



HAL
open science

**Recherche de matière noire au sein de l'expérience
EDELWEISS avec des bolomètres à double composante
Ionisation/Chaleur, rejet des évènements de surface avec
la voie ionisation.**

Xavier Defay

► **To cite this version:**

Xavier Defay. Recherche de matière noire au sein de l'expérience EDELWEISS avec des bolomètres à double composante Ionisation/Chaleur, rejet des évènements de surface avec la voie ionisation.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2008. Français. NNT : . tel-00369460

HAL Id: tel-00369460

<https://theses.hal.science/tel-00369460v1>

Submitted on 19 Mar 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER II
U.F.R SCIENTIFIQUE DE MONTPELLIER

THESE D'ASTROPARTICULES
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

par
Xavier DEFAY

Sujet :
**Recherche de matière noire au sein de l'expérience
EDELWEISS avec des bolomètres germanium à double
composante Ionisation/Chaleur, rejet des évènements
de surface avec la voie ionisation**

Soutenue le **5 décembre 2008** devant la Commission d'Exa-
men :

Eric AUBOURG	Examineur
Alexandre BRONIATOWSKI	Co-directeur de thèse
Alain FALVARD	Président
Franz VON FEILITZSCH	Rapporteur
Agnieszka JACHOLKOWSKA	Directrice de thèse
Bernard SADOULET	Rapporteur

L.P.T.A. Montpellier, C.S.N.S.M. ORSAY

Table des matières

Introduction	1
1 La matière noire	5
1.1 Le problème de la masse cachée	5
1.1.1 Le modèle cosmologique standard, observations cosmo- logiques	5
1.1.2 Observations expérimentales	6
1.1.3 Densité d'énergie de l'univers	12
1.1.4 Nature de la matière noire	14
1.2 Expériences de détection de matière noire	17
1.2.1 Détection indirecte	17
1.2.2 Détection directe	18
2 L'expérience EDELWEISS	27
2.1 Interaction rayonnement-matière	27
2.1.1 Interaction des photons dans la matière	27
2.1.2 Interaction des électrons de haute énergie avec la matière	30
2.1.3 Interaction des neutrons avec la matière	34
2.1.4 Interaction de particules α avec la matière	35
2.2 Des détecteurs à double composante ionisation-chaleur	36
2.2.1 Voie chaleur	36
2.2.2 Voie ionisation	41
2.2.3 Piégeage	43
2.2.4 Développement des signaux d'ionisation sur les électrodes	45
2.2.5 Front de montée des signaux d'ionisation	47
2.3 Mesure à double composante ionisation/chaleur	47
2.3.1 Énergie de recul et effet Luke	47
2.4 Les différentes signatures du signal WIMP	54
2.5 Bruit de fond du laboratoire souterrain de Modane	55
2.5.1 Bruit de fond γ	55
2.5.2 Bruit de fond α et β	56
2.5.3 Bruit de fond de neutrons	58

2.5.4	Blindage passif du cryostat EDELWEISS II	59
2.5.5	Veto-muon	64
2.6	Évènements de surface et sous-couche amorphe	64
3	Le bolomètre Interdigit	69
3.1	Historique	69
3.1.1	Grille de Frisch	69
3.1.2	Application à des détecteurs à semi-conducteurs	70
3.2	Caractéristiques du bolomètre ID201	70
3.3	Rejet des évènements de surface avec des signaux d'ionisation	73
3.4	Étude des cartes de champ du bolomètre	75
3.4.1	Champ moyen dans le détecteur	75
3.4.2	Champ entre les électrodes	76
3.4.3	Champ sous les électrodes	79
3.4.4	Rejet des évènements de surface sous les électrodes de collecte	79
3.4.5	Zone de champ faible	79
3.4.6	Correction d'effet Luke et expression du rendement d'ionisation	83
3.4.7	Calcul de l'ionisation	84
3.4.8	Potentiel de Ramo	84
3.4.9	Expansion du nuage de charge	85
3.5	Fabrication du bolomètre ID201	87
4	Montage d'un banc de test	93
4.1	Le cryostat EDELWEISS I	93
4.1.1	Étages de pré-refroidissement	93
4.1.2	Étages de dilution	94
4.1.3	Mesure et régulation de la température	95
4.1.4	Blindage et prévention du bruit	95
4.2	Électronique, câblage et acquisition	96
4.2.1	Électronique dédiée à la lecture des signaux ionisation .	96
4.2.2	Électronique dédiée à la lecture des signaux chaleur . .	101
4.2.3	Acquisition des signaux	101
4.2.4	Évaluation des amplitudes	103
5	Réponse du détecteur à une source de γ	105
5.1	Vérification du principe de fonctionnement	106
5.1.1	Montage expérimental	106
5.1.2	Conditions de polarisation, système de déclenchement .	108

5.1.3	Etude de la carte de champ simulée avec les mêmes conditions de polarisation expérimentales	109
5.1.4	Résultats expérimentaux	111
5.1.5	Optimisation de la sélection des évènements de volume fiduciel	114
5.2	Simulation GEANT du dispositif expérimental	118
5.2.1	Principe de la simulation	118
5.2.2	Effet du choix des polarisations	120
5.3	Dégradation du détecteur	121
5.3.1	Comment polariser le détecteur ?	121
5.3.2	Piégeage de charge	121
5.3.3	Évolution du détecteur	127
5.4	Transitoire des signaux	130
5.4.1	Principe de la localisation d'évènements avec le temps de montée des signaux d'ionisation	130
5.4.2	Application à la comparaison des évènements de volume et de surface	132
5.4.3	Application au cas des évènements des zones de champ faible	133
5.5	Calibration Baryum en site souterrain	133
5.5.1	Évolution dans le temps de la réponse du détecteur	138
5.5.2	Dépôts multiples	144
6	Réponse du détecteur à une source de neutrons	147
6.1	Description d'une expérience de calibration 'neutron'	147
6.2	Optimisation des coupures	148
6.3	Calcul du volume fiduciel	149
6.3.1	Évolution du volume fiduciel en fonction du temps	155
7	Réponse du détecteur à une source d'électrons	157
7.1	Expérience avec des sources d'électrons de ^{109}Cd	157
7.1.1	Caractéristiques d'émission des sources de ^{109}Cd	157
7.1.2	Résultats expérimentaux	161
7.1.3	Étude des différents évènements de l'expérience pour les évènements qui ne font pas partie du volume fiduciel	161
7.1.4	Optimisation de la sélection des évènements du volume fiduciel (expérience ^{109}Cd)	167
7.2	Expérience avec une source d'électrons de ^{210}Pb	171
7.2.1	Montage expérimental	171
7.2.2	Évolution du détecteur	172
7.2.3	Résultats expérimentaux	173

8 Analyse du fond observé par le détecteur Interdigit	185
Conclusion générale et perspectives	193

Remerciements

Mes premiers remerciements vont aux membres de mon équipe du CSNSM. Elle a constitué un cadre convivial et dynamique où j'ai appris beaucoup de choses et passé des moments inoubliables. Merci donc à : Alexandre Broniatowski (mon directeur de thèse qui m'a suivi et encadré pendant ma thèse et au contact duquel j'ai beaucoup appris), Laurent Bergé, Benjamin Censier, Maurice Chapellier, Sophie Collin, Olivier Crauste, Louis Dumoulin (dont l'aide a été indispensable tout au long de ma thèse), Youri et Christina Dolgorouki, Jocelyn Domange, Alexandre Juillard, Francois Lalu, Stefanos Marnieros, Claire Marrache Kikuchi (en particulier pour son aide lors de la rédaction de mon manuscrit) et Jérémie Marrache, Claudia Nones, Emiliano Olivieri, Shu-Chen Liu et Dana Stanescu.

Merci ensuite au personnel du CSNSM : Marie-Geneviève Porquet, Franck Fortuna, Olivier Plantevin, les doctorants et personnes du service électronique, mécanique, informatique et d'administration.

J'ai beaucoup apprécié de travailler au sein de la collaboration EDELWEISS. Je tiens à remercier les membres de L'IPNL (en particulier Maryvonne De Jesus, Jules Gascon, Véronique Sanglard, Silvia Scorza), les membres du CEA Saclay, de l'IAP (en particulier Gérard Nollez pour son initiation à GEANT), de l'institut Néel (notamment le service électronique), du ForschungZentrum de Karlsruhe et du DLNP de Dubna.

Je remercie Alain Falvard qui m'a permis d'obtenir la bourse de thèse, Agnieszka Jacholkowska ma co-directrice de thèse qui m'a beaucoup aidée lors de la rédaction de la première partie de ma thèse et Eric Nuss pour son accueil au LPTA.

Merci à la région Languedoc-Roussillon qui a cofinancé cette thèse en partenariat avec le CNRS.

Et finalement merci à mes parents, Manu, Céline et surtout à Peg.

Introduction

Le concept de matière noire a été évoqué pour la première fois en 1933 par Fritz Zwicky pour rendre compte des observations faites sur l'amas de Coma dans lequel il observa une forte disparité entre la masse de matière lumineuse et la masse déduite d'observations gravitationnelles. Depuis lors, de nombreuses observations ont été faites semblant démontrer l'existence d'une grande quantité de matière noire non baryonique (la matière baryonique étant la matière ordinaire). Mais cette matière noire n'a encore jamais été détectée.

Il existe trois types d'expériences destinées à sa recherche : les expériences de détection indirecte qui tentent de détecter parmi les rayons cosmiques (de type rayons γ ou des signaux d'antimatière) une signature de l'annihilation de particules de matière noire, les expériences réalisées au CERN afin de produire cette matière noire et les expériences de détection directe. L'expérience EDELWEISS est une expérience de détection directe de matière noire basée dans un laboratoire souterrain situé dans le tunnel routier du Fréjus.

Elle consiste à détecter le recul nucléaire engendré par un WIMP (Weak Interactive Massive Particle ou particule massive interagissant faiblement). Le candidat 'WIMP' le plus populaire est le neutralino prédit par les théories de supersymétrie. La théorie fixe un cadre pour leur détection et en particulier une section efficace d'interaction avec la matière ordinaire très faible.

La probabilité d'interaction dans un détecteur étant très faible et directement liée à la masse de détecteurs et au temps d'exposition, il faut mettre en oeuvre la masse de détecteurs la plus grande possible. Cependant les particules du bruit de fond radioactif peuvent interagir dans les détecteurs et simuler un signal du type signal WIMP. C'est ce qui limite la sensibilité de l'expérience.

Les derniers résultats de l'expérience CDMS [1] fixent des limites supérieures pour les sections efficaces de collision WIMP-nucléon (spin-indépendant) de l'ordre de quelques 4.6×10^{-8} pb pour une masse de WIMP de 60 GeV. Le but de l'expérience EDELWEISS II est d'atteindre le domaine de section efficace WIMP-nucléon des 10^{-8} pb dans le domaine couramment utilisé de

matière noire dans notre galaxie au niveau de la Terre. Ceci correspond en ordre de grandeur, pour une cible de germanium, à un évènement WIMP pour une exposition de 1000 kg.jour. Le montage expérimental doit donc assurer une immunité au bruit de rayonnement ambiant meilleure que 10^{-3} par kilogramme de détecteur et par jour.

Le signal provenant de l'interaction d'un WIMP avec l'absorbeur est un recul de type nucléaire. Or, l'essentiel du bruit de fond est composé de photons γ et d'électrons qui causent des reculs électroniques dans les détecteurs. Le bruit de fond étant impossible à écranter totalement, on est conduit à développer une technique de discrimination active. Pour différencier les reculs nucléaires des reculs électroniques, on utilise une détection bolométrique combinant des mesures de chaleur et d'ionisation. On s'appuie ici sur le fait que les reculs nucléaires associés aux WIMPs produisent environ 3 fois moins d'ionisation que les reculs électroniques à énergie de recul déposée égale. Cependant cette discrimination connaît une limitation venant des dépôts d'énergie proches des surfaces (électrons β notamment). Les évènements de ce type ont une contribution au bruit de fond dans la zone du signal WIMP de l'ordre de $0.04 \text{ evts.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$ (correspondant à une quarantaine d'évènements parasites dans la zone du signal WIMP lors d'une exposition de 1000 kg.jour). En regard, le bruit de fond neutron au laboratoire Souterrain de Modane est au moins 40 fois plus faible. Le problème actuel de l'expérience EDELWEISS II est donc d'éliminer cette composante du bruit de fond sans compromettre les capacités de rejet des évènements "de volume". C'est en même temps et à plus long terme celui de projets expérimentaux plus ambitieux comme EURECA.

La solution exposée dans cette thèse est fondée sur la technologie des détecteurs de type 'grille coplanaire' (développés à l'origine pour la spectrométrie γ). Ces détecteurs, qui présentent des capacités de localisation des évènements, ont pour avantages leur facilité de fabrication conjuguée à une simplicité d'utilisation et un faible coût de production. Les expériences que nous avons réalisées, aussi bien en site de surface au CSNSM-Orsay qu'en site souterrain à Modane sur le montage EDELWEISS II, montrent des résultats extrêmement encourageants pour l'utilisation future de ces détecteurs.

L'extension à des conditions physiques extrêmes (très basses températures et faibles champs de collecte) de l'utilisation de ces détecteurs représente néanmoins un défi expérimental considérable. Se posait notamment la question d'un cadre d'interprétation des données expérimentales prenant en compte les caractéristiques physiques principales du détecteur. On montrera qu'un cadre approprié relativement simple (fondé sur l'étude de la géométrie du champ de collecte) suffit à expliquer un grand nombre des observations expérimentales effectuées.

Le premier chapitre dresse un bref état des lieux du problème de la matière noire. Dans un premier temps nous exposerons les différentes observations qui tendent à indiquer la présence de matière noire puis nous discuterons quelle peut être sa nature. Finalement nous exposerons les différentes expériences destinées à sa détection.

Le chapitre 2 décrit les principes de base des détecteurs de l'expérience EDELWEISS (et notamment le principe de la double détection ionisation/chaleur). Puis nous étudierons les différentes composantes du bruit de fond radioactif et les limitations qu'elles représentent pour la sensibilité de l'expérience. Ceci nous permettra de définir le cahier des charges des détecteurs que nous allons étudier.

Le chapitre 3 décrit le principe du rejet des événements de surface par la voie ionisation avec des électrodes imbriquées ainsi que les différentes caractéristiques des cartes de champ. Nous discuterons des différentes populations d'événements attendus en raisonnant sur des simulations de champ électrique. Par l'application de coupures convenables sur l'amplitude des signaux d'ionisation, on élimine les événements du bruit de fond notamment les événements de surface tout en préservant l'information sur les événements de volume recherchés. Ce chapitre se termine par la présentation du dispositif prototype que nous avons fabriqué.

Le chapitre 4 est consacré au banc de test spécialement mis en place à Orsay pour ces mesures, ainsi qu'à la description de l'électronique de lecture des signaux résolus en temps que nous avons mise au point.

Les chapitres suivants sont consacrés à la caractérisation expérimentale du bolomètre. Dans le chapitre 5, on présente dans un premier temps les expériences faites au CSNSM avec une source de ^{241}Am (γ de 59.5 keV) qui nous ont permis de vérifier le principe de fonctionnement du bolomètre. On présente ensuite les résultats avec une source de ^{133}Ba (γ de 356 keV) dans les conditions bas bruit de fond radioactif du Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Ces expériences permettent entre autres de caractériser les performances de rejet des événements γ par le bolomètre.

Les résultats de calibrations avec des sources de neutrons au LSM sont exposés au chapitre 6. Les neutrons subissent uniquement des collisions nucléaires de sorte qu'ils simulent le type d'interactions attendues pour les WIMPs. De plus, ils interagissent de manière homogène dans le détecteur ce qui permet de le sonder en volume et de déterminer son volume fiduciel (volume utile du détecteur).

Au chapitre 7 nous présentons les résultats avec des sources d'électrons pour des expériences faites avec une source de ^{109}Cd en laboratoire de surface (CSNSM) puis avec une source de ^{210}Pb faite au LSM. Ces tests permettent de connaître la réponse du détecteur et de déterminer ses capacités de rejet

aux évènements de surface.

La qualité des résultats obtenus pour ces expériences de calibration a conduit à mettre en oeuvre le détecteur dans les conditions de l'expérience réelle, le détecteur n'étant exposé qu'au bruit de fond. Les résultats de ces expériences sont présentés au chapitre 8.

Chapitre 1

La matière noire

La matière noire est invoquée pour rendre compte des différentes observations faites dans le domaine de la cosmologie. Elle reste non identifiée à ce jour. Ces observations indiquent que seulement une petite partie de la matière est visible et que la matière noire représenterait une abondance cinq fois plus élevée que la matière ordinaire. De nombreuses hypothèses ont été envisagées au sujet de sa nature (nuages de gaz moléculaire, étoiles mortes, naines brunes...) mais les observations désignent plutôt une matière noire de nature non baryonique (donc différente de la matière ordinaire). Dans ce chapitre nous allons dans un premier temps exposer les différentes observations qui tendent à indiquer la présence de matière noire puis nous discuterons quelle peut être sa nature et enfin nous exposerons les différentes stratégies adoptées (ou envisagées) pour déterminer sa nature.

1.1 Le problème de la masse cachée

1.1.1 Le modèle cosmologique standard, observations cosmologiques

Le modèle cosmologique standard a été développé pour décrire les grandes étapes de l'histoire de l'univers observable ainsi que son contenu actuel, tels qu'ils sont révélés par les observations astronomiques. Il est fondé sur l'hypothèse d'un univers homogène et isotrope formé après le "Big Bang". En prenant en compte les équations de la relativité générale d'Einstein, on aboutit alors à la loi d'évolution du facteur d'échelle cosmique $a(t)$ sous la forme de la relation de Friedmann-Lemaître :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

où ρ est la densité d'énergie de l'univers, Λ la constante cosmologique, k la courbure de l'espace et G la constante de gravitation.

Pour chaque composante de l'univers, on définit une densité cosmologique par $\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}$ où ρ_i est la densité moyenne de la composante i et ρ_c la densité critique de l'univers (actuellement, $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 5.10^{-4} \text{ GeV.cm}^{-3}$).

Le taux d'expansion de l'univers $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$ est actuellement estimé à $H_0 = 73_{-4}^{+3} \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ par les résultats de l'expérience WMAP [2]. On utilise habituellement h qui est le paramètre de Hubble réduit $h = \frac{H_0}{100} \text{ km.Mpc}^{-1}.\text{s}^{-1} \approx 0.7$.

La densité cosmologique totale est la somme des différentes contributions :

$$\Omega_{tot} = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda$$

où Ω_m est la densité de matière, Ω_r la densité de rayonnement et Ω_Λ la densité associée à l'énergie noire (ou constante cosmologique).

Le modèle Λ CDM (pour Cold Dark Matter) permet de décrire l'histoire thermique, l'abondance des éléments de l'univers ainsi que la formation des grandes structures.

Il existe différentes observations expérimentales qui semblent indiquer la présence d'une grande quantité de matière noire que l'on va détailler dans les paragraphes suivants. Dans ce modèle, à la suite de l'hypothèse de l'inflation, l'univers est plat ce qui implique $\Omega_{tot} = 1$.

1.1.2 Observations expérimentales

Evidence à l'échelle des galaxies

Les galaxies spirales telles que la Voie Lactée sont constituées d'un bulbe central et d'un disque fin. Ce disque a une forme de spirale. Son équilibre dynamique est assuré par sa rotation. En considérant que les étoiles ont une orbite circulaire autour du centre de la galaxie, il est possible de calculer la vitesse de rotation en égalisant la force de gravitation et la force centrifuge :

$$F = \frac{GmM(r)}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

avec G : constante de gravitation et $M(r)$: masse contenue dans la sphère de rayon r . Ainsi, la vitesse d'un objet se situant à la distance r du centre d'un système en rotation vaut :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$$

Comme la luminosité du disque décroît de manière exponentielle avec le rayon, on s'attend à ce que la plus grande partie de la masse soit concentrée près du bulbe central. Les vitesses de rotation des objets à la périphérie devraient décroître fortement avec $v \propto \sqrt{1/r}$. Mais les mesures faites sur les galaxies spirales décrivent des vitesses de rotation constantes qui forment un plateau (exemple figure 1.1). Cette distribution peut être expliquée par la présence d'une grande masse au delà du centre lumineux de la galaxie. L'introduction d'un halo hypothétique sphérique de matière noire (de densité $\rho(r) \propto r^{-2}$) autour des galaxies permet de reproduire de manière théorique les distributions expérimentales. Des études faites sur des milliers de galaxies spirales montrent que ce phénomène est universel. À partir de l'ajustement des courbes de rotation de la voie lactée, on détermine une densité de matière noire de $\rho_0 \approx 0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$ [3].

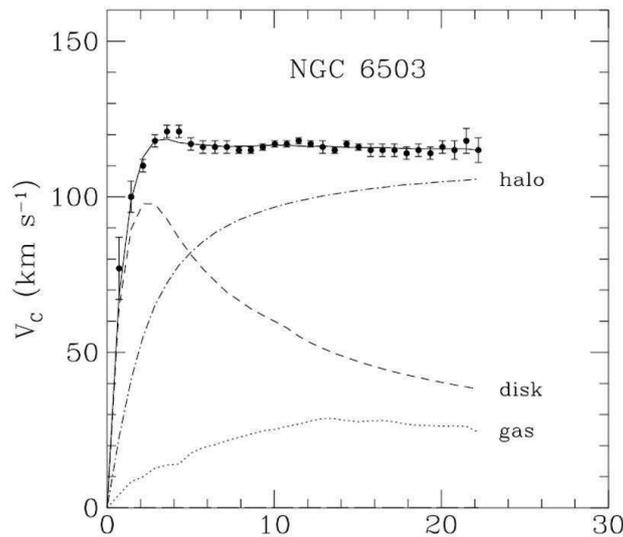


FIG. 1.1 – Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. Les courbes 'disk' et 'gas' montrent les contributions du disque et du gaz de la galaxie à la vitesse de rotation. La courbe 'halo' montre la contribution qu'il faut ajouter pour rendre compte des observations [4].

Une autre méthode est l'étude du disque des galaxies spirales par des observations radio, par l'émission produite par l'hydrogène à 21 cm de longueur d'onde. Les courbes de rotation des galaxies estimées de cette manière présentent aussi des distributions de vitesse constantes après une croissance rapide proche du centre galactique [5] ce qui tend également à montrer la présence de masse inconnue à grande distance du centre des galaxies.

Evidence à l'échelle des amas de galaxies

Les amas de galaxies constituent un ensemble d'environ cent à mille galaxies sur des distances de quelques megaparsecs. En 1933, Fritz Zwicky a mené une étude au sein de l'amas de Coma [6]. La mesure des distances et des vitesses des galaxies permettent d'estimer la masse totale de l'amas. La valeur obtenue par la simple addition de tous les objets visibles (les étoiles) était bien inférieure à celle déduite de l'observation des mouvements relatifs des galaxies. Il postula pour l'existence d'une composante de matière noire (dans le sens qu'elle n'émet et n'absorbe aucun rayonnement) et qui n'est donc détectable que par ses effets gravitationnels.

Il existe une autre méthode pour estimer la masse d'un amas : l'étude de l'effet de lentille gravitationnelle, qui consiste à étudier la déformation de l'image d'une galaxie située en arrière plan de l'amas due à la déviation de la lumière induite par sa masse [7].

Ces méthodes indépendantes conduisent à une estimation de la fraction de matière noire élevée [8].

Collision d'amas de galaxies

D'après des résultats publiés en août 2006, de la matière noire aurait été observée distinctement de la matière ordinaire grâce à l'observation de l'amas du Boulet constitué de deux amas voisins entrés en collision il y a environ 150 millions d'années (cf figure [9]). Les astronomes ont analysé l'effet de lentille gravitationnelle afin de déterminer la distribution totale de masse dans la paire d'amas et ont comparé cette distribution avec celle de la matière ordinaire telle que donnée par l'observation directe des émissions de rayons X (en provenance du gaz extrêmement chaud). La température très élevée du gaz est due précisément à la collision au cours de laquelle la matière ordinaire interagit entre les deux amas et est ralentie dans son mouvement. La matière noire quant à elle n'aurait pas subi cet effet, ce qui explique sa position différente après la collision [9]. Ce résultat favoriserait la présence de matière noire plutôt que l'hypothèse la modification des lois de Newton (théorie MOND).

