégradées et les applications où des précisions extrêmes sont exigées ne peuvent être réalisées avec les détecteurs à température de la pièce sans un effort de correction quelconque.

Cette limitation n'est cependant pas fatale puisque plusieurs techniques visant à améliorer les résolutions en énergie sont possibles. Seules les techniques portant sur des patrons d'électrodes ont été vues dans le présent ouvrage, soient les électrodes à bandes et les électrodes coplanaires.

Puisque ce sont principalement les trous qui sont responsables de la dégradation des signaux mesurés, l'élimination ou la diminution de leur contribution

au signal est avantageuse. C'est précisément ce que font les bandes d'électrode (diminution de la contribution des trous) et les électrodes coplanaires (élimination de la contribution des trous). En diminuant la sensibilité de l'anode segmentée sur les déplacements de porteurs de charge éloignés de celle-ci, on diminue la fraction de charge induite par les trous, ainsi que par les électrons situés près de la cathode. Les signaux sont alors presque exempts de la contribution lente des trous et les résolutions s'en trouvent améliorées.

La technique coplanaire utilise le principe des bandes décrit ci-haut, en plus de faire une soustraction des signaux induits par des porteurs sur deux anodes avec une légère différence de tension. De cette façon, les contributions lentes des trous ne sont plus seulement diminuées mais carrément éliminées.

Du point de vue de la résolution en énergie, les électrodes coplanaires l'emportent sur les bandes d'électrode. Cependant, du point de vue de la résolution spatiale, les coplanaires ne s'approchent pas de ce qui peut être fait avec les bandes d'électrodes. Ainsi, selon le type d'application désirée, le choix peut être fait entre les deux types de patron d'électrode. Nous proposons un modèle hybride qui sera testé dans un futur proche. Un détecteur à bandes pourrait être utilisé selon un mode coplanaire avec l'électronique appropriée. Ainsi, avec un seul détecteur, on pourrait utiliser de façon optimale les avantages des deux patrons d'électrodes selon l'application souhaitée.

4.1 Améliorations au modèle

Les modifications pouvant être portées au modèle sont valables à la fois pour le patron d'électrodes coplanaires et pour le patron de bandes d'électrode.

Le modèle utilisé suppose un profil de champ électrique linéaire. Des études [19] semblent indiquer que le champ électrique entre la cathode et l'anode pourrait

être non linéaire. L'inclusion d'un profil non linéaire à notre modèle serait une amélioration certaine qui pourrait amener de meilleures corrélations entre les simulations et les mesures expérimentales.

Une seconde amélioration au modèle serait d'inclure une dépendance sur la température. Puisque selon que la température est élevée ou basse, le transport des porteurs est surtout influencé par les collisions avec les phonons, ou le piégeage et le dépiégeage des porteurs dus aux impuretés présentes dans le cristal. Il serait donc d'une grande importance de pouvoir faire des simulations pour différentes températures. Cette amélioration n'est pas simple puisqu'une connaissance de la dépendance des mécanismes de transport sur la température s'impose. De plus, l'interaction des porteurs avec les phonons est un phénomène relativement complexe.

Finalement, une troisième amélioration pouvant être apportée au modèle est l'inclusion de la diffusion des porteurs, surtout celle des électrons. Il a été vu que le transport des trous était surtout dominé par le piégeage et le dépiégeage. Le piégeage des électrons étant beaucoup plus faible que celui des trous, les temps de montée plus lents que ceux prévus par les valeurs de mobilités d'électrons (μ_e) indiquent une diffusion des électrons. Ces électrons ainsi diffusés dans le détecteur ont alors des vitesses de dérive plus faibles et les signaux mesurés sur l'anode sont plus lents que ce à quoi on se serait attendu.

Ce sont, pour l'instant, les trois améliorations qui seraient importantes à ajouter au modèle actuel. Certainement que ce ne sont pas les seules qu'il faudra ajouter, les connaissances quant aux déplacements des porteurs de charge dans les semi-conducteurs augmentant constamment, d'autres phénomènes verront le jour et devront alors être inclus. Ce sont toutefois les trois seules qui nous apparaissent importantes maintenant.

4.2 Mesures futures

Plusieurs mesures importantes sont immédiatement envisageables. Premièrement, afin d'inclure un profil de champ non linéaire à notre modèle, il faut avoir une idée de la forme de celui-ci. Ainsi, des mesures du profil de champ électrique sont absolument nécessaires pour l'amélioration de nos simulations.

Toujours dans le but d'améliorer le modèle, des mesures précises sur la position d'interaction et la position de collection permettraient de connaître l'ampleur du phénomène de diffusion et ainsi de savoir dans quelle mesure cet effet peut influencer la forme des signaux mesurés. Ces mesures peuvent être réalisées avec un détecteur à bandes bombardé par un faisceau laser de très faible dimension ou par des particules α .

Une dernière mesure intéressante et réalisable ici est l'effet des bords du détecteur sur les signaux de charge induite. Cette mesure permettrait de valider ou d'infirmer les prédictions de notre modèle actuel quant aux effets de bord. Avec le laser, il est possible de bombarder un détecteur coplanaire dans la région située tout près des côtés du détecteur. Des signaux induits peuvent alors être obtenus et analysés.

4.3 Conclusion

Alors que des résolutions en position inférieures à la dimension du détecteur sont impensables pour des détecteurs planaires, des résolutions plus petites que la largeur d'une bande sont possibles pour des détecteurs avec des anodes segmentées. Le passage d'une anode pleine à des bandes pour des cristaux de mêmes qualités permet de plus une certaine amélioration des résolutions en énergie. Ceci est possible par une diminution de la contribution au signal d'anode des trous.