Rayonnement primordial

Les photons primordiaux du fond diffus cosmologique ont été émis au moment du découplage rayonnement matière (c'est-à-dire le moment où l'univers devient transparent au rayonnement électromagnétique, l'univers avait alors environ 300000 ans). L'étude approfondie du rayonnement cosmique primordial (Cosmic Microwave Background) indique une grande homogénéité de

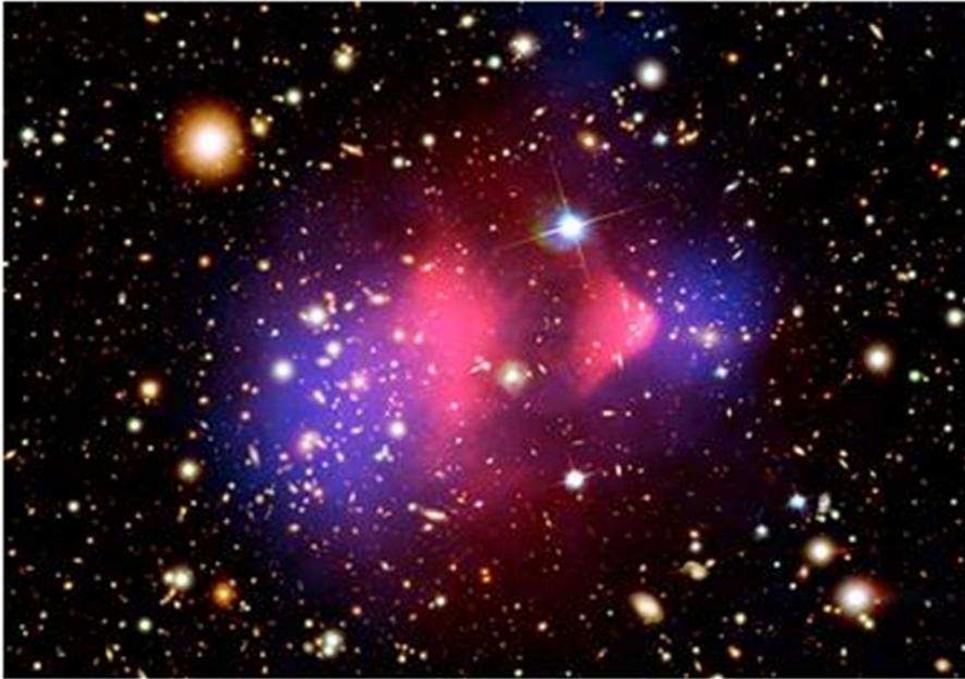


FIG. 1.2 – Image composite de l’amas du Boulet montrant la distribution de la matière ordinaire, en rouge, telle qu’induite par les émissions de rayons X et la distribution de masse totale, en bleu, telle qu’induite par l’effet de lentille gravitationnelle. On distingue bien l’onde de choc au sein du gaz issue de la collision entre les deux amas, ainsi que son retard par rapport à la matière noire contenue dans chaque amas et qui, elle, ne semble pas avoir été affectée par la collision.

l'univers primordial avec de faibles modulations de densité qui conduisent à de faibles anisotropies du fond diffus cosmologique (cf figure 1.3). La détection de ces photons équivalents à ceux émis par un corps noir à 2.73 K ou plus particulièrement des fluctuations de ce rayonnement (de l'ordre de $\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-3}$) conduisent aux informations sur les différentes composantes de la masse de l'Univers.

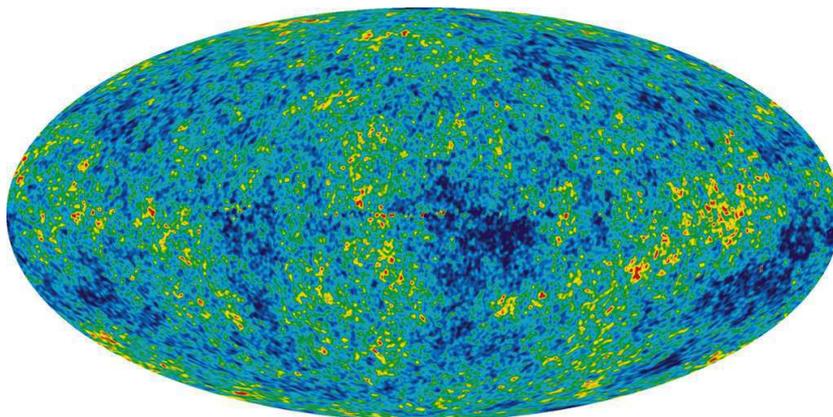


FIG. 1.3 – Fluctuations de température du fond diffus cosmologique observées par le satellite WMAP [2].

D'après les résultats de WMAP [2], $\Omega_b = 0.044 \pm 0.0014$, $\Omega_m = 0.268 \pm 0.0180$ et $\Omega_\Lambda = 0.732 \pm 0.018$. Ces résultats sont compatibles avec un univers plat c'est à dire que $\Omega_{Tot} \approx 1$.

La nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse est l'étude de la formation d'éléments lourds (de noyaux atomiques) avec de nombreux protons et neutrons à partir de la fusion d'éléments plus légers [10]. La théorie du Big Bang prédit une période où l'univers était constitué d'une mer de neutrons, protons, électrons, photons, neutrinos... Lors du refroidissement de l'Univers, les neutrons pouvaient se désintégrer en protons ou se combiner avec des protons pour former le deutérium. Durant les 3 premières minutes de l'Univers, la plupart du deutérium s'est combiné pour former de l'hélium. Des traces de lithium ont aussi été produites à cette époque. La formation de ces premiers éléments de la classification périodique ainsi que leurs abondances relatives sont déterminées par un petit nombre de paramètres dont un des principaux est la densité de baryons. Ainsi la prédiction de l'abondance de deutérium, d'hélium et de lithium dépend de la densité de matière baryonique. L'étude détaillée des abondances relatives de ces éléments par spectroscopie de raies d'absorption,

dans des régions où les processus stellaires de création d'éléments lourds n'ont pas débutés, permet de contraindre la densité totale de baryons. La figure 1.4 résume le résultat de ces observations.

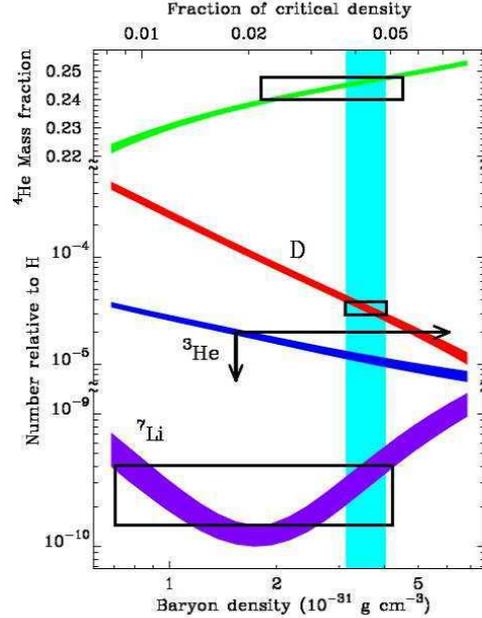


FIG. 1.4 – Prédications et mesures des rapports des abondances des éléments légers à celle de l'hydrogène, en fonction de la valeur de la densité totale de baryons Ω_B (figure provenant de [11]). La bande verte est contrainte par la mesure du deutérium.

Ainsi, la quantité de matière baryonique (pour un niveau de confiance de 95%) est estimée à :

$$0.017 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.024$$

Ceci est compatible avec les résultats de WMAP ($\Omega_b h^2(WMAP) = 0.02229 \pm 0.00073$). De plus la fraction de matière lumineuse est très inférieure à la quantité de matière baryonique : $\Omega_{lum} h \approx 0.0024$. L'essentiel de la matière baryonique est donc sombre [12].

Décalage vers le rouge des supernovae

Les supernovae de type Ia sont le résultat de l'accrétion de matière d'une étoile par son compagnon qui provoque l'explosion de l'étoile. La dispersion de ce phénomène est très faible, les supernovae de type Ia sont donc considérées comme des chandelles standard. Une mesure de la luminosité

permet d'en déduire la distance de la supernova. L'étude du décalage vers le rouge en fonction de l'éloignement permet d'avoir des informations sur les quantités Ω_m et Ω_Λ . On déduit de l'étude faite par l'expérience SNe [13] que $\Omega_m = 0.28 \pm_{0.08}^{0.09}$ (en postulant que l'univers est plat). Environ 70% de la densité d'énergie de l'univers est constituée de l'énergie du vide. Les mesures de décalage vers le rouge des galaxies par l'équipe SDSS conduit à une estimation de $\Omega_m = 0.3 \pm 0.04$ [14] et [15]. De plus, à partir des données déduites de la nucléosynthèse primordiale, la densité de matière baryonique est trop faible pour rendre compte de cela, ceci confirme que la matière noire non baryonique constitue une part importante de la densité d'énergie de l'univers.

1.1.3 Densité d'énergie de l'univers

La nature de la matière noire et de l'énergie noire est encore inconnue. Mais d'après les observations précédemment décrites, il est possible de dresser un bilan énergétique cohérents de la densité d'énergie de l'univers grâce à de nombreuses observations astrophysiques concordantes comme, entre autres, l'étude du fond diffus cosmologique et l'étude du décalage vers le rouge des supernovae que nous détaillerons plus loin.

La figure 1.5 montre la proportion de la densité d'énergie du vide en fonction de la densité de matière avec les données obtenus à partir des amas de galaxies, du fond diffus cosmologique et de l'étude du décalage vers le rouge des supernovae. Les 3 types d'observations convergent dans un modèle où $\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1$ (modèle Λ CDM). Ainsi d'après ces observations, la densité d'énergie de l'univers est constituée de 72% d'énergie noire qui est une forme d'énergie encore mystérieuse responsable de l'accélération de l'expansion de l'univers et de 28% de matière. Seulement 5% de cette matière est constituée de matière baryonique (ou atomique) et 23% de matière noire non baryonique. L'essentiel de cette matière noire non baryonique est froide. C'est à dire que la vitesse des particules est bien inférieure à la vitesse de la lumière. Mais la nature de cette matière noire reste encore inconnue.

Formation des grandes structures de l'univers

La vitesse des particules de matière noire a une importance notamment au niveau de la formation des grandes structures de l'univers. La matière noire chaude désigne des particules relativistes (c'est à dire proche c) alors que la matière noire froide désigne des particules dont la vitesse est de l'ordre de quelques centaines de kilomètres par seconde. En effet, les processus de formation des structures favorisé par les simulations à "n-corps" sont de type "bottom-up", c'est à dire que les petites structures comme les galaxies

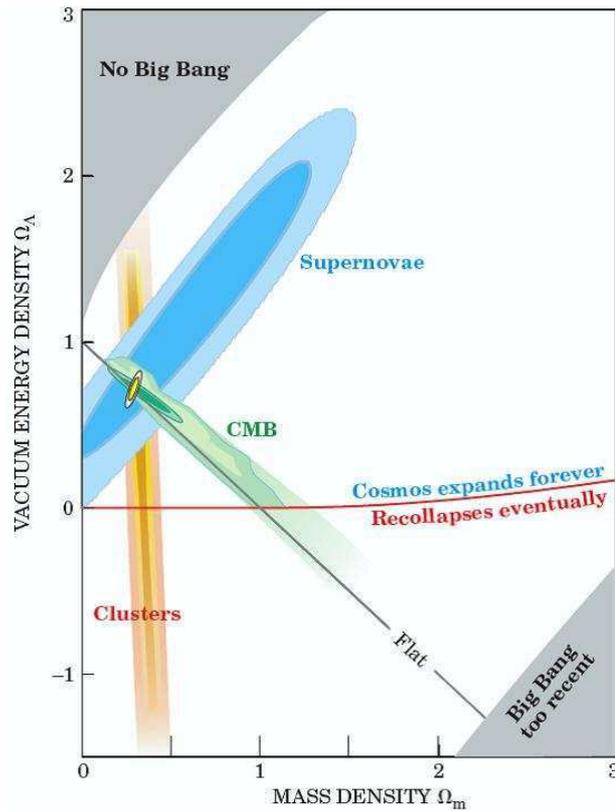


FIG. 1.5 – Proportion de la densité d'énergie du vide en fonction de la densité de matière avec les données obtenues à partir des amas de galaxies, du fond diffus cosmologique et de l'étude du décalage vers le rouge des supernovae. Ces trois observations indépendantes convergent proche de $\Omega_M = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$. La diagonale noire indique ce que l'on attend pour un univers plat ($\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1$, modèle Λ CDM). Figure tirée de [16].

se sont formées les premières. Or ce processus n'est possible que pour la matière noire froide. L'observation du spectre de puissance des fluctuations de densité permet de rendre compte que la densité de matière noire chaude participe tout au plus à 1% de la densité totale de l'univers et donc bien trop peu pour constituer l'ensemble de la matière noire. L'essentielle de la matière noire est donc froide.

1.1.4 Nature de la matière noire

Les candidats baryoniques à la matière noire les plus populaires sont les MACHOs (Massive Astrophysical Compact Halo Objects) comme les naines brunes, trous noirs ou étoiles à neutron qui n'émettent que très peu de lumière. Ils peuvent être détectés au niveau de la Galaxie par effet de microlentille gravitationnelle. Toutes les données expérimentales (expériences EROS[17] et MACHO[18]) limitent la contribution de ces objets à 10 ou 20 % de la quantité de matière ordinaire. Ceci suppose donc l'existence d'une grande quantité de matière non-baryonique.

Parmi les candidats à la matière noire froide sont proposés, entre autres les axions[19]. Les expériences CAST et ADMX sont dédiées à la recherche de ces particules. Les axions ont été postulés pour résoudre le problème de la violation de parité dans les interactions fortes. Leur masse serait entre 10^{-6} et 10^{-3} eV. En considérant l'autre extrémité du spectre en masse, le wimpzilla a été proposé [20]. C'est le candidat super-lourd de la matière noire ($> 10^{10}$ GeV.c⁻²).

Les meilleurs candidats à la matière noire froide sont les WIMPs (Weakly Interactive Massive Particle), des particules avec une masse de centaines de GeV et une très faible interaction avec la matière baryonique. Les LKPs (Lightest Kaluza-Klein Particles) sont introduites dans les modèles à dimensions supplémentaires [21]. Le neutralino est le candidat WIMP le plus favorisé par les expériences de détection de matière noire. C'est la particule stable la plus légère de la supersymétrie. La supersymétrie [22], qui englobe le modèle standard de la physique des particules, permet de résoudre les problèmes du modèle standard, du calcul de la masse du boson de Higgs et l'unification des couplages des interactions forte et électrofaible à l'échelle de la grande unification. La supersymétrie est une symétrie supposée de la physique des particules qui postule une relation profonde entre les particules de spin demi-entier (les fermions) qui constituent la matière et les particules de spin entier (les bosons) véhiculant les interactions. Dans le cadre de la supersymétrie, chaque fermion est associé à un ou plusieurs « superpartenaires » de spin entier, alors que chaque boson est associé à un ou plusieurs « superpartenaires » de spin demi-entier. Le MSSM (Minimal Supersymmetric

Standard Model) est l'extension minimale du modèle standard de la physique des particules qui réalise la supersymétrie. Dans ce modèle, on conserve la R-parité qui vaut 1 pour les particules du modèle standard et -1 pour les particules supersymétriques :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S}$$

avec B : nombre baryonique, L : nombre leptonique et S : spin. Par conséquent, la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour Lightest Supersymmetric Particle) ne peut se désintégrer en particules du modèle standard. La disparition de cette particule ne peut donc se faire que par annihilation. Parmi les particules du MSSM existent 4 neutralinos (χ) dont les propriétés sont les suivantes : ils sont neutres de couleur et de charge, ils sont stables, leurs sections efficaces d'interaction avec la matière est faible et c'est une particule de Majorana avec un spin 1/2 (donc $\chi = \bar{\chi}$). Le neutralino le plus léger constitue la LSP et est un excellent candidat à la matière noire.

C'est la particule que cherche à détecter l'expérience EDELWEISS par interaction élastique avec les noyaux. Selon la théorie, sa masse typique est comprise dans un intervalle entre $10 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ et quelques $\text{TeV} \cdot c^{-2}$. Certaines théories cherchent à expliquer les phénomènes astrophysiques précédemment décrits sans invoquer la présence de matière noire.

La théorie MOND (MODified Newtonian Dynamics) est fondée sur le principe d'une modification des lois de Newton à grande échelle et donc une variation des lois de la gravité [23]. Mais cette théorie est sujette à de nombreuses controverses. Par exemple elle n'explique pas le comportement des super-amas ou celui observé lors de la collision des amas de galaxies [24].

Abondance cosmologique d'un WIMP

Des informations importantes peuvent être déduites de la densité relique de WIMPs. En particulier, il existe un lien entre l'abondance des WIMPs et produit moyen de la section efficace d'annihilation par leur vitesse relative : $\langle \sigma v \rangle$. Quand l'Univers était jeune et chaud, la création et l'annihilation de WIMPs en particule plus légères comme des quarks ou des leptons restait possible avec la réaction : $\chi\bar{\chi} \rightleftharpoons f\bar{f}$. Mais quand la température de l'Univers devient inférieure à la masse du neutralino, l'abondance d'équilibre diminue exponentiellement jusqu'à ce que le taux d'annihilation devienne inférieur au taux d'expansion de l'Univers et la quantité de neutralinos reste gelée ($T_f \approx \frac{m_\chi}{20}$). Le neutralino étant stable, sa population forme une densité relique qui existe encore actuellement [25]. L'équation de Boltzmann qui régit l'évolution de la densité de neutralinos, permet de relier la densité relique et $\langle \sigma v \rangle$:

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \approx \frac{3 \cdot 10^{-27}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

avec m_χ et n_χ , densité et masse des neutralinos et $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ le produit de section efficace d'annihilation des neutralinos et de leur vitesse relative. La figure 1.6 représente l'évolution de la codensité de neutralinos (nombre de neutralinos dans un volume qui suit l'expansion de l'univers) au cours du refroidissement de l'univers. On note que la codensité de neutralinos reste constante après rupture de l'équilibre thermodynamique et que plus le produit σv est élevé, plus la codensité est faible.

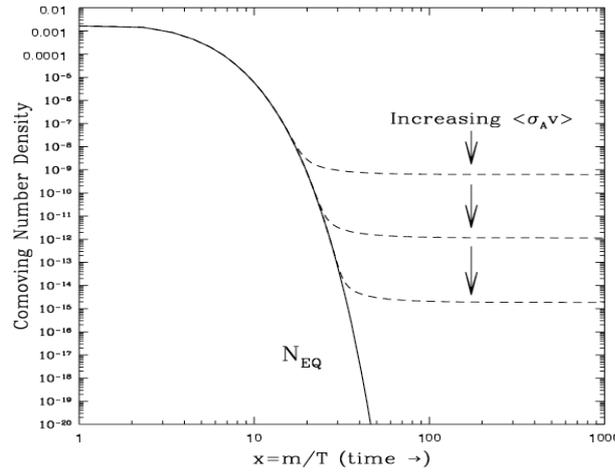


FIG. 1.6 – Variation de la codensité (aussi appelée densité comobile numérique) de neutralinos en fonction du rapport masse/température. Les courbes en pointillé représentent les abondances actuelles et la courbe en trait plein représente l'équilibre thermodynamique [25].

En tenant compte des données expérimentales sur la quantité de matière noire ($\Omega_M h^2 \approx 0.1$), il est ainsi possible de déduire une information sur la section efficace d'annihilation des WIMPs. Ainsi on trouve que celle-ci se situe à l'échelle électrofaible ($\sigma_{annihilation} \approx 10^{-33} \text{cm}^2$) en accord avec la théorie qui prévoit des sections efficaces d'annihilation de cet ordre de grandeur dans les cas de neutralinos et de particules de Kaluza-Klein, ce qui conduit à les considérer comme candidats privilégiés à la matière noire.

1.2 Expériences de détection de matière noire

Parmi les expériences de détection de matière noire, on distingue celles qui ont pour principe la détection directe et la détection indirecte. Les expériences de détection directe cherchent à détecter des reculs induits par des WIMPs provenant du halo galactique, dans un absorbeur de matière ordinaire. Les expériences de détection indirecte reposent sur la détection des produits d'annihilation de deux WIMPs détectés au moyen de rayons cosmiques. Il faut aussi mentionner les expériences du LHC (Large Hadron Collider) au CERN qui devraient être capables d'infirmer ou de confirmer l'hypothèse de la supersymétrie et des dimensions supplémentaires. Les premiers tests de faisceau ont été effectués en septembre 2008.

1.2.1 Détection indirecte

Ainsi que décrit précédemment, le neutralino est sa propre antiparticule et peut donc s'annihiler sans violer la R-parité. Les réactions d'annihilation peuvent être de la forme : $\chi\bar{\chi} \rightarrow l\bar{l}, q\bar{q}, W^+W^-, Z^0Z^0, Z^0H_i, Z^0\gamma$ ou $\gamma\gamma$ avec l : lepton, q : quark, W et Z étant des bosons de jauge et H le boson de Higgs. Certaines de ces particules se désintègrent ensuite pour donner des particules du Modèle Standard identifiables comme signature de la matière noire. Les particules issues de l'annihilation de WIMPs principalement étudiées dans les expériences de détection indirecte, sont des particules stables et qu'on essaie de distinguer des particules du rayonnement cosmique ordinaire. Les particules non chargées comme les neutrinos et les γ présentent l'avantage de conserver la direction initiale de l'annihilation par rapport aux rayons cosmiques chargés. Le signal des produits d'annihilation a plus de chance d'être détecté dans une zone où il existe une forte concentration de WIMPs comme le centre du Soleil ou le Centre Galactique. Les signaux les plus étudiés sont les photons γ , les neutrinos de hautes énergies produits dans le centre du soleil ou de la terre, les positons, antiprotons et antideutons.

Des γ de hautes énergies peuvent être la signature d'un signal de matière noire par le biais des réactions suivantes : $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma, \gamma Z$ ou $\Pi^0 + X$ (avec $\Pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Une augmentation de ce signal γ peut être visible dans le centre galactique à cause de l'augmentation de la densité de WIMPs (ainsi que de la présence éventuelle de grumeaux de matière noire dans le halo). Les galaxies naines semblent être de bons candidats pour l'observation de produits d'annihilation car elles comportent de grandes quantités de matière noire. Le satellite GLAST devrait pouvoir étudier un signal avec des γ entre 10 keV et 300 GeV. En étudiant le spectre en énergie qui distingue le signal matière noire de sources astrophysiques, GLAST pourrait détecter les raies

monoénergétiques qui signent la masse du WIMP.

Les télescopes HESS et MAGIC sont des télescopes Cherenkov atmosphériques qui recherchent le signal de matière noire à travers la mesure de flux de gammas. Les principales incertitudes de ces expériences proviennent du halo de matière noire. Ainsi le flux des particules issues de l'annihilation de WIMPs peut varier d'un facteur ≈ 100 suivant la paramétrisation du halo.

Dans le cas de production de neutrinos, le taux prédit n'est que de quelques événements par kilotonne de détecteur et par année alors que le bruit de fond est bien plus important. Actuellement, aucun télescope à neutrino ne peut déterminer un signal WIMP prédit par la théorie mais des expériences en projet comme Amanda-IceCube, ANTARES ou KM3NeT vont fournir des sensibilités plus importantes.

Les expériences PAMELA et ATIC recherchent une signature des signaux de matière noire en observant les particules d'antimatière. Récemment un excès du signal e^+ a été observé par l'expérience PAMELA ainsi qu'un excès du flux d'électrons par l'expérience ATIC. Ces observations pourraient être attribuées à un signal de matière noire [26] [27].

1.2.2 Détection directe

Dans le cas de la détection directe on cherche à mesurer l'énergie de recul produite par des collisions élastiques de WIMPs sur un noyau cible. Les résultats théoriques et expérimentaux dépendent de l'hypothèse sur la distribution de matière noire dans la galaxie. Le modèle de halo le plus employé utilise un profil isotherme avec $\rho \propto r^{-2}$ pour rendre compte des courbes de rotation. La densité de WIMPs est évaluée à $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$.

La vitesse de la terre par rapport à la galaxie est la vitesse du soleil (230 km.s^{-1}) à laquelle il faut ajouter la vitesse de rotation de la terre autour du soleil (cette vitesse est de 30 km.s^{-1} , cette orbite fait un angle de 60° avec le plan galactique). La rotation de la terre autour du soleil entraîne donc une variation de vitesse de la terre dans la galaxie de $\pm 6\%$, ce qui conduit à une modulation annuelle du flux de WIMPs de $\pm 3\%$.

Le taux des événements WIMPs dans un détecteur est fonction du type de couplage entre un WIMP et un noyau cible. Il en existe deux types : une interaction scalaire (ou indépendante du spin) et une interaction axiale (ou dépendante du spin).

Pour les couplages spin-indépendants, chaque nucléon contribue également à l'amplitude de diffusion et toutes les contributions s'additionnent en phase (les constantes de couplage WIMP-neutron et WIMP-proton sont équivalentes : $\frac{f_n}{f_p} \approx 1$, avec f_n et f_p : facteur de forme du neutron et du proton). Dans le cadre du MSSM, la section efficace WIMP-noyau indépendante du spin (sur

un noyau avec Z proton et $A - Z$ neutrons) s'écrit :

$$\sigma_{W-A} = \frac{\mu_A^2}{\mu_p^2} \left(Z + (A - Z) \frac{f_n}{f_p} \right)^2 \sigma_{W-p} \approx \left(A \frac{\mu_A}{\mu_p} \right)^2 \sigma_{W-p}$$

avec σ_{W-p} section efficace d'interaction WIMP-proton, $\mu_A = \frac{M_W M_A}{M_W + M_A}$ et $\mu_p = \frac{M_W M_p}{M_W + M_p}$ sont les masses réduites associées au noyau cible et au proton. Comme le rapport $\left(\frac{\mu_A}{\mu_p}\right)^2 \approx A^2$, la section efficace est donc proportionnelle à A^4 ce qui implique une section efficace indépendante du spin qui va dominer pour de grandes valeurs de A .

Pour le couplage dépendant du spin :

$$\sigma_{W-A} = \left(\frac{\mu_A}{\mu_p}\right)^2 \frac{4}{3} \frac{J+1}{J} \left(\langle S_p \rangle + \langle S_n \rangle \frac{a_n}{a_p} \right)^2 \sigma_{W-p}$$

où $a_{p,n}$ sont les constantes de couplage effectif WIMP-proton et WIMP-neutron (et dépendent du modèle de WIMP utilisé), $\langle S_{p,n} \rangle$ les valeurs attendues pour le spin du proton et du neutron à l'intérieur du noyau et J le spin total. Dans l'expérience EDELWEISS, la section efficace indépendante du spin est prépondérante sur la section efficace dépendante du spin. Il faut tenir compte du facteur de forme qui tend à diminuer la section efficace d'interaction WIMP-nucléon. En effet, lorsque le transfert d'énergie est important (q élevé), le noyau ne peut plus être considéré comme ponctuel c'est-à-dire que la longueur d'onde est de l'ordre du rayon nucléaire.

La figure 1.7 représente le taux d'évènements attendu en fonction de l'énergie de recul déposée par le WIMP dans le détecteur (cette figure a été tracée grâce à [28]).

La figure 1.8 présente la densité de probabilité des modèles du CMSSM (modèle standard supersymétrique minimal contraint) dans la représentation du logarithme de la section efficace du WIMPs en fonction de sa masse. Cette figure tient compte des contraintes obtenues par WMAP et par les expériences faites avec des collisionneurs, mais ne tient pas compte des résultats obtenus par les expériences de détection directe. Une grande partie des modèles autorisés se situent pour des sections efficaces de 10^{-8} pb même s'il existe des modèles pour des sections efficaces bien inférieures (les résultats des expériences actuelles les plus performantes (CDMS ou XENON) excluent une section efficace du WIMP sur le proton supérieure à environ 10^{-7} pb).

Les différentes expériences de détection directe

Lorsqu'un WIMP interagit dans un absorbeur (qui peut être gazeux, liquide ou solide [30]), il engendre un recul nucléaire. Les expériences de

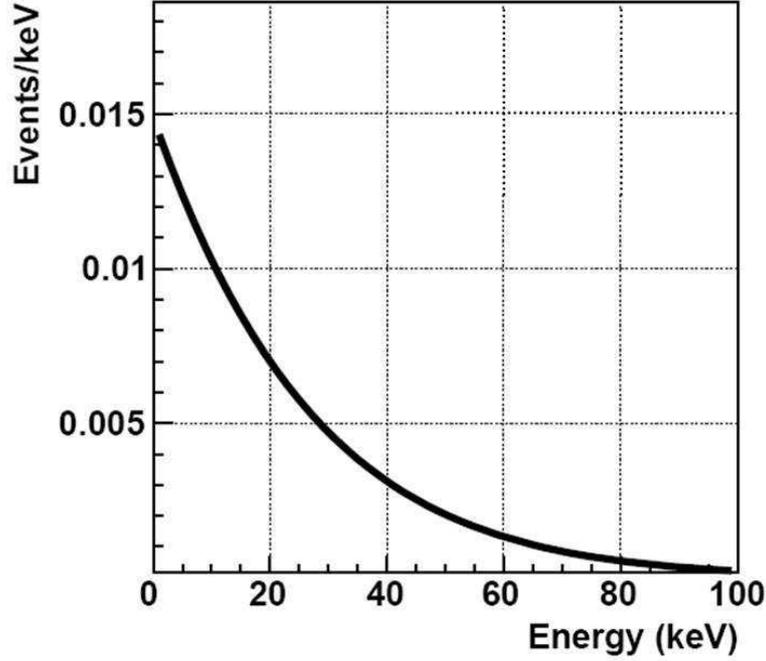


FIG. 1.7 – Taux d'évènement attendu en fonction de l'énergie de recul dans le cas d'une interaction indépendante du spin sur un noyau de germanium en prenant une section efficace $\sigma_{W-n} = 10^{-7}$ pb, une masse de WIMPs de 100 GeV.c^{-2} et une exposition de 10 kg.jour .

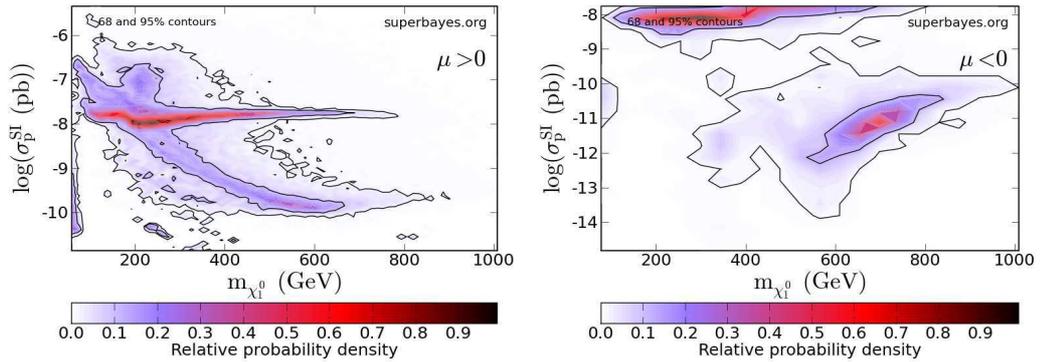


FIG. 1.8 – Densité de probabilité des modèles du CMSSM dans la représentation du logarithme de la section efficace de WIMP sur le proton en fonction de la masse du WIMPs pour le paramètre μ de la supersymétrie > 0 à gauche et < 0 à droite. Cette figure a été obtenue grâce à [28] et [29].

détection directe de WIMPs s'attachent à détecter le recul, ce qui peut être fait de différentes manières, suivant la cible employée :

- Le recul nucléaire se manifeste dans certains matériaux par l'émission de lumière (scintillation). Dans ce cas, les électrons de la cible sont excités indirectement par le recul nucléaire engendré par le WIMP et se dés excitent ensuite en émettant des photons dans le visible ou l'ultra-violet.
- Le WIMP après avoir causé un recul nucléaire peut indirectement être à l'origine de la création de paires électron/trou lorsque la cible est un semi-conducteur (comme le silicium ou le germanium). L'application d'un champ électrique permet de collecter ces charges.
- Le dépôt d'énergie engendré par le WIMP induit une émission de phonons qui peuvent être détectés soit en mesurant l'élévation de température, soit en utilisant un détecteur sensible aux signaux de phonons athermiques. Pour ceci le matériau cible doit être refroidi à très basse température (quelques dizaines de millikelvins) afin de minimiser le bruit thermique de la mesure.

La combinaison de deux de ces manifestations du dépôt d'énergie s'avère une méthode très efficace pour rejeter le bruit de fond. En effet le rapport ionisation/phonon ou luminescence/phonon n'est pas le même pour les reculs électroniques ou nucléaires ce qui permet de discriminer une grande partie du bruit de fond qui est essentiellement composé de particules donnant lieu à des reculs électroniques.

La figure 1.9 présentent les stratégies de détection des principales expériences de détection de matière noire. Les détecteurs à scintillation solides utilisent un absorbeur scintillant (par exemple NaI pour l'expérience DAMA/LIBRA). Le principal avantage de ce type de détecteurs est qu'ils peuvent avoir une masse importante. Une discrimination entre les reculs nucléaires et électroniques peut être obtenue en observant les temps de montée des signaux de scintillation. Cependant, cette discrimination n'est efficace que pour des énergies suffisamment élevées.

L'expérience DAMA/LIBRA dispose d'une statistique d'observation de l'ordre de 300000 kg.jour. Cette expérience annonce avoir vu une modulation annuelle à 8.2σ sur les événements à basse énergie entre 2 et 6 keV [31]. Cependant des résultats obtenus avec les détecteurs germanium (PPC) à bas seuil de la collaboration CoGeNT [32] (sous forme de couplage spin-indépendant) et les résultats de l'expérience COUPP (spin-dépendant) ainsi que les résultats de l'expérience CDMS semblent exclure la possibilité que la modulation obtenue par DAMA soit un signal de matière noire.

D'autres types d'expériences utilisent un absorbeur de gaz rare. Le xénon semble être un bon absorbeur pour différentes raisons : il peut être obtenu très

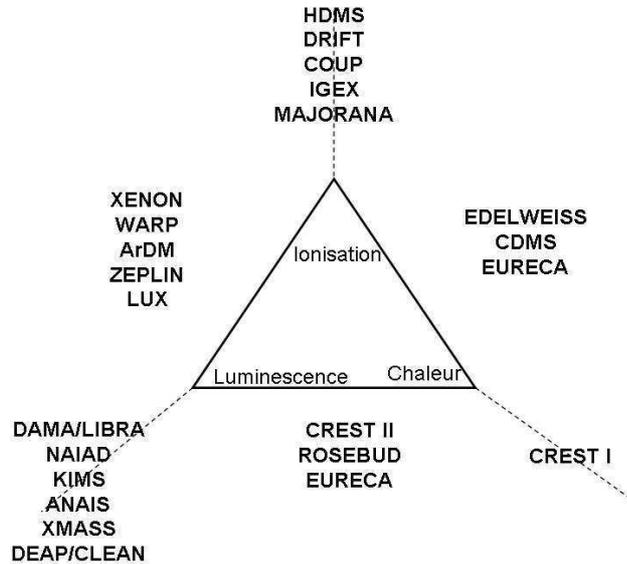


FIG. 1.9 – Résumé des principales expériences de détection directe de matière noire actuelles et à venir classées en fonction des méthodes de détection utilisées.

pur, et scintiller en phase liquide ou gazeuse, donnant également la possibilité de s'ioniser.

L'expérience XENON utilise un absorbeur de xénon qui se trouve dans les phases liquide et gazeuse. Lorsqu'une particule interagit dans la phase liquide, elle excite les atomes qui reviennent à leur état de base en émettant des photons qui donne un premier signal dans des photomultiplicateurs. De plus l'interaction des particules ionise des atomes. Sous l'effet du champ électrique qui est appliqué, les électrons migrent, acquièrent de l'énergie cinétique et ionisent à leur tour d'autres atomes. Lorsque ces atomes se désexcitent, ils émettent un autre signal lumineux (décalé dans le temps par rapport à la première scintillation) directement lié à l'ionisation induite. Le rapport de l'amplitude du premier signal sur celle du second est différent pour un recul nucléaire ou un recul électronique. De plus la possibilité de localiser les évènements (basée sur les temps de montées des signaux) permet de soustraire une grande partie du bruit de fond en définissant un volume fiduciel au centre (où les γ et les électrons ne peuvent pas pénétrer). Ce type d'expérience présente en outre l'avantage d'utiliser une technique à relativement haute température (environ $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$), et permet la mise en oeuvre d'une masse d'absorbeur importante pour des coûts relativement faibles. La discrimina-

tion des reculs électroniques et nucléaires proches du seuil reste cependant à démontrer. D'autres expériences de gaz rares sont en cours de construction comme WARP (argon) ou CLEAN (néon) ou ZEPLIN III (xénon).

Certaines expériences utilisent des absorbeurs surchauffés (C_2ClF_5 pour l'expérience SIMPLE et C_4F_{10} pour l'expérience PICASSO et CF_3Br pour COUPP). Lorsqu'une particule interagit dans une microgoutte surchauffée, l'atome de recul dépose de l'énergie qui provoque un changement de phase. Cette mini explosion émet un signal acoustique qui peut être enregistré par exemple avec un transducteur piézo-électrique. Ces expériences présentent l'avantage d'être insensibles à la principale source de bruit de fond que sont les γ et les électrons. Des expériences comme DM-TPC, MIMAC et DRIFT devraient permettre de donner la direction des reculs nucléaires. La détermination de la direction de recul peut être un avantage important car elle devrait permettre de suivre une modulation journalière à cause de la rotation de la terre autour de son axe. Une des principales limitations de ce type d'expérience est la difficulté à discriminer le bruit de fond α .

Finalement, il existe les expériences cryogéniques qui combinent la mesure de phonons et d'ionisation dans des absorbeurs de germanium (EDELWEISS et CDMS) dont le principe est détaillée au chapitre 2 qui sont avant tout sensibles au couplage spin-indépendant. Les expériences CREST (absorbeur massif de $CaWO_4$) et ROSEBUD (BGO) mesurent simultanément les signaux de phonons et de scintillation. Un projet de collaboration plus vaste est à l'étude pour l'expérience cryogénique EURECA qui devrait regrouper les expériences EDELWEISS et CREST.

La figure 1.10 présente les performances obtenues pour les différentes expériences de matière noire et les objectifs des expériences à venir. Les objectifs des expériences EDELWEISS II et EURECA sont tracés en pointillés.

La remontée des courbes de sensibilité à basse masse de WIMPs est liée au seuil de détection des expériences. La remontée de sensibilité pour des hautes masses de WIMPs est liée au fait que la densité énergétique de WIMPs étant fixée, si la masse du WIMP est élevée, la densité de WIMPs par unité de volume diminue et donc la probabilité d'interaction dans un détecteur diminue aussi. Actuellement les expériences les plus sensibles au couplage spin-dépendant sont les expériences CDMS [1] et XENON 10 [35].

Conclusion

Nous avons décrit les différentes observations expérimentales indiquant la présence de matière noire, les candidats à cette matière noire et finalement les différentes expériences visant à la recherche directe ou indirecte de matière noire.

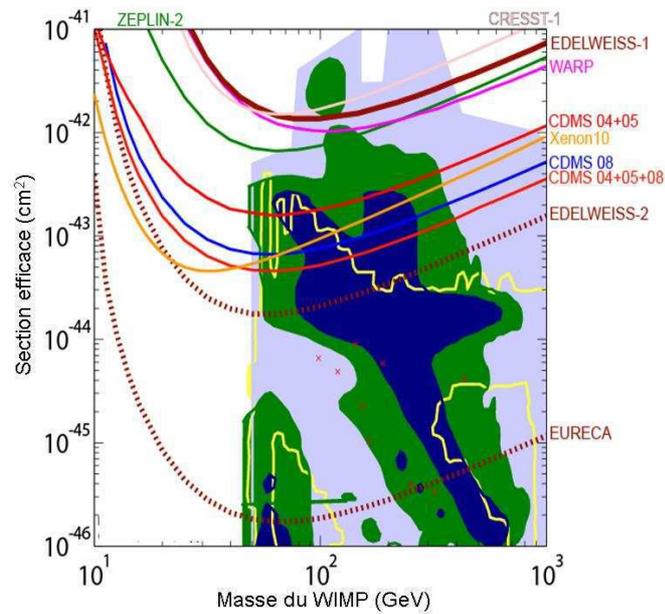


FIG. 1.10 – Limite actuelle sur la section efficace du WIMP en fonction de sa masse établie par différentes expériences de matière noire pour le couplage spin-indépendant [33]. La densité de probabilité des prédictions théoriques du CMSSM (modèle supersymétrique minimal contraint) sont tracées avec en vert et bleu les régions des intervalles à 68% et 95% de confiance [34]. Tous les modèles situés au dessus des courbes d'exclusion des expériences sont exclus car sinon le WIMP aurait déjà été détecté.

Les différentes approches de détection de matière noire sont complémentaires car elles fournissent des informations différentes (et parfois redondantes) avec les tests de la supersymétrie (et des modèles extradimension) auprès des accélérateurs. Les expériences de détection directes sont plus sensibles à un WIMP de basse masse alors que les expériences de détection indirectes plus sensibles à un WIMP de masse plus élevée.

L'expérience EDELWEISS est une expérience de détection directe. Son but est de détecter le recul induit par un WIMP dans un cristal de germanium avec comme candidat WIMP privilégié, le neutralino prédit par la supersymétrie. L'expérience consiste donc à mettre en oeuvre le fonctionnement d'une grande masse de détecteurs tout en s'affranchissant du bruit de fond radioactif qui les entoure et qui peut induire des signaux du type signal WIMP.

La sensibilité de l'expérience est directement liée à la masse de détecteur en fonctionnement et au temps d'exposition de ces détecteurs. Elle est mesurée en kg.jour. Le facteur qui limite la sensibilité d'une expérience est le bruit de fond radioactif qui doit donc être réduit au minimum : des événements provoqués par des particules autres que des WIMPs (électrons β provenant d'une pollution radioactive proche des détecteurs, neutrons...) peuvent simuler un signal WIMP (on définira ses caractéristiques dans la suite).

L'expérience CDMS étant l'expérience la plus sensible (toutes expériences de détection directe confondues) correspond à une exposition d'environ 120 kg.jour (avec un absorbeur de germanium) ce qui permet de conclure à une section efficace du WIMP sur le nucléon inférieure à $4.6 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de $60 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ (ou $4.6 \cdot 10^{-8} \text{ pb}$). L'objectif actuel de l'expérience EDELWEISS II est d'explorer l'espace des paramètres WIMP dans le domaine des 10^{-8} pb pour la section efficace WIMP-nucléon. Autrement dit, le but de l'expérience est d'obtenir une sensibilité suffisamment grande pour détecter un WIMP d'une section efficace de quelques 10^{-8} pb . Le chapitre suivant décrit les principes de l'expérience EDELWEISS et les principales limitations à sa sensibilité.

Chapitre 2

L'expérience EDELWEISS

Les détecteurs de particules de l'expérience EDELWEISS sont des bolomètres constitués de cristaux massifs de germanium ultrapur. Dans un premier temps nous décrirons les différents processus d'interaction de particules dans le détecteur, puis nous détaillerons le principe de détection des détecteurs à double composante ionisation-chauffeur et enfin nous discuterons du bruit de fond radioactif de l'expérience EDELWEISS.

2.1 Interaction rayonnement-matière

Cette section détaille les mécanismes d'interaction entre les différents rayonnements et l'absorbeur de germanium : les γ , les électrons de haute énergie (ou β), les neutrons et rayons α [36]. Ce sont les particules rencontrées dans le bruit de fond de l'expérience. Elles peuvent aussi être utilisées pour calibrer les détecteurs.

2.1.1 Interaction des photons dans la matière

L'énergie des photons auxquels nous nous intéressons ne dépasse pas quelques MeV. Pour cette gamme d'énergie seuls trois types d'interaction sont possibles : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paire électron-positon.

Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique résulte de l'absorption d'un photon par un atome. Lors de cette interaction, toute l'énergie du photon est transférée à un électron du cortège électronique. L'électron résultant, appelé photoélectron, a une énergie $E_e = E_\gamma - E_{liaison}$, où E_γ est l'énergie du photon incident et $E_{liaison}$

l'énergie de liaison de l'électron à l'atome. La conservation de la quantité de mouvement est assurée par le recul de l'atome qui est considéré ici comme négligeable. Plus l'énergie incidente du photon est élevée, plus on peut accéder aux couches électroniques profondes. L'atome se retrouve donc avec une lacune électronique qui peut être comblée par trois types de processus différents :

- **Une recombinaison radiative** : un électron tombe dans le trou créé en cédant son énergie sous forme d'un photon.
- **Effet Auger** : un électron d'une couche intermédiaire entre le trou et la bande de conduction tombe dans le trou et crée un photon d'énergie E'_γ . Ce photon peut céder son énergie à un électron du cortège qui se retrouve avec une énergie : $E_{liaison} - E'_\gamma$.
- **Création d'un défaut de réseau** : l'environnement de l'atome relaxe dans un état métastable laissant de l'énergie potentielle stockée dans le défaut.

La dépendance en énergie de la section efficace du processus photoélectrique est approchée par la relation suivante :

$$\sigma_p \propto \frac{Z^n}{E_{ph}^{3.5}}$$

où Z est le numéro atomique du noyau cible et n varie de 4 à 5 suivant la valeur de E_{ph} (en dessous de 10 keV cette formule n'est plus valable car la section efficace présente des discontinuités dues aux niveaux électroniques de l'atome). Cet effet est donc dominant à faible énergie (en dessous de 100 keV environ) pour les noyaux lourds.

Interaction Compton

Le processus Compton rend compte de l'interaction entre un photon γ incident et un électron du matériau absorbeur [37]. Dans cette diffusion le photon incident est défléchi d'un angle θ par rapport à sa direction de départ. Le photon transfère une partie de son énergie à l'électron considéré comme initialement au repos. Comme tous les angles de diffusion sont possibles, l'énergie transférée peut varier de zéro à une fraction importante de celle du photon incident. En écrivant simultanément les lois de conservation de l'énergie et du moment, on obtient :

$$E'_\gamma \equiv \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

où E'_γ est l'énergie du photon diffusé, E_γ celle du photon incident et m_0c^2 est l'énergie de l'électron au repos (511 keV). Pour les petits angles de diffusion,

l'énergie transférée est faible. Elle est maximale dans le cas où $\theta=\pi$ (même dans ce cas une partie de l'énergie est retenue par le photon incident). La probabilité de diffusion Compton croît linéairement avec le nombre d'électrons disponibles comme cible de diffusion (Z de l'atome).

Production de paire électron-positon

Si l'énergie du γ incident dépasse deux fois l'énergie au repos de l'électron ($2 \times 511 \text{keV}$), le processus de création de paire est énergétiquement possible. Durant ce processus (qui a lieu dans le champ électromagnétique d'un noyau), le photon γ disparaît et est remplacé par une paire électron-positon. En pratique, la probabilité de cette interaction reste très faible en dessous d'une énergie incidente de quelques MeV. C'est donc un processus que nous considérons comme négligeable.