Une élimination pratiquement complète de la contribution des trous au signal est possible par le passage d'un détecteur à bandes d'électrodes à un détecteur coplanaire. Ce passage permet alors une amélioration supplémentaire de la résolution en énergie. Ce passage se fait toutefois au détriment de la résolution spatiale. Ainsi, pour des applications où une bonne résolution spatiale est exigée, il est préférable d'utiliser un détecteur muni de bandes d'électrode.

En résumé, un modèle théorique semble expliquer assez bien les processus de transport des porteurs de charge, bien que quelques améliorations peuvent et doivent y être ajoutées. Ce modèle permet de trouver les mobilités de trous et d'électrons de n'importe quel détecteur, simplement par une superposition des signaux simulés avec les signaux expérimentaux. Cette méthode donne de bons résultats et se fait automatiquement avec l'aide de l'ordinateur. Il est également possible de simuler un spectre en énergie avec les paramètres obtenus de la superposition des signaux de charge induite et ainsi avoir une validation, ou au contraire une infirmation, de la validité des paramètres calculés.

Pour deux cristaux provenant de chez eV-PRODUCTS, tous deux de même qualité, les paramètres d'opération des détecteurs coplanaires ont été calculés, pour une température donnée.

Beaucoup de travail reste encore à faire pour être vraiment certain de bien comprendre les mécanismes de transport. Cependant, une compréhension raisonnable de ces mécanismes semble être acquise. Il est certain que d'autres techniques permettant l'amélioration des résolutions en énergie des détecteurs semi-conducteurs au CdTe et au CdZnTe verront le jour mais d'ici là, les outils actuels permettent encore de découvrir les secrets du transport des porteurs de charge dans ces dispositifs semi-conducteurs.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Sapoval, C. Hermann. *Physique des semi-conducteurs*. ellipses, Paris, 1990.
- [2] G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley and Sons, New York, 1979.
- [3] R. Brun et al., GEANT user's guide, CERN-CS Division, Geneva, 1996.
- [4] N. Tsoufanidis. *Measurement and Detection of Radiation*. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1983.
- [5] J.F. Ziegler, J.M. Manoyan. *The Stopping of Ions in Compounds*. Nucl. Instr. and Meth. B35 (1988) 215-228.
- [6] L.-A. Hamel, *Signal Induced in Semiconductor Detectors with a Linear Field Profile in the Presence of Trapping and Detrapping*. Submitted to Nucl. Instr. and Meth. A., August 1995.
- [7] S. Ramo, Proc. IRE 27, 584, 1939.
- [8] EURORAD, C.T.T. du C.N.R.S., BP20, 23 rue du Loess F67037 Strasbourg - Cedex 2.
- [9] P.N. Luke, *Single-polarity charge sensing in ionization detectors using coplanar electrodes*, Appl. Phys. Lett. 65, 2884, 1994.
- [10] H.H. Barrett, J.D. Eskin and H.B. Barber, *Charge Transport in Arrays of Semiconductor Gamma-Ray Detectors*. Phys. Rev. Lett., 75, p. 156, 1995.
- [11] L.-A. Hamel, S. Paquet, *Charge transport and signal generation in CdTe pixel detectors*. Nucl. Instr. and Meth. A., 380, 238-240, 1996.

- [12] O. Tousignant, L.-A. Hamel, J.-F. Courville, J.R. Macri, K. Larson, M. Mayer, M.L. McConnell, J.M. Ryan. *Progress in the study of CdZnTe strip detectors*. Soumis à Spie, 1997.
- [13] P.M. Morse and H. Feshbach. *Methods of theoretical physics*. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1953.
- [14] J.D. Eskin, H.H. Barrett, H.B. Barber and J.M. Woolfenden, *The Effect of Pixel Geometry on Spatial and Spectral Resolution in a CdZnTe Imaging Array*. NSS 1995 Proceedings Paper.
- [15] M. Mayer, D.V. Boykin, M.L. Cherry, J.-F. Courville, F.P. Doty, A. Drake, T.G. Guzik, L.-A. Hamel, K. Larson, J.R. Macri, M.L. McConnell, J.M. Ryan, O. Tousignant, *Performance and Simulation of CdZnTe Strip Detectors as Sub-millimeter Resolution Imaging Gamma Radiation Spectrometers*. Soumis à IEEE, Nov. 1996.
- [16] O. Frish, British Atomic Energy Report BR-49 (1944).
- [17] Z. He, *Potential Distribution within Semiconductor Detectors using Coplanar Electrodes*. Soumis à Nucl. Instr. and Meth. A, 1995.
- [18] P.N. Luke, M. Amman, T.H. Prettyman, P.A. Russo and D.A. Close, *Electrode Design for Coplanar-Grid Detectors*. Rapport interne LBL-38609, novembre 1996.
- [19] C. Manfredotti, F. Fizzotti, P. Polesello, P.P. Trapani, E. Vittone, M. Jaksic, S. Fazinic, I. Bogdanovic. Investigation on the electric field profile in CdTe by ion beam induced current. Nucl. Instr. and Meth. A380, 136-140, 1996.
- [20] M. Mayer, D.V. Boykin, M.L. Cherry, J.-F. Courville, F.P. Doty, A. Drake, T.G. Guzik, L.-A. Hamel, K. Larson, J.R. Macri, M.L. McConnell, J.M. Ryan, O. Tousignant, *An imaging CdZnTe strip detector with orthogonal anodes*. Soumis à MRS, déc. 1997.