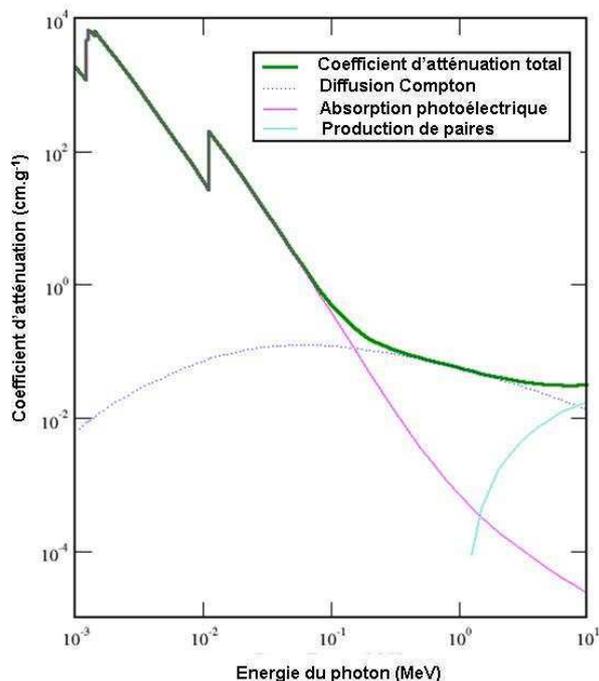


FIG. 2.1 – Coefficient d'absorption des photons dans le germanium pour les processus photoélectrique, Compton et de création de paire dans le germanium en fonction de l'énergie du photon incident.

Quel que soit le processus mis en jeu, l'interaction d'un photon dans la

matière aboutit toujours à un transfert d'énergie aux électrons de la cible.

Coefficient d'absorption des photons dans la matière

La probabilité de passage d'un photon à travers une tranche de matière est exponentiellement décroissante avec l'épaisseur du matériau traversée. Chacun des processus arrête le photon γ , soit par absorption, soit par diffusion, et peut être caractérisé par une probabilité fixe par unité de parcours dans l'absorbeur. La contribution des différents processus au coefficient d'absorption total est présentée figure 2.1. La somme de la probabilité d'interaction des trois processus est simplement le coefficient d'absorption linéique, μ :

$$\mu = \tau(\text{photoelectrique}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{paire})$$

Le nombre de photons transmis I à travers une tranche de matière x par rapport au nombre de photon initial est :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}$$

2.1.2 Interaction des électrons de haute énergie avec la matière

Les collisions avec les électrons de l'absorbeur peuvent provoquer d'importants transferts d'impulsion et conduire à de fréquents changements de direction. Le pouvoir d'arrêt des électrons peut être décomposé en deux contributions : le rayonnement de freinage dit Bremsstrahlung (c'est-à-dire la contribution radiative) et la composante collisionnelle (ionisation et excitation atomique). La masse des électrons étant très inférieure à la masse du noyau cible, le transfert d'énergie entre un électron et un noyau est très faible. La collision peut ainsi être considérée comme élastique et la contribution des collisions nucléaires au pouvoir d'arrêt négligeable. Les électrons interagissent donc essentiellement avec les électrons du matériau de la cible [38].

Le rayonnement de freinage

Toute particule chargée accélérée émet un rayonnement électromagnétique de freinage, c'est le rayonnement Bremsstrahlung. Au sein d'un matériau, un électron subit de multiples collisions et donc des décélérations successives. Ce processus est proportionnel à EZ^2 . Il est donc dominant à haute énergie pour les noyaux cibles lourds. Dans notre cas c'est un processus qui est très faible devant la perte d'énergie par impact et ne représente que quelques pourcents de la perte d'énergie subie par l'électron incident.

Ionisation par impact et excitation atomique

Les masses de l'électron incident et des électrons orbitaux étant identiques, le transfert d'énergie lors d'une collision peut être important. La perte d'énergie par ces collisions inélastiques reste prépondérante tant que l'énergie de l'électron est supérieure au seuil d'ionisation. Les énergies mises en jeu ici étant bien supérieures aux énergies de liaison de l'électron de l'atome, le transfert d'énergie est suffisant pour libérer un électron de son atome. Un électron passe alors dans la bande de conduction (laissant donc un trou dans la bande de valence) et peut lui-même ioniser d'autres atomes si l'énergie qu'il a acquise est suffisante. La formule de Bethe permet de rendre compte de la perte d'énergie [39] :

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N Z}{mv^2 \ln\left(\frac{mv^2 E}{I^2}\right)}$$

où e est la charge élémentaire, m la masse au repos de l'électron et v la vitesse de l'électron incident, N est le nombre d'atomes par unité de volume, Z la masse atomique et I l'énergie moyenne d'ionisation. Cette formule est valable en régime non relativiste. On observe que la perte d'énergie augmente quand l'énergie de l'électron incident diminue. Pour les hautes énergies un second terme de correction relativiste intervient. Dans ce cas le pouvoir d'arrêt croît avant d'atteindre un plateau dû à la modification de la densité apparente du milieu en régime relativiste. Cette expression exprime une perte d'énergie linéique et moyenne les différentes transitions permises. Les pertes d'énergie dues aux chocs successifs sont réparties en une perte continue le long de la trajectoire, de manière analogue à la viscosité dans un fluide. Aux faibles énergies ($E \approx I$), l'expression requiert des corrections supplémentaires (corrections de couches), la notion même de perte continue pouvant être inappropriée.

Interaction des électrons secondaires avec la matière

Lorsque l'énergie de l'électron est inférieure au seuil d'ionisation (pour le germanium $E_{seuil I} = \frac{3}{2} E_{gap} \approx 1$ eV [40]), l'électron ne peut que perdre son énergie par l'émission de phonons (acoustiques ou optiques). En dessous d'une énergie de ≈ 37 meV, l'émission de phonons acoustiques reste le seul processus de perte d'énergie possible [41]. Il reste possible tant que la vitesse de l'électron est supérieure à celle du son dans l'absorbeur.

Parcours moyen de l'électron primaire

Comme mentionné précédemment, l'électron incident ayant une masse égale aux électrons du milieu, le transfert d'impulsion peut être important et les trajectoires très tortueuses. On définit le parcours R (pour 'Range', en μm) qui correspond à l'épaisseur pour laquelle 90% des électrons sont absorbés [42] :

$$R = \frac{K}{\rho} E_0^\gamma = 0.012 E_0^{1.68}$$

avec E_0 énergie incidente de l'électron (keV), ρ densité de l'absorbeur en g.cm^{-3} , K une constante indépendante du matériau et γ variant de 1.2 à 1.7 (1.68 pour le germanium).

Une simulation de la trajectoire de cent électrons d'une énergie de 84 keV à l'aide du code de simulation CASINO est montrée figure 2.2.

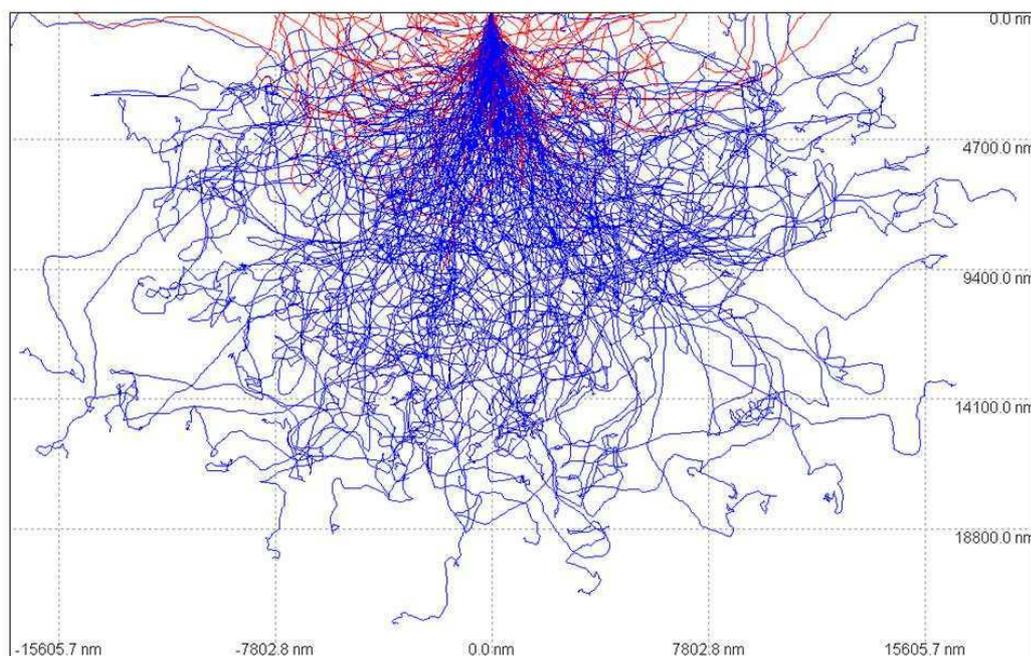


FIG. 2.2 – Trajectoires de 100 électrons de 84 keV pénétrant dans du germanium simulées avec le logiciel Casino [43]. Les trajectoires en rouge sont celles des électrons rétrodiffusés qui sortent du matériau.

Nombre de paires électron-trous créées

Le nombre de paires électron-trou créées dans un semi-conducteur est proportionnel à l'énergie déposée par la particule incidente. Le nombre moyen $\langle N \rangle$ de paires générées par un électron d'énergie E s'écrit : $\langle N \rangle = \frac{E}{\epsilon}$. La valeur de ϵ (énergie moyenne de création de paire électron-trou) ne dépend que du type d'interaction qui a eu lieu dans le matériau (recoil électronique ou nucléaire). Pour un recoil électronique, $\epsilon \approx 3 \text{ eV}$. Or la valeur du gap du germanium est de 0.7 eV. Ainsi toute l'énergie de la particule n'est pas uniquement utilisée à la création de paires mais une partie importante de cette énergie est dissipée dans le réseau sous forme de phonons.

Si on suppose que les mécanismes de thermalisation sous forme de phonons et sous forme de paires électron-trous sont complètement décorrélés, on obtient une statistique de Poisson. L'écart-type de la distribution du nombre n de paires créées est alors : $\sigma(n) = \sqrt{n}$. En réalité, les mécanismes de thermalisation sont fortement corrélés. Les différents canaux de désexcitation sont liés et la fraction de l'énergie allant dans chacun d'eux fluctue moins que dans le cas de processus complètement indépendants. Pour rendre compte de ce phénomène, on introduit le facteur de Fano F défini par le rapport entre la fluctuation observée et la fluctuation prévue par une statistique de Poisson :

$$F = \frac{\sigma(n)_{\text{observee}}}{\sigma(n)_{\text{Poisson}}}$$

On obtient alors :

$$\Delta I = 2.35\sqrt{F\epsilon E}$$

La valeur de F est difficile à estimer car il faut éliminer toutes les autres sources de fluctuation. Le modèle de Klein [40] permet d'estimer $F \approx 0.1$. Expérimentalement, les valeurs les plus faibles obtenues $F=0.13$ sont de l'ordre de la valeur théorique.

Densité de paires électron-trous

Une étude de la densité de paires électron-trou en fonction de l'énergie de l'électron incident est présentée dans [44]. Cette étude a été menée en comparant les résultats des logiciels CASINO et GEANT 3. Le logiciel CASINO permet de calculer la densité à basse énergie alors que le logiciel GEANT 3 permet de rendre compte de cette densité à plus haute énergie. La figure 2.3 présente la densité de porteurs en fonction de l'énergie de l'électron incident (cette figure est tirée de [44]).

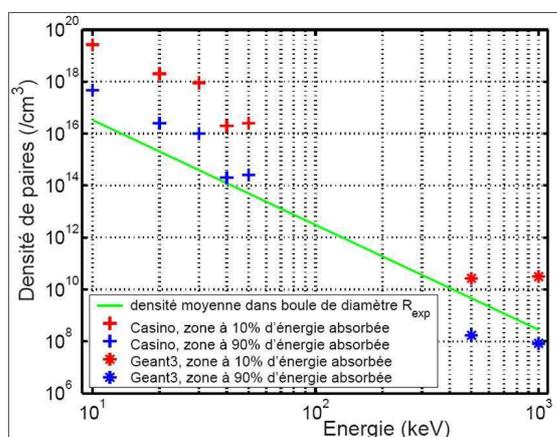


FIG. 2.3 – Densité de paires électron-trous d’après les calculs effectués avec GEANT 3 et CASINO. Tiré de [44]

Effet plasma

Après l’interaction d’une particule dans le germanium, il y a création d’un plasma de paires électron-trou. La collecte de charge par des électrodes de part et d’autre d’un détecteur ionisation demande la dissociation de ce plasma par le champ électrique dans le détecteur (érosion du nuage de charges). En pratique le temps de dissociation est très inférieur à la résolution de la mesure (≈ 10 ns) et n’est pas observable par nos mesures même pour des reculs nucléaires pour lesquels la densité de charge peut être très élevée (cf paragraphe 5.4.2). Dans nos conditions expérimentales, le temps de montée des signaux d’ionisation est donc principalement relié au temps de dérive des porteurs de charge vers les électrodes de collecte.

2.1.3 Interaction des neutrons avec la matière

Les neutrons ne portent pas de charge et ne peuvent donc pas interagir avec la matière par le biais de la force coulombienne, qui domine la perte d’énergie pour les particules chargées et les photons. Les neutrons peuvent ainsi traverser sur de grandes distances la matière sans subir la moindre interaction. Le neutron interagit avec un noyau du matériau absorbant. Il résulte de cette interaction que soit le neutron est absorbé et est remplacé par une ou plusieurs radiations secondaires (diffusion inélastique), soit l’énergie et la direction initiale du neutron sont modifiées (diffusion élastique). Les neutrons auxquels nous nous intéressons sont des neutrons dits rapides dont la gamme d’énergie se situe entre 1 et 10 MeV. Ils créent des reculs nucléaires

avec des énergies déposées dans le matériau comprises entre 0 et 200 keV, c'est-à-dire exactement où se situe le signal WIMP. Comme il n'y a pas la possibilité de discriminer un neutron d'un WIMP, le bruit de fond de neutrons doit être éliminé avec un blindage passif de paraffine.

Diffusion élastique de neutrons

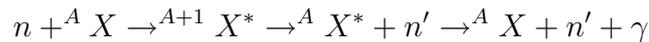
Une partie de l'énergie cinétique du neutron est transmise à un noyau de la cible qui recule. La structure du noyau cible est inchangée. Ce processus est identique à celui attendu pour un WIMP. La relation entre E_R , l'énergie transférée au noyau de recul de masse M_A , θ l'angle de diffusion dans le centre de masse et E_0 l'énergie cinétique du neutron incident de masse M_n s'écrit :

$$E_R = 2E_0 \frac{M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} (1 - \cos(\theta))$$

L'énergie maximale transférée est donc approximativement $\frac{4E_0}{A}$ (pour le germanium $A=72$).

Diffusion inélastique de neutrons

Pour les neutrons dont l'énergie est supérieure à 3 MeV, la section efficace du processus inélastique est égale à celle du processus élastique. Dans la plupart des cas, la diffusion inélastique entraîne la formation d'un noyau intermédiaire qui se désintègre en émettant un neutron ; le noyau excité revient dans son état fondamental en émettant un photon. La diffusion inélastique d'un neutron sur un noyau s'écrit :



Le neutron émis après la diffusion aura une énergie inférieure ou égale à l'énergie incidente amputée de la somme de l'énergie cinétique du recul nucléaire et de celle du photon émis. Le neutron incident doit donc avoir une énergie bien supérieure à l'énergie d'excitation du noyau.

2.1.4 Interaction de particules α avec la matière

Les particules α , qui sont des particules chargées positivement, interagissent de manière coulombienne avec les électrons de la cible. Dès lors qu'un α pénètre un matériau, il interagit simultanément avec plusieurs électrons. L'électron est attiré par la force attractive du potentiel de Coulomb quand un α passe à proximité. En fonction de la distance de passage de la particule α , cette impulsion est suffisante soit pour exciter l'électron dans une

couche électronique supérieure (processus d'excitation), soit pour arracher complètement l'électron de l'atome (processus d'ionisation). L'interaction des α se fait préférentiellement avec les électrons des couches externes de l'atome. Comme la masse d'un α est très supérieure à celle des électrons, sa trajectoire dans la matière peut être considérée comme rectiligne. Un α de 5 MeV parcourt environ 20 μm dans le germanium. Les densités de paires électron-trou qui résultent lors du passage d'une particule α sont très élevées ($> 10^{16}$ charges. cm^{-3}).

2.2 Des détecteurs à double composante ionisation-chaueur

Les processus d'interaction des différentes particules qui peuvent donner un signal dans le détecteur ayant été exposés, nous allons détailler le principe de fonctionnement des détecteurs de l'expérience EDELWEISS. Les détecteurs sont des bolomètres à double composante ionisation/chaueur. La mesure indépendante de l'élévation de température et de la charge créée par l'interaction d'une particule est primordiale dans cette expérience car elle permet une discrimination événement par événement de la nature de l'interaction qui a eu lieu (recoil électronique pour les γ ou les β contre recoil nucléaire pour les WIMPS et les neutrons). La formation des signaux de chaueur et d'ionisation va indépendamment être exposée ici puis la combinaison des signaux sera discutée.

2.2.1 Voie chaueur

Le principe de fonctionnement d'un bolomètre est le suivant. Un absorbeur (ici un cristal de germanium) de capacité calorifique C (en J.K^{-1}) est mis en contact avec un réservoir de chaueur à température T_0 par un lien thermique G (en $\text{J.K}^{-1}.\text{sec}^{-1}$) (figure 2.4, en haut).

Après le temps nécessaire à la relaxation de toute l'énergie déposée en chaueur, l'absorption d'une particule déposant l'énergie E dans le détecteur, la température vaut : $T = T_0 + \frac{E}{C}$. Le retour à la température de base se fait par une relaxation thermique qui se traduit par une exponentielle décroissante dont la constante de temps est liée à la fuite thermique : $\tau = \frac{C}{G}$. Si le temps nécessaire à la relaxation en chaueur est négligeable devant τ , la variation de la température de l'absorbeur après le passage d'une particule s'écrit comme suit :

$$\Delta T(T) = \frac{E}{C} e^{-tG/C}$$

2.2. DES DÉTECTEURS À DOUBLE COMPOSANTE IONISATION-CHALEUR 37

On obtient une impulsion d'une amplitude liée à l'énergie déposée dans l'absorbeur (cf figure 2.4 en bas).

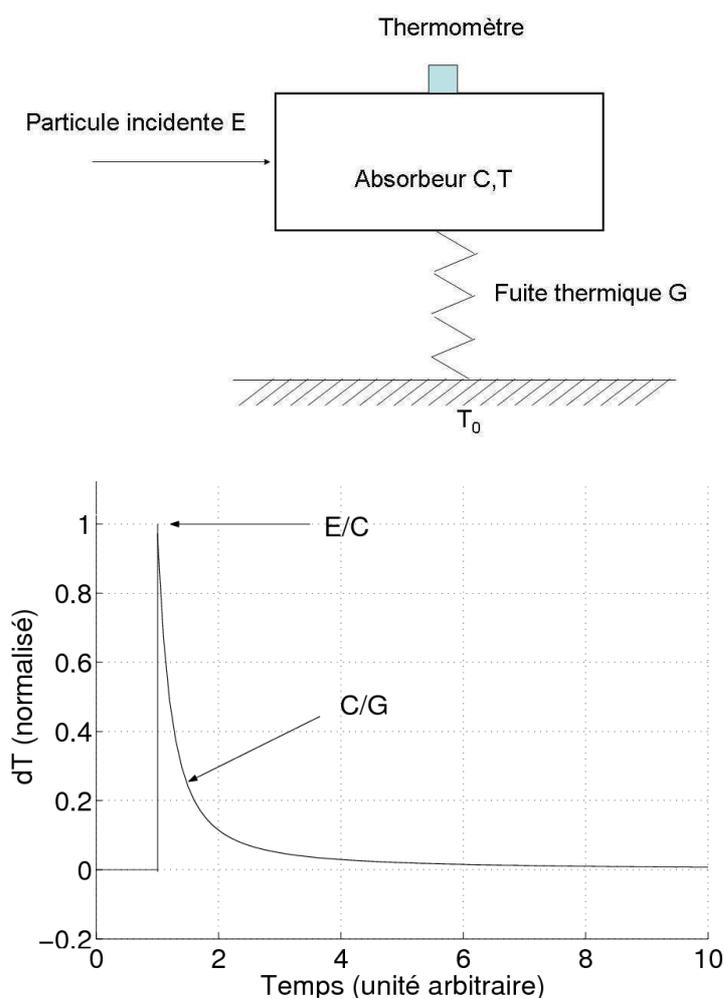


FIG. 2.4 – En haut : schéma de principe d'un bolomètre. En bas : impulsion thermique d'un bolomètre après un dépôt d'énergie instantané.

Chaleur spécifique d'un semi-conducteur à basse température

L'énergie interne d'un isolant est répartie entre les modes collectifs de vibration du réseau cristallin (phonons). Le modèle de Debye décrit ce système de gaz de phonons à l'équilibre thermodynamique [45].

Dans le domaine des basses températures, on obtient la capacité calorifique (en $\text{J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$) :

$$C_{isolant} = 1944 \frac{n_{maille}}{M_{maille}} \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3$$

où n_{maille} est le nombre d'atomes dans la maille élémentaire et M_{maille} la masse molaire de cette même maille, θ_D est la température de Debye. Cette température est donnée par $\theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B}$ avec ω_D fréquence maximale des phonons acoustiques et k_B la constante de Boltzmann [46].

Pour les semi-conducteurs, le gap est largement supérieur à l'énergie d'agitation thermique (même à température ambiante : $k_B T = 25$ meV à 300 K). Les électrons sont, pour la plupart, dans la bande de valence, et le nombre d'électrons de conduction est négligeable pour la capacité calorifique. La loi de Debye précédemment décrite est donc valable pour les semi-conducteurs.

Cette variation en T^3 de la chaleur spécifique permet d'obtenir de plus grandes variations de température du détecteur pour un dépôt d'énergie donné lorsqu'on se place à basse température.

Lecture de la variation de température de l'absorbeur

La lecture de la température de l'absorbeur se fait avec un thermomètre en germanium cristallin dopé par transmutation neutronique dit NTD (Neutron Transmutation Doped). Le germanium à très basse température ne comporte pas de porteur de charge. Mais lors de l'irradiation par des neutrons thermiques, des noyaux de Ge subissent des captures neutroniques pour former différents isotopes de Ge qui décroissent ensuite en des noyaux d'As, Se et Ga. Ceci permet d'obtenir un dopage aléatoire très uniforme dans le cristal. La création de porteurs par excitation thermique peut alors se faire à plus basse température. La conduction de ces systèmes relève de la problématique de Mott-Anderson [47] [48]. À très basse température dans un isolant d'Anderson, le mécanisme dominant de conduction est appelé "variable range hopping", c'est-à-dire par saut tunnel assisté par phonons des électrons entre sites d'énergie proche. Dans la gamme de température qui nous intéresse, un thermomètre NTD qui est un isolant d'Anderson suit la loi :

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{0.5}$$

Pratiquement, le thermomètre (d'un volume de l'ordre du mm^3) est collé sur l'absorbeur de germanium. Lorsqu'une particule interagit dans l'absorbeur, la détection des phonons, après relaxation de toutes les formes d'énergie

2.2. DES DÉTECTEURS À DOUBLE COMPOSANTE IONISATION-CHALEUR 39

produites par l'impact, se fait par lecture de la variation de résistance du thermomètre ce qui donne directement la quantité d'énergie qui a été déposée. Le temps de réponse du signal lié au temps de thermalisation du cristal et du thermomètre se situe entre 1 et 10 ms ce qui est relativement faible devant la constante de temps de la fuite thermique (qui est de quelques dizaines de ms).

Pour lire la variation de température du thermomètre on fixe le courant qui le traverse et on lit la variation de tension qui est engendrée par l'augmentation de température (c'est le cas pour les expériences faites au CSNSM). La technique de détection synchrone peut être utilisée (c'est la méthode utilisée pour l'expérience EDELWEISS à Modane).

La figure 2.6 montre la variation de température associée à l'interaction d'une particule dans le bolomètre (le temps caractéristique $\frac{C}{G}$ de retour du signal à la ligne de base peut être perturbé par l'usage de filtres).

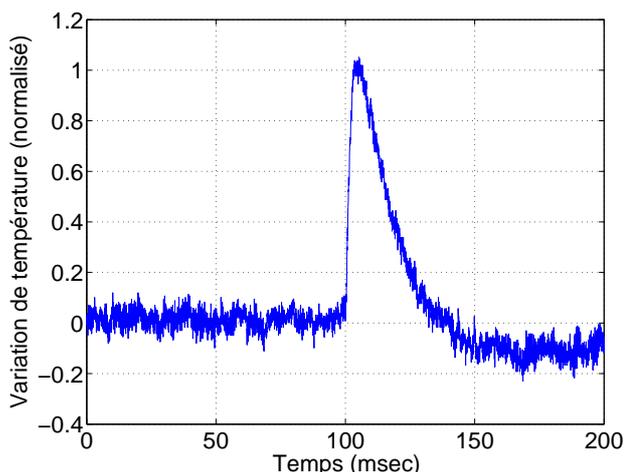


FIG. 2.5 – Variation de température associée à l'interaction d'une particule dans l'absorbeur en fonction du temps (ms).

La courbe de la variation de la résistance en fonction de la température pour le bolomètre ID201 (le bolomètre principalement étudié au cours de cette thèse) est montrée figure 2.6 en haut à gauche. La loi de variation de résistance en fonction de la température citée plus haut est respectée. L'électronique de mesure est optimisée pour une impédance du thermomètre de l'ordre de $1\text{ M}\Omega$. Pour nos expériences, cela correspond à une température de 26 mK.

La tension aux bornes du thermomètre en fonction du courant qui le parcourt n'est pas linéaire car plus on polarise le thermomètre et plus il dissipe de l'énergie par effet Joule ce qui augmente sa température (cf figure 2.6 en

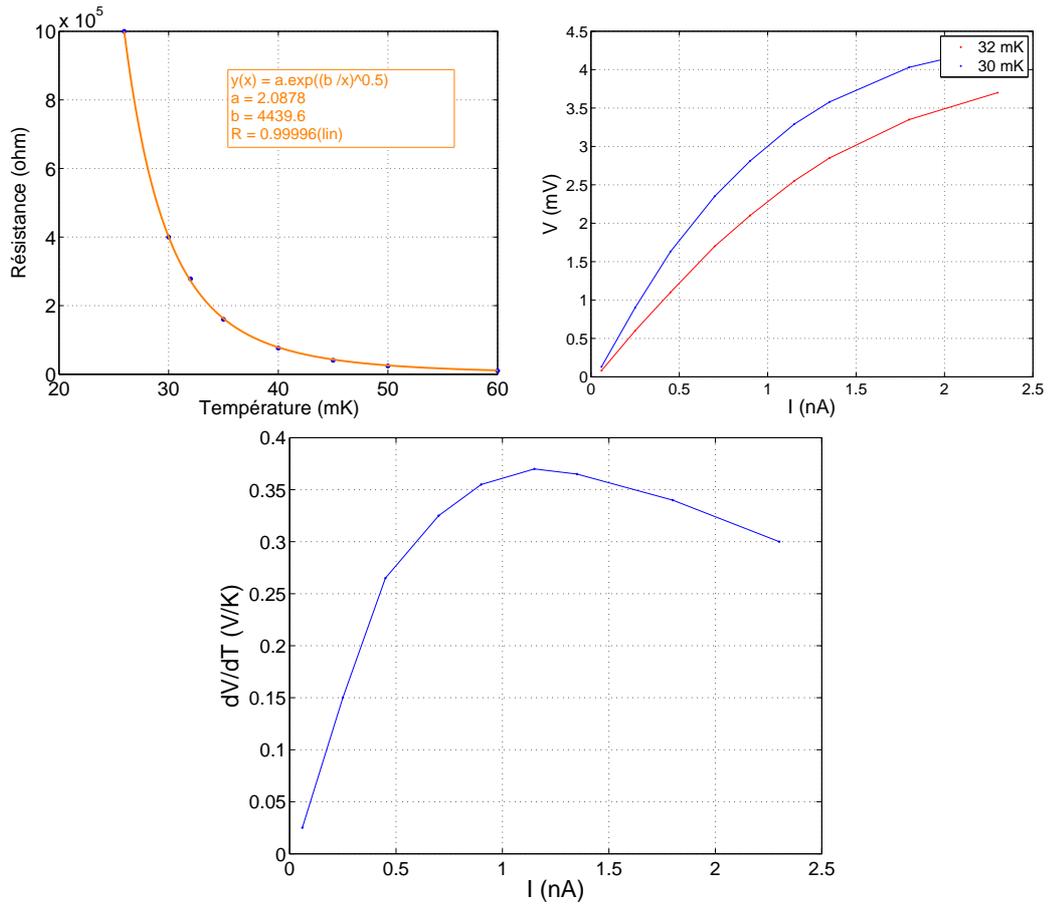


FIG. 2.6 – En haut à gauche : variation de la résistance du thermomètre en fonction de la température du bolomètre ID 201. En haut à droite : Variation de la tension aux bornes du thermomètre en fonction du courant qui lui est imposé. En bas : Sensibilité (en V/K) en fonction du courant de polarisation.

2.2. DES DÉTECTEURS À DOUBLE COMPOSANTE IONISATION-CHALEUR 41

haut à droite). Pour augmenter la tension V , on pense alors à augmenter le courant I . Mais la puissance dissipée par effet Joule augmente et chauffe le bolomètre. Il y a donc une compétition entre l'augmentation du courant dans le thermomètre (pour augmenter la sensibilité du thermomètre), et la réduction de la résistance R induite par l'élévation de température causée par ce courant et qui réduit $\frac{dR}{dT}$.

Pour trouver la valeur du courant la plus appropriée, on différencie les courbes $V(I)$ effectuée à des températures différentes pour obtenir la courbe de sensibilité ($\frac{\Delta V}{\Delta T}$) en fonction du courant de polarisation. Sur cette courbe (cf figure 2.6 en bas), on observe bien l'existence d'une valeur du courant où la sensibilité est la plus élevée. C'est à cette valeur du courant qu'il faudra se placer pour avoir le signal de l'amplitude la plus élevée possible. Pour le détecteur ID201, la sensibilité maximale est de 0.37 V/K pour un courant de 1.2 nA à 31 mK (la sensibilité à plus basse température doit être plus importante mais nous ne disposons pas ici des données de résistance du thermomètre à plus basse température). Il est possible de remonter à la sensibilité en énergie par le biais des relations suivantes : $\frac{\Delta V}{\Delta E} = \frac{\Delta V}{\Delta T} * \frac{\Delta T}{\Delta E} = \frac{\Delta V}{\Delta T * C}$. La capacité calorifique du germanium vaut : $0.51 \cdot 10^{-6} T^3$ (J.K⁻¹.g⁻¹) soit pour notre cristal de 193 g à 31 mK : $2.65 \cdot 10^{-9}$ (J.K⁻¹). Ainsi la sensibilité en énergie de notre bolomètre est de : 22 nV.keV⁻¹ (à 31 mK) si on néglige les autres termes de capacité calorifique, en particulier celle du thermomètre NTD.

2.2.2 Voie ionisation

Principe de la détection du signal d'ionisation

Après interaction d'une particule avec le cristal de germanium, on a vu que des paires électron-trou sont créées. En pratique les détecteurs utilisés sont des cylindres de germanium (d'une hauteur de 2 cm et d'un diamètre d'environ 7 cm). Sur les surfaces planes du cylindre des électrodes métalliques permettent d'appliquer un champ électrique dans le détecteur. Ce champ permet de déplacer les porteurs de charge à partir de la position où ils ont été créés jusqu'aux électrodes de collecte. Le courant induit sur les électrodes de collecte par le déplacement des charges en direction des électrodes est mesuré avec un amplificateur de charge (cf 4.2.1). La figure 2.7 est une représentation schématique des bolomètres standard de l'expérience (à électrodes planaires). L'électrode de référence est mise à la masse. L'application d'une tension sur les électrodes de centre et de garde permet de créer un champ de collecte dans le détecteur. On utilise deux électrodes équipées de deux électroniques de lecture différentes (électrode de centre et électrode de garde). Ceci permet

de rejeter les événements qui proviennent de la périphérie du détecteur où la collecte de charge peut être mauvaise (notamment du fait des surfaces libres latérales). On définit ainsi un volume de confiance dit volume "fiduciel" : c'est le volume dans lequel les charges sont toutes collectées sur l'électrode centrale.

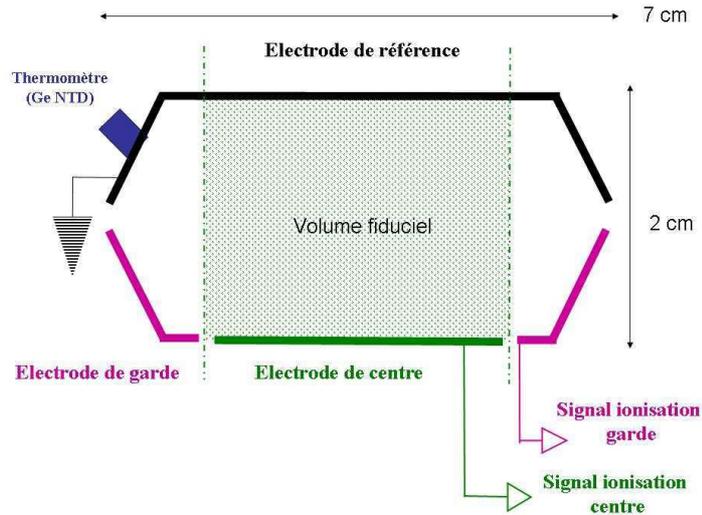


FIG. 2.7 – Coupe d'un bolomètre à électrodes planaires (détecteurs standards de l'expérience EDELWEISS).

Propriétés du germanium à basse température

Aux températures de fonctionnement des détecteurs, le germanium est vide de porteurs libres, la bande de valence étant pleine et la bande de conduction vide [45]. Il n'y a donc pas de conduction électrique. Ainsi, le détecteur fonctionne comme une "chambre d'ionisation". Un champ électrique appliqué permet de collecter les charges sur les électrodes. Celles-ci sont mesurées avec un amplificateur de charge.

L'avantage de travailler avec du germanium ultrapur est de minimiser le piégeage des porteurs, d'où son intérêt pour les détecteurs. Les cristaux de germanium ultrapur d'EDELWEISS possèdent une densité dopante résiduelle qui est de l'ordre de 10^9 à 10^{10} cm^{-3} . Ceci équivaut à une impureté pour environ 10^{12} atomes de germanium.

La particularité des détecteurs germanium cryogéniques pour la détection de matière noire est de fonctionner avec de très bas champs de collecte (\approx

2.2. DES DÉTECTEURS À DOUBLE COMPOSANTE IONISATION-CHALEUR43

$1\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$) pour diminuer l'effet Joule [49] induit par la dérive des porteurs qui peut perturber la mesure de la chaleur pour des champs de collecte élevés.

Vitesse de dérive

La forme du front de montée des signaux d'ionisation peut apporter une information sur la profondeur de l'interaction dans le matériau. Cette possibilité sera utilisée dans cette thèse comme outil de diagnostic (cf paragraphe 5.4). Le temps de développement des signaux sur les électrodes est fonction de la vitesse de dérive des porteurs. À très faible champ de collecte, la vitesse est proportionnelle au champ appliqué (régime ohmique). Dans le germanium ultrapur à très basse température, ce régime n'est jamais observé car l'interaction électron-phonon est trop peu efficace pour maintenir l'équilibre thermique des porteurs avec le réseau. On est donc en présence de "porteurs chauds". La relation entre la vitesse et le champ de collecte pour les porteurs n'est pas linéaire et dépend par ailleurs de l'orientation du champ dans les axes du cristal. La figure 2.8 présente les résultats expérimentaux et de simulation des 2 types de porteurs à basse température.

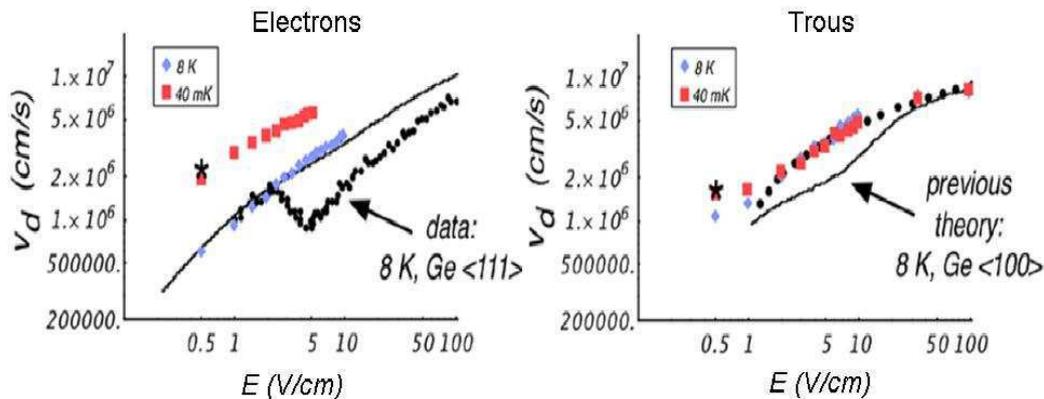


FIG. 2.8 – Vitesse de dérive des électrons (à gauche) et des trous (à droite) fonction du champ électrique appliqué pour des températures de 8K et 40mK . Les carrés rouges et bleus représentent les points théoriques tirés de [50] et les points noirs représentent les points expérimentaux mesurés [51][52].

2.2.3 Piégeage

Il existe un phénomène important lorsque l'on travaille avec des signaux d'ionisation qui est le piégeage des charges, ce qui peut affecter les caractéristiques de la collecte. La physique du piégeage de porteurs chauds

particulièrement à basse température est un domaine très mal connu. Ce piégeage de porteurs peut se produire dans le volume du détecteur mais aussi sur les surfaces libres du détecteur (en particulier entre les électrodes des bolomètres à électrodes interdigitées). Une étude détaillée du piégeage de surface et de volume est présentée en [44][53].

Piégeage en volume

À très basse température où l'on se place, seuls interviennent les phénomènes de piégeage, l'émission thermique des porteurs vers les bandes de valence et de conduction étant rendue impossible de manière thermique. Tous les niveaux électroniques localisés (impuretés ou défauts) fonctionnent potentiellement à la fois comme piège et centre de recombinaison. Les sections efficaces de piégeage sur les impuretés ionisées sont équivalentes pour les électrons et trous. Expérimentalement, la mesure des rendements de collecte donne accès aux longueurs de piégeage [44].

Piégeage de surface

Les cristaux de germanium présentent à leurs surfaces des liaisons pendantes ou des impuretés. Cet état de surface dépend de la préparation du cristal, de l'atmosphère qui l'a entouré... Les imperfections qui introduisent des niveaux dans la bande interdite constituent des pièges potentiels pour les porteurs qui dérivent au voisinage des surfaces. Le piégeage de surface peut représenter une part importante du piégeage dans le détecteur. Les sections efficaces et le nombre de pièges de surface sont suffisamment élevés pour stocker une quantité importante de porteurs, constituer un champ interférant avec le champ initial dans le détecteur et ainsi modifier la collecte [54] [55].

Dégradation et régénération

À très basse température, la probabilité de réémission d'un porteur piégé est suffisamment faible pour que le porteur reste piégé sur des durées plus longues que nos expériences. Il peut ainsi y avoir constitution d'une charge d'espace qui interfère avec le champ induit par les électrodes et compromet la collecte. Il convient donc d'appliquer une procédure de régénération au détecteur qui consiste à l'irradier avec une source radioactive (ou avec une diode électroluminescente infrarouge) et à placer les électrodes en court-circuit. On a donc génération de paires électron-trou qui viennent alors neutraliser ces impuretés. Il est nécessaire de régénérer le détecteur régulièrement au cours de l'expérience afin de prévenir l'accumulation de charge d'espace.

On note que le rayonnement infrarouge résiduel dans le cryostat peut lui aussi être une source de dégradation [44].

2.2.4 Développement des signaux d'ionisation sur les électrodes

Lorsque des paires électron-trou sont créées à la suite d'une interaction d'une particule avec l'absorbeur, les électrons et les trous dérivent dans des directions opposées sous l'effet du champ électrique appliqué au détecteur. En première approximation, la trajectoire des porteurs peut être assimilée aux lignes de champ dans le détecteur. Dès lors que les charges se déplacent, un courant est induit dans les électrodes de collecte.

Le théorème de Ramo [56] permet de calculer la charge induite par des charges mobiles sur des conducteurs placés à proximité, tels que les électrodes. Le courant instantané qui parcourt une électrode à cause du déplacement d'un électron unique (de charge e) peut s'écrire :

$$i = e\vec{v} \cdot \vec{E}_R$$

avec \vec{v} : vitesse instantanée du porteur et \vec{E}_R : champ de Ramo. Le champ de Ramo d'une électrode est le champ dans le détecteur lorsque toutes les parties métalliques sont mises à un potentiel nul sauf l'électrode elle-même dont le potentiel est fixé à +1. Le potentiel de Ramo est une grandeur sans dimension. Par intégration le long de la trajectoire des charges, on obtient la charge induite sur une électrode :

$$Q = e (V_R(\text{position finale du porteur}) - V_R(\text{position initiale du porteur}))$$

avec V_R : potentiel de Ramo. Pour calculer la charge induite sur une électrode, il faut prendre en compte l'influence des électrons et des trous sur l'électrode (même si une électrode ne collecte qu'un seul type de porteur, il faut tenir compte de la charge induite par l'autre type de porteur sur celle-ci).

La figure 2.9 (en haut à gauche) présente les équipotentielles du champ de collecte dans un détecteur polarisé de la manière suivante : $V_C = 1V$, $V_G = 1V$, $V_R = 0V$. La carte de potentiel du bolomètre est tracée par résolution numérique de l'équation de Poisson en utilisant le logiciel FEM-LAB. Les électrons créés lors du dépôt d'énergie par une particule au point O (cf figure 2.9) suivent les lignes de champ du champ réel (qui par définition sont perpendiculaires aux équipotentielles) en direction de l'électrode C (en pointillé). Les trous dérivent dans la direction opposée vers l'électrode R. On rappelle que la charge induite sur une électrode par un porteur de charge est fonction de la variation du potentiel de Ramo entre la position initiale

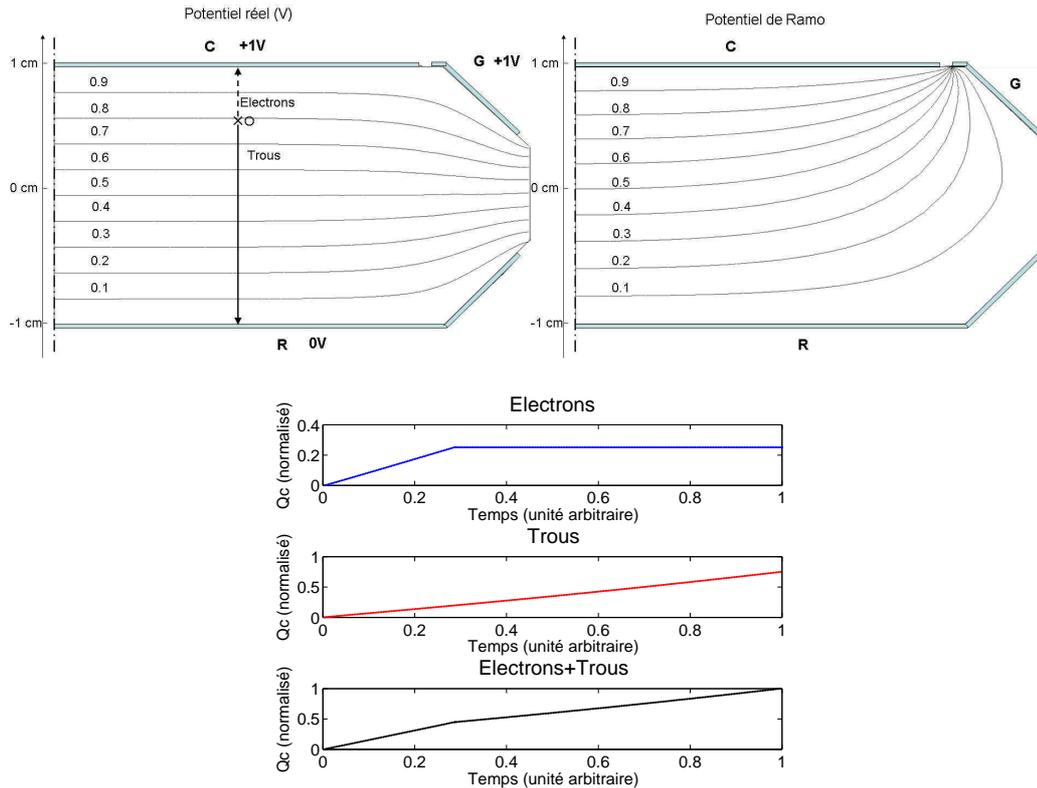


FIG. 2.9 – En haut à gauche : Equipotentiels du champ réel de collecte dans un bolomètre standard pour les conditions de polarisation suivantes : $V_C = 1V$, $V_G = 1V$, $V_R = 0V$. En haut à droite : Equipotentiels du champ de Ramo associé à l'électrode C. En bas : charge induite sur l'électrode C par les électrons (en haut), les trous (au milieu) et la somme des deux types de porteurs lors d'un évènement se produisant en O (cf figure en haut à gauche). On a supposé que la vitesse de dérive des électrons est la même que celle des trous.

et la position finale lors du déplacement de ce porteur. La figure 2.9 du bas représente la charge induite par les électrons et les trous lors du déplacement des porteurs dont l'origine est le point O (cf figure 2.9 en haut à droite). Les électrons sont collectés avant les trous car ils sont plus proches de l'électrode C que les trous de l'électrode R (on considère ici que la vitesse de dérive des trous et des électrons est la même). Le temps de développement du signal induit par les électrons est donc plus court que celui induit par les trous. La charge induite sur l'électrode C est la somme des contributions des électrons et des trous.

2.2.5 Front de montée des signaux d'ionisation

Le front de montée de l'impulsion varie en fonction de la position de dépôt d'énergie de la particule dans le détecteur [36]. L'ordre de grandeur du temps de collecte dans nos détecteurs est de $1 \mu\text{s}$ (l'épaisseur du cristal est de 2 cm et la vitesse typique des porteurs est de quelques 10^6 cm.s^{-1}). Une électronique suffisamment rapide (dont la bande passante est de quelques MHz) permet de voir le transitoire de ces signaux. La figure 2.10 permet de comprendre le principe de localisation d'un événement par rapport à une électrode en interprétant le transitoire du signal induit sur celle-ci. En fonction de la position du dépôt d'énergie dans le détecteur, le signal induit sur l'électrode du haut du détecteur est différent.

Cette méthode de localisation (appliquée aux détecteurs cryogéniques [57]) nécessite d'avoir un bon rapport signal sur bruit et devient donc difficile à basse énergie. Cependant cette méthode est efficace pour comprendre le fonctionnement du détecteur.

2.3 Mesure à double composante ionisation/chaleur

Nous venons de détailler le principe de la voie chaleur et de la voie ionisation séparément. Dans cette section nous allons détailler l'intérêt de la détection à double composante ionisation/chaleur.

2.3.1 Énergie de recul et effet Luke

L'énergie de recul (E_R) est l'énergie qui est déposée par l'impact initial de la particule. Le nombre de paires électron-trou (N) s'écrit : $N = \frac{E_R}{\epsilon}$. Or, ϵ qui est l'énergie moyenne de création d'une paire électron-trou, est fonction de la nature du recul (électronique ou nucléaire). Pour un recul électronique, $\epsilon_\gamma = 3 \text{ eV}$ et pour un recul nucléaire $\epsilon_n \approx 12 \text{ eV}$ [58]. A énergie de recul

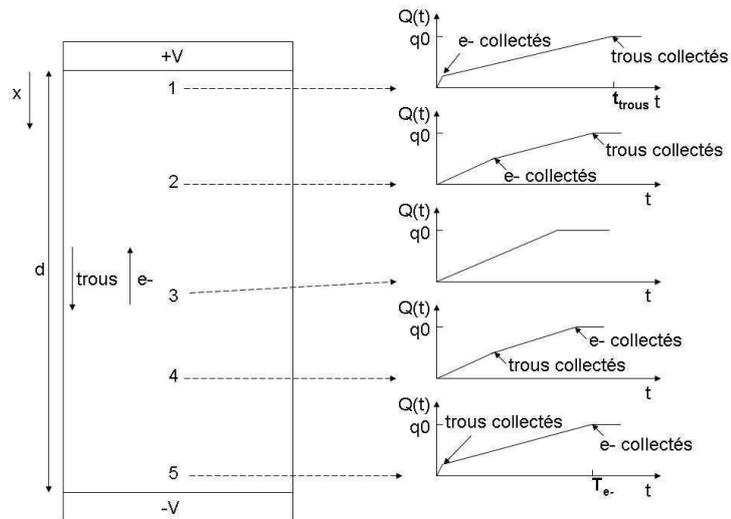


FIG. 2.10 – Forme du front de montée induit sur l'électrode du haut (portée à un potentiel $+V$) pour différents points d'interaction de la particule dans le détecteur (la forme de ce détecteur n'est pas celle des détecteurs réels mais constitue juste un schéma de principe). Pour la position 1, les électrons sont collectés très rapidement et la plus grande partie du temps de montée du signal est due à la dérive des trous. C'est le contraire pour la position 5. La position 3 (légèrement plus proche de l'électrode polarisée au potentiel $-V$ car la vitesse de dérive des trous est légèrement plus faible que la vitesse des électrons) est la position où le temps de dérive des électrons et des trous est le même. t_{trous} et t_{e^-} représentent le temps de dérive des trous et des électrons à travers le détecteur en entier.

égale, un recul nucléaire produira donc moins de paires électron-trou qu'un recul électronique.

Soit E_I l'énergie d'ionisation mesurée (proportionnelle au nombre de charges collectées). On a ainsi pour un recul électronique, $E_I = E_{Recul}$, et pour un recul nucléaire, $E_I = E_R Q$ où $Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_n}$ définit le rendement d'ionisation pour les deux types d'événements. L'énergie d'ionisation est mesurée dans les deux cas en keV_{ee} (ee signifie équivalent électron). Dans la suite du document, l'amplitude des charges mesurées sur les voies ionisation seront données en keV mais il est sous-entendu que ceci est en équivalent électron.

La collecte des charges sur les électrodes qui sont portées à des potentiels différents a une incidence sur la mesure de la chaleur. Le travail est dissipé par effet Joule et donne une composante supplémentaire qui s'ajoute à l'énergie de recul de la particule sur la voie chaleur [49] [59]. Cet effet, appelé effet Luke-Neganov, n'est fonction que du nombre de charges collectées et de la différence de potentiel entre les électrodes.

Pour N paires électron-trou collectées sous une tension de collecte de V , l'énergie associée à l'effet Luke E_L vaut :

$$E_L = NeV$$

e étant la charge élémentaire.

Comme on l'a dit précédemment, l'énergie totale mesurée sur la voie chaleur (E_{Tot}) est la somme de l'énergie de recul et de l'effet Luke-Neganov associé à la collecte. Pour un recul électronique on a donc l'énergie de recul donnée par :

$$E_{Tot}(\gamma) = E_R + \frac{E_R \cdot V}{\epsilon_\gamma}$$

et pour un recul nucléaire :

$$E_{Tot}(n) = E_R + \frac{E_R \cdot V}{\epsilon_n}$$

Et comme pour l'ionisation, l'énergie chaleur normalisée est (en keV_{ee}) :

$$E_C = \frac{E_{Tot}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}}$$

Cette énergie chaleur normalisée est égale à l'énergie de recul pour un recul électronique. À partir de cette relation, on obtient une expression de l'énergie de recul indépendante de la nature du recul :

$$E_R = \left(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}\right) E_C - \frac{V}{\epsilon_\gamma} E_I$$

et le rendement d'ionisation s'écrit :

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_n} = \frac{E_I}{E_R}$$

On a donc des rendements d'ionisation différents pour les reculs électroniques (lors de l'interaction de β , γ) et pour les reculs nucléaires (lors de l'interaction d'un neutron ou d'un WIMP). Le processus qui est à l'origine d'une réduction du rendement d'ionisation pour les reculs nucléaires a été étudié dans le cadre de la théorie de Lindhard [58]. Cette théorie qui décrit la perte d'énergie des ions dans la matière donne des prédictions pour la valeur de Q . Cet effet a été étudié en fonction de l'énergie de recul pour des absorbeurs de germanium à 77 K et plus récemment à 35 mK. Dans ces expériences, le signal d'ionisation est d'abord calibré avec une source de gammas qui produit des reculs électroniques. Le détecteur est ensuite exposé à une source de neutrons qui produisent des reculs nucléaires. L'énergie des reculs nucléaires engendrés est déterminée par la monochromaticité du faisceau de neutrons et l'angle de diffraction du neutron ou alors par des mesures de temps de vol. Il est observé que pour un recul nucléaire, le rendement d'ionisation est environ égal à 25% de celui d'un recul électronique. A cause des approximations du modèle de Lindhard, on ne peut prévoir de manière précise la valeur de Q mais elle peut être utilisée pour interpoler les points à différentes énergies de recul [60]. La figure 2.11 montre les points expérimentaux et la courbe issue de la théorie de Lindhard du rendement d'ionisation (Q) en fonction de l'énergie de recul.

Le rendement d'ionisation Q varie en fonction de l'énergie de recul. Une étude de cette variation a été menée dans EDELWEISS à partir d'étalonnages en recul nucléaire sur les détecteurs de germanium avec une source émettrice de neutrons [62] :

$$Q = 0.16E_R^{0.18}$$

Diagramme du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul

Le diagramme du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul permet de définir les bandes de recul nucléaire et électronique. La bande de recul nucléaire est définie comme étant l'intervalle de confiance dans lequel un neutron (ou un WIMPs) a 90 % de chance de se trouver (cf figure 2.12). La bande de recul électronique est l'intervalle de confiance dans lequel on trouve 99.9% des γ (sur la figure 2.12 deux zones de recul électroniques sont représentées, celle à 90% de confiance et celle à 99.9% de confiance qui est effectivement celle que l'on utilise par la suite).

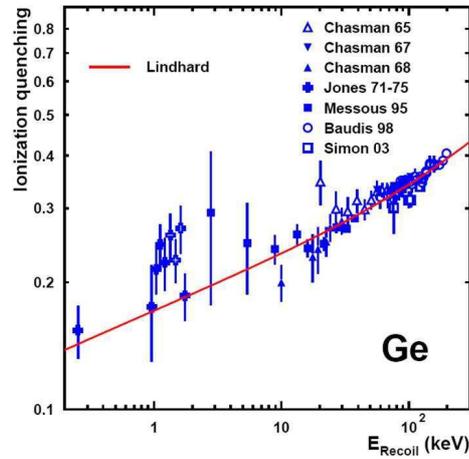


FIG. 2.11 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul pour un absorbeur de germanium [61]. La courbe rouge est issue de la théorie de Lindhard [60].

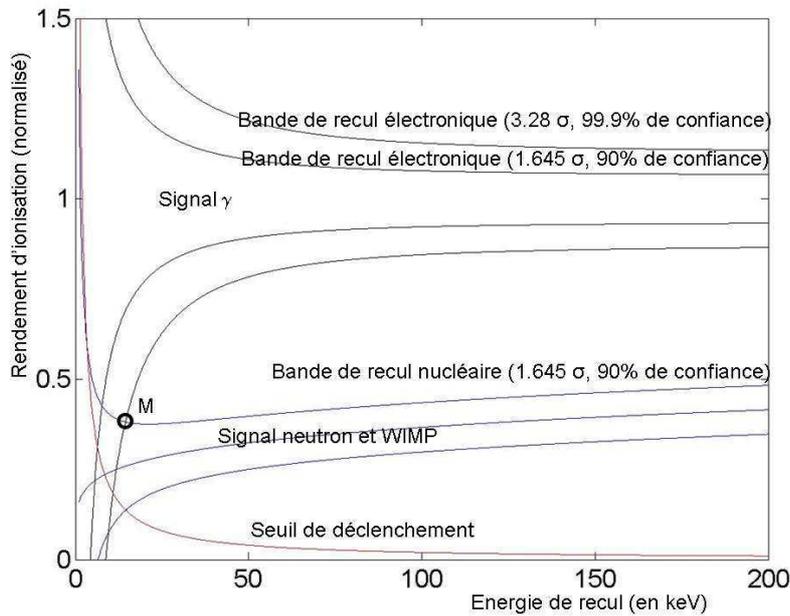


FIG. 2.12 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul avec les bandes de recul électronique et nucléaire associées et le seuil de déclenchement.

La figure 2.12 présente la forme des bandes de recul électronique et nucléaire dans la représentation du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul. La zone du signal WIMP est située dans la bande de recul nucléaire entre le seuil de détection et environ 200 keV en énergie de recul. On note un élargissement des bandes à basse énergie de recul liée à la résolution des voies chaleur et ionisation. La largeur de ces bandes tient compte de la résolution des bolomètres aux différentes énergies : plus les résolutions sont bonnes, plus les bandes sont fines et plus la discrimination du type d'interaction est bonne. On considère comme signal de recul nucléaire un évènement qui tombe dans la bande de recul nucléaire : ceci implique une perte de l'efficacité de détection de 10% si l'on conserve uniquement les évènements dans la bande de recul nucléaire.

Le point M (dit 'point magique') est le point où se joignent les zones de recul électroniques et nucléaires. Plus les résolutions sont bonnes, plus ce point se situe à basse énergie de recul et meilleure est la discrimination à basse énergie.

Le déclenchement de l'enregistrement d'un évènement (trigger en anglais) peut être fait sur la base de signaux d'ionisation (c'est le cas dans les expériences faites au CSNSM) ou de signaux de chaleur (expériences du Laboratoire Souterrain de Modane).

Si le déclenchement est fait sur la voie ionisation, le seuil de détection est la valeur de l'amplitude minimale pour laquelle le déclenchement ne se fait pas dans le bruit.

Effectuer le déclenchement sur la voie chaleur permet de diminuer les seuils notamment pour les évènements à recul nucléaire (car ils produisent moins de paires électron-trou pour une énergie de recul donnée que pour les reculs électroniques). Ce déclenchement consiste aussi à trouver la valeur de l'amplitude de la voie chaleur la plus faible pour laquelle ce ne sont pas les fluctuations causées par le bruit de la voie qui provoquent le déclenchement. Cependant, le temps de montée des signaux de chaleurs étant plus long que les signaux d'ionisation, il faut rechercher le signal d'ionisation dans la fenêtre d'enregistrement dont la position n'est pas exactement connue à cause de la différence des constantes de temps des deux signaux. Il convient donc aussi d'appliquer dans ce cas un seuil d'ionisation qui est la valeur minimale en dessous de laquelle l'algorithme de déclenchement ne peut pas retrouver de façon fiable le signal ionisation véritablement associé au signal chaleur, la confusion avec les fluctuations de bruit de la ligne de base étant trop grande [63].

Dans les deux cas, on trace le seuil d'ionisation dont la forme caractéristique est représentée sur la figure 2.12.

C'est cette coupure combinée à la réjection à 99.9 % des γ qui est res-

2.3. MESURE À DOUBLE COMPOSANTE IONISATION/CHALEUR 53

ponsable du seuil de détection en énergie de recul de l'expérience. Ce seuil est primordial pour la sensibilité de l'expérience car le taux d'évènements attendus pour les WIMPs croît à basse énergie (cf figure 1.7).

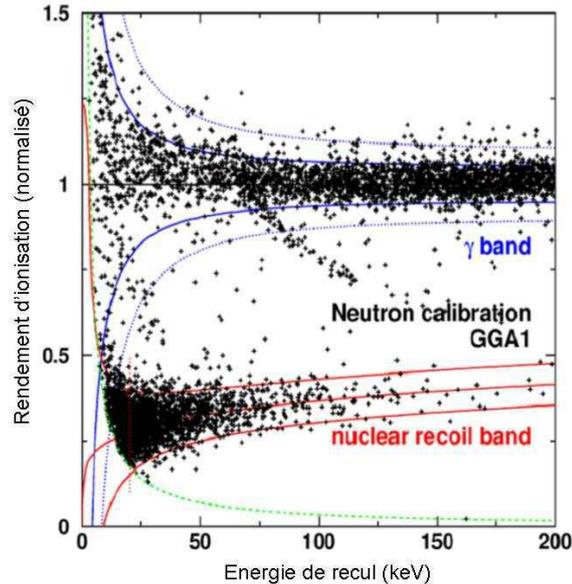


FIG. 2.13 – Calibration neutron obtenue avec un détecteur germanium à électrodes planaires lors de l'expérience EDELWEISS I.

La figure 2.13 représente une calibration neutron avec une source de ^{252}Cf , on voit clairement la présence de deux populations dans le diagramme du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul : celles des reculs électroniques ($Q \approx 1$) et celle des reculs nucléaires ($Q \approx 0.3$). La zone qui contient 90% des neutrons est tracée. Au milieu de cette zone, on trouve la courbe d'équation $Q = 0.16E_R^{0.18}$ pour le rendement d'ionisation pour des reculs nucléaires. De part et d'autre de cette courbe est représentée la délimitation de la zone de recul nucléaire à un niveau de confiance de 90% (1.645σ). Sur la figure 2.13 est aussi tracée la zone de recul électronique à 90% (trait plein bleu) et à 99.9% de niveau de confiance (en pointillé bleu).

La double composante ionisation/chaaleur permet d'éliminer plus de 99.9% du bruit de fond provenant des reculs électroniques. Elle présente cependant une limitation majeure : les évènements peu pénétrants qui présentent une mauvaise collecte de charge et peuvent simuler un évènement à recul nucléaire (ceci est détaillé au paragraphe 2.6). L'introduction d'une couche amorphe de germanium ou de silicium entre les électrodes de collecte et l'absorbeur de germanium permet de réduire ce phénomène de mauvaise collecte. Cette

technique s'est révélée efficace (cf paragraphe 2.6) mais les seuils de sensibilité à atteindre sont tels qu'il est nécessaire de développer des détecteurs à reconnaissance d'évènements de surface.

2.4 Les différentes signatures du signal WIMP

Le bruit de fond ambiant d'un laboratoire souterrain est essentiellement composé de photons et d'électrons, puis dans une moindre mesure de neutrons. L'interaction d'un WIMP dans le détecteur présente des caractéristiques différentes du bruit de fond.

Un WIMP est une particule non chargée qui n'interagit pas de manière électromagnétique mais seulement de manière gravitationnelle et par interaction faible. Un WIMP peut produire des reculs nucléaires d'une énergie de recul comprise entre le seuil de détection de l'expérience et 200 keV.

De plus, l'interaction de WIMPs se fait de manière homogène en volume alors que les électrons et les gammas de basse énergie interagissent plutôt en surface.

Contrairement aux neutrons, la probabilité d'interaction d'un WIMP dans le détecteur est beaucoup plus faible. Un neutron peut causer par ailleurs des dépôts d'énergie multiples dans le détecteur (ou dans plusieurs détecteurs) alors qu'un WIMP ne causera qu'un dépôt unique dans un détecteur. L'étude des évènements en coïncidence peut donc donner des informations sur la nature du recul nucléaire.

Dans le cas d'une statistique importante, le spectre en énergie de recul qui dépend de la vitesse des WIMPs et de leur masse est exponentiel. L'étude du spectre peut donc donner une indication sur la nature des reculs même si des bruits de fond peuvent eux aussi donner un spectre de recul exponentiel.

La vitesse de la Terre dans le halo de WIMPs est la composition de 3 vitesses : la vitesse des WIMPs dans le disque galactique, la vitesse de déplacement du soleil par rapport au disque (qui vaut environ de 230 km.s⁻¹) et la vitesse de la Terre par rapport au Soleil. La Terre tourne autour du Soleil avec une vitesse d'environ 30 km.sec⁻¹, l'orbite fait un angle de 60° avec le plan galactique. Ceci produit une variation annuelle du taux de WIMPs attendu dans les détecteurs de l'ordre de ±3%. Cette signature nécessite donc une statistique très importante. La reconnaissance de la direction de recul en fonction du temps peut être une signature importante mais la mise en oeuvre de cette méthode est technologiquement difficile.

Enfin, la section efficace de couplage au WIMP est fonction de $(\frac{\mu_A}{\mu_p} \cdot A)^2 \approx A^4$ alors qu'elle est fonction de $A^{2/3}$ pour les neutrons (cf 1.2.2). Il faut donc envisager de comparer les résultats obtenus avec des absorbeurs de masses

atomiques différentes car la variation du taux de comptage sur correspondante est une indication forte pour différencier de manière statistique un fond de neutrons ou un signal causé par les WIMPs.

2.5 Bruit de fond du laboratoire souterrain de Modane

Le principe d'une expérience de détection directe de matière noire est de mettre en comptage une grande masse de détecteurs dans un environnement à bas bruit de fond. La sensibilité de l'expérience augmente avec le temps d'exposition et la masse de détecteur mais le nombre de coups dans le détecteur causés par le bruit de fond radioactif augmente aussi. C'est en fait le bruit de fond radioactif qui limite actuellement la sensibilité des expériences de détection directe. Nous allons dans cette section détailler les différentes composantes de ce bruit de fond.

2.5.1 Bruit de fond γ

Ce bruit de fond constitue la part la plus importante du bruit de fond radioactif (plus de 99.5%). Cette composante du bruit de fond est essentiellement due à une contamination du cuivre par du ^{60}Co , de l'uranium et du thorium ainsi que par du ^{40}K .

Une contamination intéressante provient de l'activation cosmique du germanium. Pendant que le cristal de germanium n'est pas en site souterrain il est activé par les rayons cosmiques ce qui produit des isotopes instables à durée de vie relativement longues comme le ^{68}Ge (période : 271 jours) et le ^{65}Zn (période : 244 jours). Le bolomètre une fois en site souterrain n'est plus activé, à part lors des calibrations neutron où il est activé en ^{71}Ge (période : 11.4 jours)[64]. La capture électronique du ^{68}Ge et ^{65}Zn mène au Ga et Cu qui se désexcitent en émettant des rayons X de respectivement 10.37 et 8.98 keV. Ces événements γ ont la particularité d'être émis de manière homogène dans le volume et sont utilisés pour certaines calibrations dans le détecteur.

Le nombre d'évènements γ est de l'ordre de 150 par kg.jour ce qui équivaut à 100 par kg.jour dans le volume fiduciel entre le seuil de détection et 200 keV (après exclusion des évènements de garde). Des calibrations à haute statistique ont permis de déduire que le rejet des évènements γ des bolomètres à électrode planaire est meilleur que 1 pour 100000. Les γ contribuent donc au signal de bruit de fond dans la bande de recul nucléaire à moins que 0.001 évènements par kg.jour.

2.5.2 Bruit de fond α et β

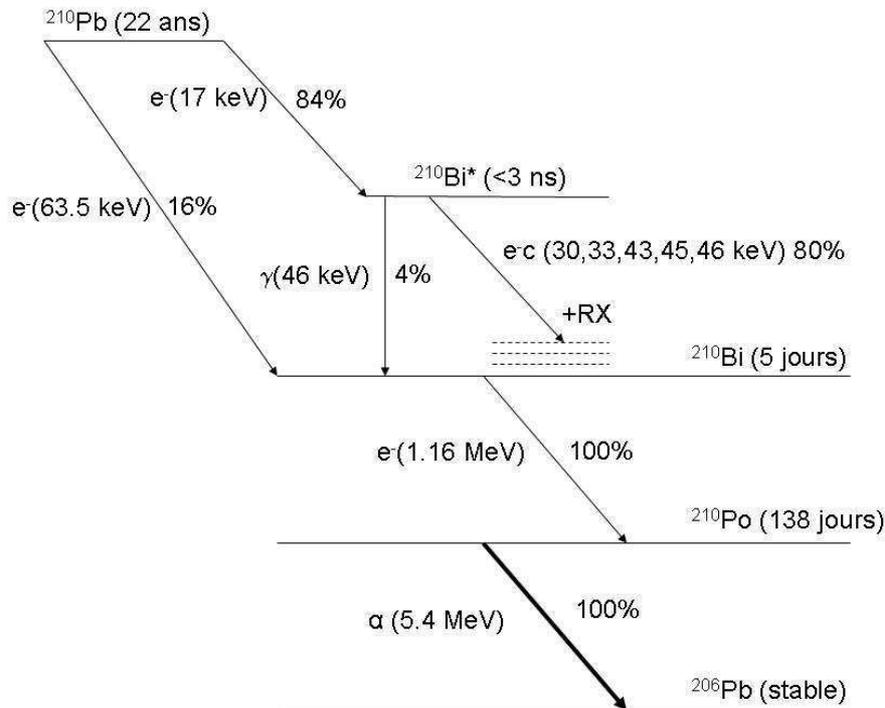


FIG. 2.14 – Schéma de décroissance du plomb 210.

Le bruit de fond α et β provient essentiellement des produits de la décroissance du ^{222}Rn . Le radon ^{222}Rn (qui est un gaz rare émanant du sol et des roches) peut déposer des produits de décroissance radioactive sur ou au voisinage du bolomètre. Parmi eux, le ^{210}Pb a une période de décroissance longue (22 ans). Il reste donc actif longtemps après installation du bolomètre dans le cryostat (contrairement aux éléments à période courte dont l'activité devient rapidement négligeable). La figure 2.14 présente le schéma de décroissance du ^{210}Pb . Celui-ci peut décroître en ^{210}Bi par décroissance β^- en émettant un électron d'une énergie maximale de 64 keV (dans 16% des cas) ou passer par un état excité du ^{210}Bi par émission d'un électron d'une énergie maximale de 17 keV. Pour passer de cet état métastable à l'état fondamental, l'atome peut émettre un γ de 46.5 keV ou émettre des électrons Auger d'énergie comprise entre 30 et 46 keV combinée à du rayonnement X. Cette désexcitation se fait en même temps que l'émission de l'électron de 17 keV (car la période du $^{210}\text{Bi}^*$ est inférieure à 3 ns). On peut donc avoir des événements où on a simultanément plusieurs particules interagissant dans le bolomètre (un électron et

2.5. BRUIT DE FOND DU LABORATOIRE SOUTERRAIN DE MODANE57

un γ , deux électrons ou deux électrons et un photon). Ensuite le ^{210}Bi décroît en ^{210}Po par décroissance β^- avec une énergie maximale pour l'électron de 1.16 MeV (cette décroissance est décalée dans le temps par rapport aux réactions précédentes). Finalement, le ^{210}Po décroît en ^{206}Pb en émettant une particule α d'un énergie de 5.4 MeV. Lors d'une décroissance β^- , on est en présence d'une décroissance à 3 corps (par exemple $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} + e^- + \nu$). Le spectre de l'électron peut donc varier entre 0 et une énergie maximale donnée (le "end-point").

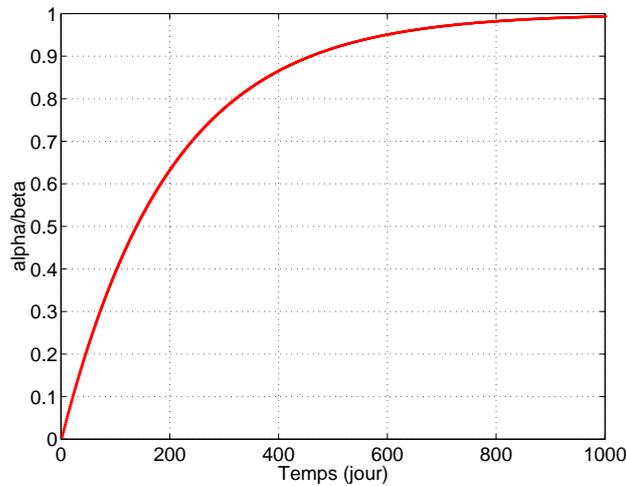


FIG. 2.15 – Évolution du taux $\alpha/\beta(^{210}\text{Pb})$ en fonction du temps. Le temps $t=0$ correspond au moment de la contamination en ^{210}Pb

Puisque l'on est en présence d'une chaîne de décroissance, il est donc possible de corréliser le nombre de particules α au nombre d'électrons de basse énergie (ceux qui sont les plus gênants pour l'expérience car ils sont susceptibles de donner un signal exactement où on attend le signal WIMP). En faisant l'approximation que la période de décroissance du ^{210}Pb est bien supérieure à celle du ^{210}Bi , l'évolution du rapport du taux d'émission d'évènements $\frac{\alpha}{\beta}$ s'écrit : $1 - e^{-\frac{t}{\tau}}$ avec τ : période de demie vie du ^{210}Bi . La figure 2.15 décrit l'évolution dans le temps du nombre de particules α divisé par le nombre de décroissances β du ^{210}Pb . On observe que les deux processus tendent vers les mêmes taux. Au bout d'un an le taux α est supérieure à 80% du taux β . Cette relation peut s'avérer utile car le bruit de fond α est facilement détectable et qu'il ne peut pas être confondu avec d'autres particules. Ceci permet donc de déduire un taux de β de basse énergie provenant du ^{210}Pb (qui est le bruit de fond le plus préoccupant) à partir du nombre d' α détectés. Après un temps de stockage dans le cryostat suffisamment important, on peut donc approxi-

mativement dire que pour l'émission de 1 α on a un β de basse énergie et un de haute énergie.

On rappelle que la composante β du bruit de fond (en particulier à basse énergie) est particulièrement préoccupante car les électrons interagissent en surface (la profondeur maximale de pénétration d'un électron de 100 keV est de 20 μm dans le germanium) ce qui peut produire une mauvaise collecte de charge. Ils peuvent donc donner un signal dans la zone de recul nucléaire pour des énergies de recul à partir du seuil de détection jusqu'à environ 100 keV (cf figure 2.18 à gauche où on voit une population entre les bandes de recul électroniques et nucléaire et même dans la bande de recul nucléaire).

Dans EDELWEISS I le taux d'électrons de basse énergie dans le volume fiduciel (surface centrale du détecteur) était d'environ $0.1 \text{ evt.cm}^{-2}.\text{jour}^{-1}$ soit $5 \text{ evt.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$ (le taux d'évènements α est également de $5 \text{ evt.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$) [65]. Une proportion de 2% des électrons de basse énergie donne un signal dans la bande de recul nucléaire (soit $0.1 \text{ evt.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$). Il s'agit en l'occurrence du principal facteur de limitation à la sensibilité de l'expérience EDELWEISS I. La confirmation que ces évènements proviennent du ^{210}Pb a été obtenue en plaçant une source de ^{210}Pb à proximité d'un détecteur et en observant aussi que dans ce cas 2% des évènements β donnent un signal dans la bande de recul nucléaire (cf paragraphe 2.6).

Étant donnée la faible pénétration du rayonnement α , ils ne peuvent provenir que des détecteurs eux-mêmes ou de leur environnement proche. Les α provenant du ^{210}Pb implanté dans le cuivre des capots des détecteurs peuvent perdre une partie de leur énergie initiale pour sortir du cuivre. Ils arrivent sur le détecteur avec une énergie plus faible que leur énergie nominale (c'est l'effet de "straggling"). Ce type de rayonnement n'est pas problématique pour l'expérience car il se trouve à des énergies de recul très élevées, il ne peut donc pas être confondu avec un signal de WIMP.

L'énergie de recul sur le noyau de ^{210}Pb est de 103 keV. Si celui-ci est placé à la surface du détecteur, il est possible de détecter cet évènement sur la voie chaleur. Mais à cause de la très faible profondeur de pénétration d'un atome (quelques dizaines de nanomètres) l'essentiel de la charge est perdue sur la surface du bolomètre (par comparaison l'épaisseur de l'électrode d'aluminium est de 200 nm, cf 3.5). Dans ce cas non plus le signal ne peut être confondu avec un WIMP car la charge collectée est quasiment nulle.

2.5.3 Bruit de fond de neutrons

Le bruit de fond causé par les neutrons est le plus difficile à discriminer car les neutrons et les WIMPs provoquent tous deux des reculs nucléaires dans le détecteur. Le bruit de fond de neutron est dû aux muons cosmiques (par

capture muonique du noyau cible ou par des processus électromagnétiques suite à des gerbes causées par les muons), aux neutrons induits par fission spontanée (principalement par ^{238}U) et aux réactions (α, n) dues à des traces d'uranium et de thorium dans la roche et à cause du plomb du blindage [66].

2.5.4 Blindage passif du cryostat EDELWEISS II

A la surface de la Terre le nombre de muons cosmiques est de $1.3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$. Ces particules sont à 75% constituées de muons cosmiques qui peuvent traverser de grandes épaisseurs de matière sans être absorbées et en déposant continuellement leur énergie le long de leur trajectoire. Elles peuvent causer une impulsion dans les détecteurs mais sont surtout susceptibles d'induire par collision inélastique des neutrons à proximité des détecteurs.

Le Laboratoire Souterrain de Modane est situé sous le Mont Fréjus qui constitue un bouclier naturel contre les muons cosmiques équivalant à une hauteur d'eau de 4800 m. Le taux de muons est donc réduit à $4.2 \text{ jour}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$. Cette réduction d'un facteur 2 millions n'est pourtant pas suffisante, c'est pourquoi l'installation de Modane est équipée d'un veto-muon pour identifier les événements neutron induits par des muons (discuté plus loin). Une mesure du bruit de fond de neutron au laboratoire souterrain de Modane a donné un flux de $1.6 \cdot 10^{-6} \text{ neutron} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ (entre 2 et 6 MeV qui sont donc les neutrons qui sont susceptibles de donner des reculs nucléaires dans le détecteur entre 30 et 100 keV) [66].

Ce fond résiduel (qui ne peut pas être éliminé par le veto-muon) est susceptible de créer $1 \text{ evt} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1}$ dans les détecteurs avec une énergie de recul au dessus de 30 keV. Il est donc indispensable de blinder les détecteurs avec un bouclier de paraffine qui permet de diminuer le flux de neutrons susceptibles de causer un recul nucléaire détectable par nos détecteurs (cf figure 2.17).

La paraffine (tout comme le polyéthylène) étant une substance à forte teneur en hydrogène, elle permet de ralentir efficacement les neutrons. Lors de l'expérience EDELWEISS I un événement à bas rendement d'ionisation a eu lieu en coïncidence dans 2 détecteurs ce qui est clairement la signature d'un événement neutron. Ceci a révélé que l'épaisseur de paraffine était trop faible (30 cm ce qui correspond à une diminution d'un facteur 100 du bruit de fond neutron). Le blindage a donc été remplacé par 50 cm de polyéthylène dans l'expérience EDELWEISS II, ce qui permet de réduire le fond de neutrons provenant de l'extérieur d'un facteur mille. L'installation du point de vue de ce bruit de fond est donc valable pour une sensibilité inférieure à 10^{-8} pb ($< 0.001 \text{ evt} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1}$). Mais il est nécessaire de compléter l'installation avec un veto-muon afin de diminuer la contribution des neutrons induits par

les muons à l'intérieur du blindage de polyéthylène. Il reste cependant une inconnue liée à la pureté du plomb à distance rapprochée des détecteurs dont on ne connaît pas exactement la concentration en uranium et thorium.

Pour réduire le bruit de fond causé par les photons γ , à l'intérieur du blindage de paraffine est installé un blindage de plomb de 20 cm d'épaisseur qui arrête efficacement les γ à cause de son Z élevé. Il est cependant lui-même émetteur de rayons X à cause d'impuretés (U,Th). Plus à l'intérieur une couche de plomb archéologique de 3 cm est déposée pour limiter les photons émis par le plomb 210. Le spectre en énergie d'ionisation est présenté figure 2.16 pour les expériences EDELWEISS I et II. On voit une réduction du bruit de fond γ lors du passage de l'expérience EDELWEISS I à l'expérience EDELWEISS II d'un facteur environ 4. Le bruit de fond dû aux photons γ et X en dessous de 200 keV est de l'ordre de $100 \text{ evts.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$ (dans le volume fiduciel).

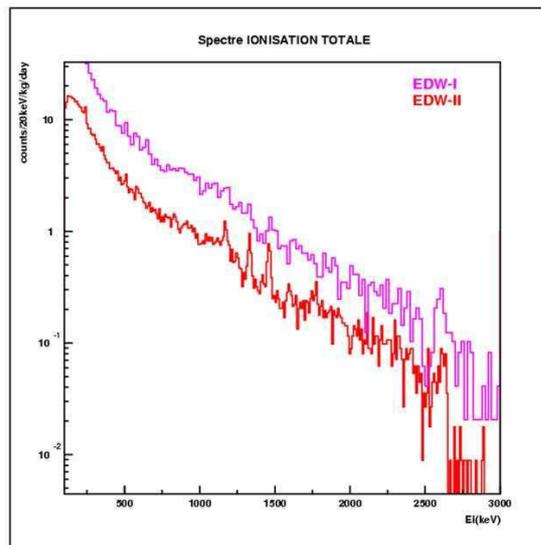


FIG. 2.16 – Spectre d'ionisation du bruit de fond pour les expériences EDELWEISS I et II. On note que le bruit de fond de l'expérience EDELWEISS II est inférieur au bruit de fond de l'expérience EDELWEISS I d'un facteur environ 4.

Remarque : Lorsque le plomb est extrait des mines il est contaminé par les éléments radioactifs naturels tels que l'uranium et le thorium qui en se désintégrant vont donner entre autre du plomb 210 dont la période est de 22 ans. On peut séparer le plomb de l'uranium et du thorium par des

2.5. BRUIT DE FOND DU LABORATOIRE SOUTERRAIN DE MODANE61

écrémages successifs, par contre le plomb 210 restera. L'avantage du plomb dit 'archéologique' est d'avoir été extrait des mines il y a plusieurs siècles et donc séparé des éléments radioactifs qui alimentent le plomb en plomb 210. Pendant ce temps le plomb 210 a eu le temps de décroître. Le plomb archéologique utilisé dans l'expérience a été trouvé sur une épave antique proche de Ploumanach.

A l'intérieur du blindage de plomb, on trouve les différents écrans de cuivre qui constituent le cryostat.

Tout le blindage est placé sur des rails et peut se scinder en deux pour que l'on puisse accéder au cryostat. Le cryostat est constitué de matériaux à faible radioactivité (du cuivre pour l'essentiel) et finalement les détecteurs sont placés dans une enceinte de cuivre individuelle. Une dalle de plomb archéologique est placée sous les détecteurs pour limiter la contamination radioactive provenant des dispositifs situés au dessous des détecteurs (électronique, soudures...). L'ensemble du dispositif est schématisé sur la figure 2.17.

Comme on l'a dit précédemment, le radon est un gaz rare qui est à l'origine de la contamination de l'environnement proche des détecteurs par le ^{210}Pb . L'installation EDELWEISS II est placée dans une salle blanche sous flux d'air "déradonisé". La contamination du flux de radon est suivie en permanence par un détecteur. Le taux typique de désintégration radon hors de la salle blanche est de 10 Bq.m^{-3} . Pour l'air déradonisé qui circule autour du cryostat, il est plutôt de 0.01 Bq.m^{-3} . Pour la même raison, de grandes précautions ont été prises lors de la fabrication des détecteurs qui ont eux-mêmes été attaqués chimiquement avant dépôt des électrodes et conservés pendant le transport sous atmosphère d'azote. Les capots de cuivre les plus proches du détecteur ont subi le même traitement.

On a vu précédemment que le taux d'électrons de basse énergie était de $5 \text{ evt.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$ pour l'expérience EDELWEISS I (le taux d'évènements α est également de $5 \text{ evt.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$).

L'expérience EDELWEISS II a été améliorée par rapport à EDELWEISS I du point de vue de la radiopureté (cf figure 2.18). Chaque matériau placé à proximité des détecteurs est contrôlé grâce à un détecteur germanium dédié à cet usage (au laboratoire souterrain de Modane). Le bruit de fond α et β de basse énergie a été diminué à $2 \text{ evt.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$. Mais ceci ne permet pas d'améliorer la sensibilité de l'expérience de plus d'un facteur 3. Pour fixer les ordres de grandeur, atteindre le domaine des 10^{-8} pb de section efficace WIMP-proton (le but de l'expérience EDELWEISS II) nécessite de cumuler une statistique de l'ordre de 1000 kg.jour sans évènement de bruit de fond dans la bande de recul nucléaire. Au cours d'une telle exposition, un bolomètre recevra donc environ 2000 évènements β . Un bolomètre sans rejet des évènements de surface dans ces conditions donnera lieu à $2000*0.02=40$

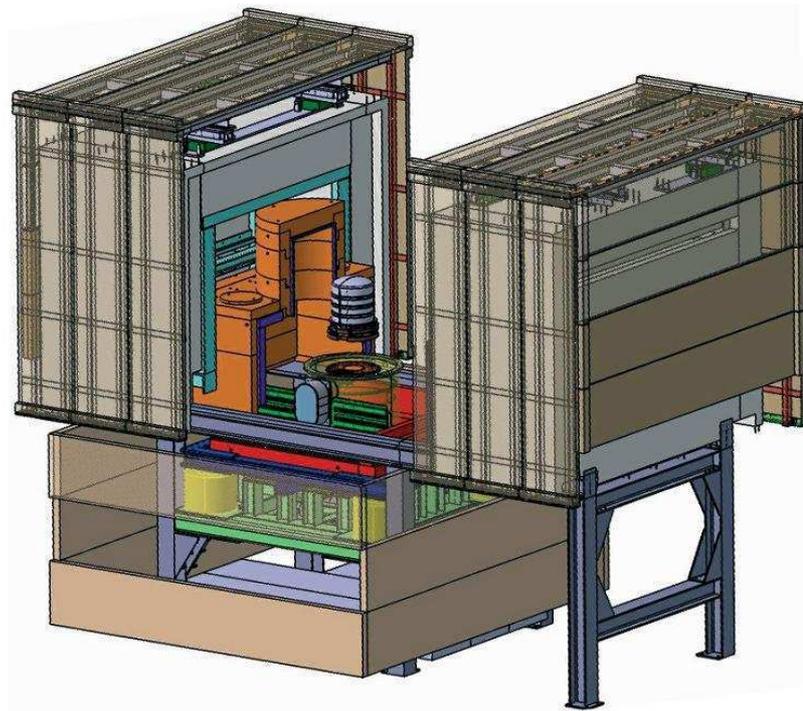


FIG. 2.17 – Vue schématique du dispositif EDELWEISS II. On distingue le blindage de paraffine en gris, le blindage de plomb en orange à l'intérieur du blindage de paraffine et le cryostat en gris clair. Le système de veto-muon est en marron. L'étage supérieur de cette installation est placé dans une salle blanche. L'étage inférieur est dédié à la cryogénie et à une partie de l'électronique.

2.5. BRUIT DE FOND DU LABORATOIRE SOUTERRAIN DE MODANE63

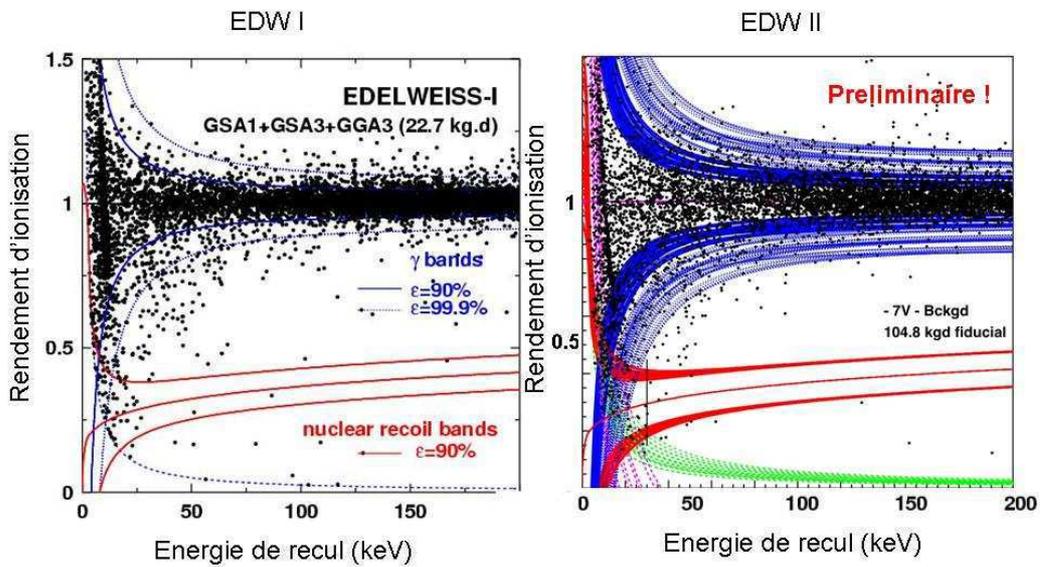


FIG. 2.18 – Comparaison du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour des expériences de fond dans l'expérience EDELWEISS I et EDELWEISS II (avec une exposition de 23 kg.jour pour EDELWEISS I et de 105 kg.jour pour EDELWEISS II). On remarque une nette diminution du taux d'évènements β à bas rendement d'ionisation qui est due au soin apporté à la radiopureté de l'environnement proche des détecteurs dans l'expérience EDELWEISS II.

événements dans la bande de recul nucléaire (au dessus de 30 keV en énergie de recul). Ceci implique la nécessité de travailler avec des détecteurs à localisation d'évènements de surface.

2.5.5 Veto-muon

Le taux de muons cosmiques est considérablement réduit au laboratoire souterrain de Modane à cause de sa profondeur. Cependant, les muons restants peuvent induire des neutrons dans les détecteurs en interagissant avec les matériaux à l'intérieur des écrans de polyéthylène. L'idée de base pour rejeter ce type d'évènement est de détecter les muons avec des scintillateurs plastiques qui sont placés tout autour de l'expérience. Si un évènement a lieu dans la bande de recul nucléaire en coïncidence avec un muon, il pourra être rejeté en tant que neutron. Après une étude du bruit de fond muon et de l'efficacité du veto-muon [67] [68], un bruit de fond résiduel causé par la présence de neutrons induits par des muons est inférieur à $10^{-4} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1}$. Ce qui rend en pratique cette contribution suffisamment faible pour atteindre une sensibilité expérimentale de 10^{-9} pb .

2.6 Évènements de surface et sous-couche amorphe

Il existe sous les électrodes des bolomètres une fine couche appelée 'zone morte' où un évènement qui s'y produit donne lieu à une mauvaise collecte de charge [69]. Lors de l'interaction d'un électron ou d'un γ de basse énergie au voisinage de la surface, une partie de la charge à mesurer peut être perdue. Les mécanismes de mauvaise collecte de ce type d'évènements sont mal connus mais il est envisageable qu'un effet de recombinaison ou de piégeage sous les électrodes puisse y jouer un rôle.

De manière générale, la collecte incomplète des charges est particulièrement redoutable car dans ce cas, le rendement d'ionisation ($Q = \frac{E_I}{E_R}$) peut être sous-évalué. Les reculs nucléaires donnent lieu eux aussi à de faibles rendements d'ionisation d'où le risque de confusion entre les évènements β ou γ de surface et les reculs nucléaires (WIMPs et neutrons).

Une étude de la variation du rendement d'ionisation en fonction de la profondeur de pénétration a été effectuée. Elle consiste à étudier le rendement de collecte de photon X provenant d'une source de ^{241}Am en particulier les raies à 14 et 18 keV dont la longueur d'absorption est respectivement de 17 et 31 μm . En tenant compte du fait que l'absorption des photons est du type : $\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}}$ et que $\lambda(E)$ est connue, il est possible de remonter au rendement d'ionisation en fonction de la profondeur de pénétration des γ . La figure 2.19

montre le rendement d'ionisation en fonction de la profondeur d'interaction pour un dispositif avec et sans couche amorphe. L'addition d'une sous-couche amorphe (par ailleurs très résistive) sous l'électrode de métal constitue une barrière de potentiel et permet d'améliorer les rendements de collecte des événements de surface même si les mécanismes de collecte avec une sous-couche amorphe restent peu clairs. Cette amélioration est visible sur la figure 2.19.

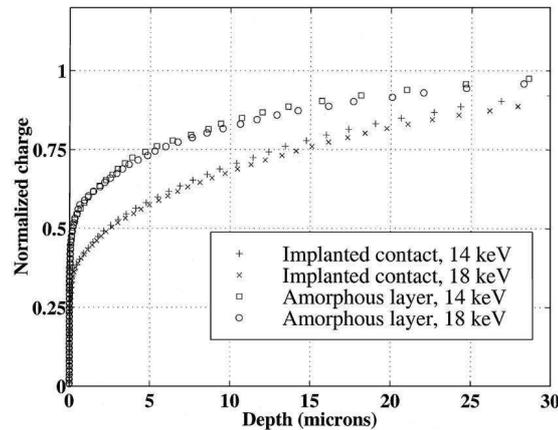


FIG. 2.19 – Rendement d'ionisation en fonction de la profondeur d'interaction de rayons X de 14 et 18 keV pour des bolomètres avec et sans couche amorphe [69].

Mais malgré la présence d'une sous-couche amorphe, on a vu que la sensibilité des expériences cryogéniques est toujours limitée par la présence d'événements de surface (en particulier par les électrons). La figure 2.18 de gauche présente les résultats de l'expérience EDELWEISS I lors de l'observation du bruit de fond avec des bolomètres à électrodes planaires équipés d'une couche amorphe hydrogénée. On observe la présence d'événements à bas rendement d'ionisation. Nous allons montrer que ces événements sont dus à des β .

Une expérience a été faite pour déterminer la nature de ces événements. Cette expérience consiste à mettre en comptage un bolomètre à électrodes planaires (équipé d'une sous-couche amorphe hydrogénée) avec un capot de cuivre muni d'une source de ^{210}Pb implantée. Sur la figure 2.20, on peut voir le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul associé à cette expérience. La proportion d'événements électron du ^{210}Pb qui donnent un signal dans la bande de recul nucléaire est de 2% (entre 30 et 100 keV en énergie de recul) ce qui tend à prouver que l'expérience est bien limitée par le

bruit de fond provenant du ^{210}Pb . La présence d' α à des énergies d'environ 5.4 MeV, ce qui correspond à l'énergie des α du ^{210}Po tend à confirmer l'hypothèse de la contamination par du ^{210}Pb .

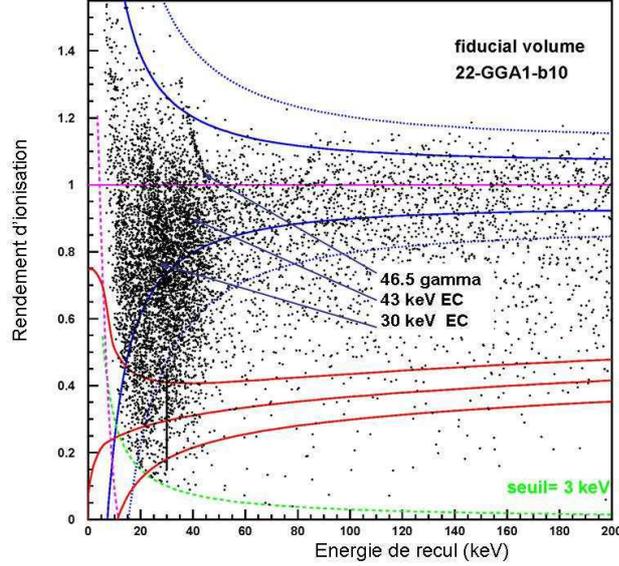


FIG. 2.20 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour un bolomètre dont le capot de cuivre a été monté avec une source de ^{210}Pb implantée.

La stratégie adoptée par EDELWEISS est l'identification des événements de surface. Ceci devrait donc permettre d'améliorer la sensibilité de l'expérience mais aussi d'explorer des domaines d'énergies de recul plus faibles. En effet dans EDELWEISS I, le seuil était fixé à 30 keV pour s'affranchir du grand nombre d'électrons qui donnent lieu à de la mauvaise collecte en dessous de 30 keV. Accéder à des énergies de recul plus basses permet d'augmenter beaucoup la sensibilité aux WIMPs comme on peut le voir sur la figure 1.7 (le passage d'un seuil de 30 keV à un seuil de 10 keV permet de gagner un facteur trois sur la sensibilité de l'expérience). Deux pistes ont été explorées pour la reconnaissance des événements de surface. La première est la confection de détecteurs avec des films minces de NbSi comme électrode de collecte (cf [70], [48], [71], [46], [47] et [72]). Les couches minces thermométriques de NbSi sont sensibles à la fois au signal thermique (composante lente du signal de chaleur qui est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal) et au signal athermique, composante rapide du signal qui est fonction de la position du dépôt d'énergie dans le matériau ce qui permet de rejeter les événements de surface.

La seconde piste est l'étude des bolomètres à électrodes interdigitées permettant de rejeter les événements de surface grâce à la voie ionisation. C'est l'objet de cette thèse.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les mécanismes de l'interaction de particules dans un cristal de germanium ainsi que le principe de détection des bolomètres à double composante ionisation/chaleur. Cette double détection permet une discrimination entre les reculs électroniques (qui représente l'immense majorité du bruit de fond) et les reculs nucléaires (pour les WIMPs et les neutrons) mais connaît une limitation : les événements de surface à mauvais rendement d'ionisation. Dans les expériences EDELWEISS il a été montré que ces événements proviennent essentiellement de la pollution au ^{210}Pb qui est une source de β peu pénétrants.

L'introduction d'une sous-couche amorphe permet de limiter le nombre d'événements à mauvaise collecte. En dépit des efforts faits entre EDELWEISS I et EDELWEISS II pour diminuer le bruit de fond β , celui-ci reste la principale limitation actuelle de la sensibilité de l'expérience.

Le tableau suivant récapitule la contribution des différents bruits de fond dans la bande de recul nucléaire.

Nature du rayonnement	γ	neutron	β
Contribution de bruit (evt.kg ⁻¹ .jour ⁻¹)	< 0.001	< 0.001	0.04

La contribution majeure au bruit de fond dans la bande de recul nucléaire est celle constituée par les β . On rappelle que pour explorer le domaine de section efficace WIMP-proton de 10^{-8}pb l'expérience doit accumuler une statistique d'environ 1000 kg.jour sans avoir d'évènement dans la bande de recul nucléaire. La contribution du bruit de fond dans la bande de recul nucléaire doit donc être inférieure à $0.001\text{ evts.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$.

Pour les détecteurs actuels à sous-couche amorphe, 2% des β donnent un signal dans la bande de recul nucléaire (on a donc un rejet passif de 98% des β). Pour atteindre les buts de l'expérience, il faut obtenir une efficacité de rejet meilleure que 99.95% (moins de 1 β sur 2000 doit donner un signal dans la bande de recul nucléaire). Le facteur de rejet des événements β qui donnent un signal dans la bande de recul nucléaire doit donc être amélioré d'un facteur ≈ 40 , et ceci tout en conservant le même rejet des événements γ . Ceci constitue le cahier des charges pour les détecteurs que nous allons étudier, fondés sur le principe du rejet des événements de surface avec des signaux d'ionisation.

La méthode d'identification des évènements de surface doit aussi être efficace à basse énergie de manière à atteindre les seuils expérimentaux aussi bas que possible.

Chapitre 3

Le bolomètre Interdigit

Après avoir présenté le principe de l'expérience EDELWEISS et les principales limitations à sa sensibilité, nous allons présenter le bolomètre Interdigit étudié au cours de cette thèse. Ce bolomètre est fondé sur le même principe que les bolomètres à électrode planaire mais est muni d'électrodes interdigitées (grilles coplanaires) permettant le rejet des événements de surface. Après un bref historique, nous allons discuter des caractéristiques de ce type de bolomètre en raisonnant sur la base de simulations faites sur des cartes de champ électrique et finalement nous exposerons le principe de fabrication de ce type de bolomètre.

3.1 Historique

3.1.1 Grille de Frisch

Le principe de la grille de Frisch a été découvert en 1944 afin d'améliorer les performances des détecteurs à gaz [73]. Dans les détecteurs à gaz, une particule incidente ionise une partie du gaz et produit des paires électrons-ions. Un champ électrique est appliqué à travers le volume contenant le gaz afin de déplacer les charges mobiles. La mobilité des ions est très inférieure à celle des électrons ce qui produit une dépendance de l'amplitude du signal en fonction de la position d'interaction dans le détecteur pour les constantes de temps utilisées. Frisch a développé une méthode pour réduire cette dépendance à la position d'interaction, en incluant une grille dans le volume du gaz à proximité de l'anode (figure 3.1). En polarisant convenablement les électrodes, les électrons dérivent en direction de l'anode à travers la grille. Les ions positifs dérivent dans la direction opposée. On s'intéresse seulement aux événements ayant lieu du côté gauche de la grille sur le schéma de prin-

cipe. En accord avec le théorème de Ramo, la charge induite sur l'anode provient uniquement du déplacement des électrons entre la grille et l'anode et la dépendance de l'amplitude du signal à la position d'interaction est pratiquement éliminée. La fonction de la grille est d'écranter l'anode vis à vis des effets d'influence électrostatique pour les charges situées dans le volume du détecteur entre l'anode et la grille. Par voie de conséquence, c'est seulement lorsque des charges (les électrons) traversent la grille vers l'anode qu'un signal est développé sur celle-ci. La configuration de champ produite par ce type de grille peut être reproduite approximativement dans un détecteur semi-conducteur avec une grille coplanaire. Comme nous le montrerons dans ce chapitre, la comparaison des différentes voies permet une localisation des dépôts d'énergie situés à la surface recouverte par les électrodes.

3.1.2 Application à des détecteurs à semi-conducteurs

Luke et al. ont montré la possibilité d'utiliser cette configuration d'électrodes pour localiser les événements, notamment dans des détecteurs semi-conducteurs pour la spectrométrie γ [74][75]. L'idée d'étendre ce procédé au problème du rejet des événements de surface appartient à Brink et al. [76]. Nous avons repris et développé cette méthode.

3.2 Caractéristiques du bolomètre ID201

Le premier prototype de bolomètre à électrodes interdigitées, nommé ID201, a été conçu et fabriqué au CSNSM (Orsay) dans la cadre de l'activité de recherche et développement de l'expérience EDELWEISS.

La figure 3.2 présente le schéma du détecteur. C'est un cristaux de 193 g de germanium (d'un diamètre de 48 mm et d'une hauteur de 2 cm) sur lequel on dépose les électrodes (cf 3.5). Les électrodes interdigitées au lieu d'avoir la forme de deux peignes imbriqués sont en formes d'anneaux concentriques ce qui permet de conserver une symétrie cylindrique et ainsi de simplifier les calculs de simulation de champ électrique. De plus on s'affranchit des problèmes liés à l'inhomogénéité du champ aux extrémités des dents des peignes. L'espacement entre deux électrodes est de 2 mm. La largeur d'une électrode est de 200 μm . Le diamètre de l'anneau central est de 1 mm. Les anneaux sont reliés deux en deux électriquement par bonding à ultrasons pour former deux sous ensembles alternés sur chaque face plane (cf figure 3.2). Les deux faces sont équipées de manière identique.

Ce bolomètre, comme les détecteurs classiques, est pourvu d'électrodes de garde sur la périphérie du détecteur pour rejeter les événements qui ont

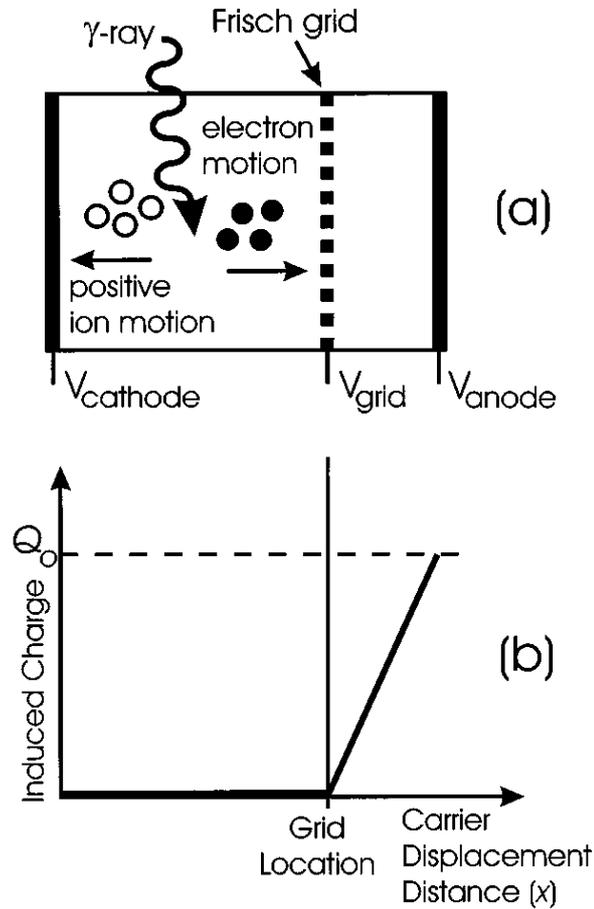


FIG. 3.1 – Configuration de base d'un détecteur gazeux à grille de Frisch. (a) Le volume du détecteur gazeux est séparé en une région d'interaction et une région de mesure située de part et d'autre de la grille de Frisch (la région d'interaction est située à gauche, la région de mesure à droite). Les électrons dérivent vers l'anode à cause de l'application d'une tension. (b) La charge induite qui apparaît sur l'anode est nulle jusqu'à ce que les électrons traversent la grille. Après avoir passé la grille, la charge induite est proportionnelle à la distance parcourue par les électrons entre la grille et l'anode.

lieu près de la surface latérale cylindrique du bolomètre. Ces gardes sont enveloppantes, c'est-à-dire que la partie métallisée se prolonge sur le pourtour extérieur du cylindre. Ceci permet de limiter la quantité de surfaces libres où les sections efficaces de piégeage sont élevées. Au total, on a donc 6 électrodes pouvant être polarisées indépendamment, chacune pourvue d'une électronique de lecture. Cet ensemble est complété par une voie chaleur (thermomètre NTD comme les bolomètres classiques).

Le poids du cristal est de 193 grammes (hauteur de 2 cm et diamètre de 48 mm), ceci permet d'étudier le bolomètre en laboratoire non-souterrain (pour un bolomètre plus massif, le taux des événements dus aux rayons cosmiques est trop élevé pour être étudié en site non-souterrain).

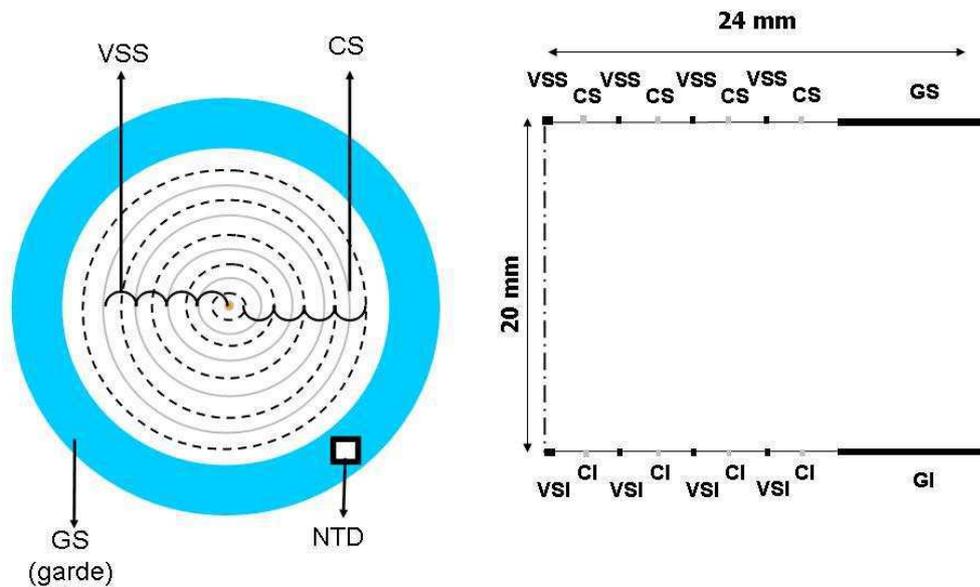


FIG. 3.2 – A gauche : Vue de dessus du détecteur montrant les deux jeux d'électrodes annulaires interconnectées (électrode VSS en ligne pleine, électrode CS en pointillés) et l'électrode de garde. A droite : Section du détecteur. Le détecteur a une symétrie de révolution autour de l'axe signifié en pointillé court-long (les notations des électrodes sont expliquées dans le texte).

3.3 Rejet des évènements de surface avec des signaux d'ionisation

Le bolomètre ID201 fonctionne sur le même principe de base (ionisation/chaleur) que les détecteurs de l'expérience EDELWEISS I à ceci près que les électrodes imbriquées permettent le rejet des évènements de surface. Pour ceci, des tensions de polarisation différentes sont appliquées sur les électrodes afin de moduler le champ dans le détecteur. Le principe peut être expliqué simplement en observant la forme des lignes de champ du détecteur vu en coupe (figure 3.3) et polarisées comme le décrit la légende (les simulations de cartes de champ sont faites ici avec le logiciel FEMLAB).

Ce bolomètre comporte 6 électrodes de collecte que nous dénommons selon leur fonction :

- CS et CI correspondent aux électrodes Collectrice Supérieure et Collectrice Inférieure,
- VSS et VSI correspondent aux électrodes Veto-Surface Supérieure et Veto-Surface Inférieure,
- GS et GI correspondent aux électrodes Garde Supérieure et Garde Inférieure.

Si on assimile les trajectoires des porteurs aux lignes de champ, la carte de champ conduit à définir différents types d'évènements (lors de l'interaction d'une particule avec le cristal).

Il existe 3 types d'évènements :

1. Les évènements au voisinage de la surface supérieure ou proches de la surface inférieure (figure 3.3 partie rouge). Pour les évènements proches de la surface supérieure (respectivement inférieure), les électrons sont collectés sur l'électrode CS (respectivement VSI), et les trous sur l'électrode VSS (respectivement CI).
2. Les évènements du volume fiduciel (figure 3.3 partie verte) dont les électrons sont collectés sur l'électrode CS et les trous sur l'électrode CI.
3. Les évènements des surfaces latérales (figure 3.3 partie bleue) dont la collecte des électrons se fait sur l'électrode GS et les trous sur l'électrode GI.

En réalité on observe également des évènements de caractère mixte correspondant à des dépôts d'énergie à la limite de deux zones voisines (zone de volume et zone de surface par exemple). Ces évènements sont caractérisés par une collecte de charge répartie entre 3 voies de mesure (un exemple de ce type d'évènements est donné figure 3.9). À cause de la répulsion coulombienne (cf 3.4.9), ils donnent de la collecte sur trois électrodes, par exemple

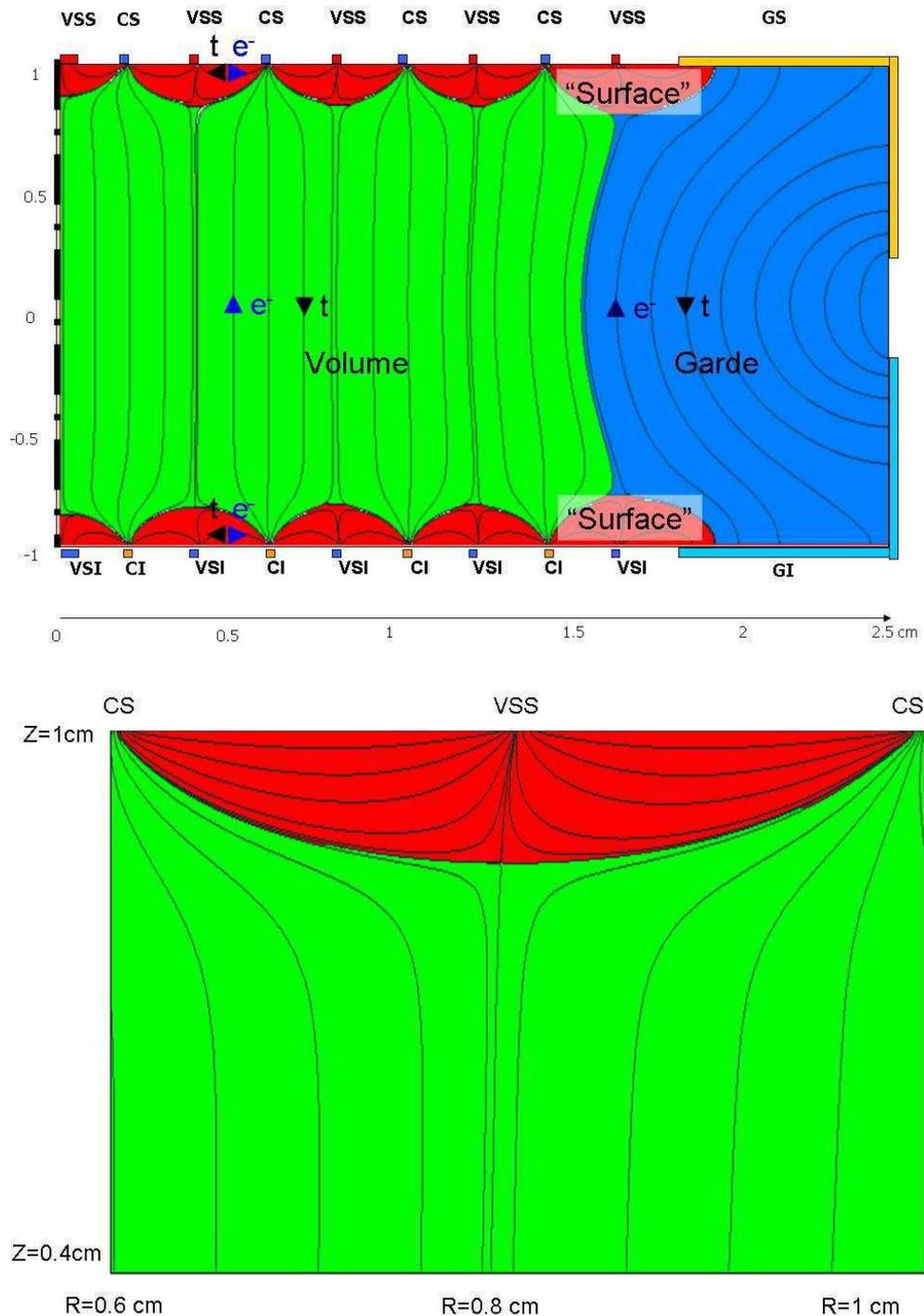


FIG. 3.3 – Haut : Simulation des lignes de champ pour une polarisation de $V_{VSS} = 0V$, $V_{CS} = 2V$, $V_{GS} = 1V$, $V_{VSI} = 0V$, $V_{CI} = -2V$, $V_{GI} = -1V$. Cette figure montre un plan de coupe du détecteur avec l'axe de symétrie situé à gauche de la figure en pointillés. Les flèches indiquent la direction de déplacement des porteurs. Bas : Simulation des lignes de champ pour les mêmes conditions de polarisation avec un agrandissement sous les électrodes de la surface supérieure. La partie en rouge représente la zone où la collecte de charge se fait sur les électrodes VSS et CS. La partie verte représente la zone où la collecte de charge se fait sur les électrodes CS et CI.

de la collecte sur les électrodes VSS, CS et CI. Ces événements peuvent être identifiés car ils déposent de la charge sur VSS ou VSI et être exclus du volume fiduciel.

Il est possible de définir une sélection des événements qui consiste à conserver uniquement les événements pour lesquels la collecte de charge est nulle sur les électrodes VSS, VSI, GS et GI. Pour ce type d'évènement, la collecte de charge ne se fait que sur les électrodes CS et CI. Pour appliquer cette sélection, il faut tenir compte du bruit de ligne de base des électrodes (cette notion est définie dans la suite de l'exposé).

On peut ainsi définir un volume dit 'volume fiduciel' (volume de confiance) qui est un volume où les événements de surface sont exclus (ainsi que les événements de garde). L'intérêt réside dans le fait que la sélection des événements du volume fiduciel permet d'exclure les événements à mauvaise collecte provenant des surfaces.

3.4 Étude des cartes de champ du bolomètre

Un bolomètre à électrodes interdigitées offre de multiples possibilités de conditions de polarisation qui présentent des caractéristiques de collecte de charge très différentes. Dans cette section j'examinerai les propriétés liées à la géométrie du champ et pouvant affecter les caractéristiques de la collecte (piégeage sur les surfaces libres, zones de champ faible, volume fiduciel). Ceci permet de prévoir de manière qualitative le comportement du détecteur et permet de rendre compte des tendances pour différentes conditions de polarisation. L'objectif est d'identifier les événements de surface le mieux possible tout en conservant de bonnes conditions de collecte dans le volume fiduciel du détecteur.

3.4.1 Champ moyen dans le détecteur

La carte de champ de la figure 3.3 montre que le champ dans le volume fiduciel est très uniforme (car les lignes de champ sont sensiblement parallèles à l'axe du détecteur). En fonction de la polarisation appliquée aux électrodes le champ moyen dans le volume varie. Sur la figure 3.4 le potentiel des électrodes collectrices CS et CI est fixé à 2 V et -2 V et seul le potentiel des électrodes VSS et VSI est varié afin de balayer les différentes façons de polariser le détecteur (si on varie le potentiel de toutes les électrodes de manière proportionnelle, la forme des lignes de champ ne change pas). Lorsque V_{VSS} diminue, le champ moyen dans le volume diminue aussi et le champ entre les électrodes VSS et CS devient plus important. Pour les conditions typiques

de nos expériences ($V_{VSS} = -V_{VSI} = -0.75$ V) le champ moyen dans le volume du détecteur est de environ 0.6 V.cm^{-1} .

Remarque : La tension appliquée sur les électrodes de garde doit induire un champ qui est du même ordre que celui qui réside dans le volume. Par exemple, si on a un champ moyen dans le volume de 0.5 V.cm^{-1} , on devra travailler avec des tension de polarisation sur les électrodes de $+0.5\text{V}$ sur GS et -0.5V sur GI sinon les lignes de champ en provenance des gardes peuvent pénétrer très profondément dans le volume et diminuer considérablement le volume fiduciel.

3.4.2 Champ entre les électrodes

La figure 3.4 représente le champ entre les électrodes (champ moyen dans la zone du détecteur située dans une tranche de $100 \mu\text{m}$ sous la partie non métallisée entre les électrodes) en fonction de V_{VSS} (toujours pour $V_{CS} = -V_{CI} = 2\text{V}$). On constate que ce champ prend des valeurs relativement élevées (de l'ordre de la dizaine de V.cm^{-1}) ce qui assure une bonne séparation des charges pour les évènements sous les surfaces libres entre les électrodes. De plus on observe sur la figure 3.6 que plus le rapport $\frac{V_{VSS}}{V_{CS}}$ (ou $\frac{V_{VSI}}{V_{CI}}$) est faible et plus les zones de réjection des évènements de surface descendent profondément dans le détecteur (et plus le volume fiduciel diminue).

En pratique, il faut faire attention à ne pas dépasser cet ordre de grandeur de champ entre les électrodes, faute de quoi on s'expose à des courants de fuite entre les électrodes, voire à des effets de claquage diélectrique en surface.

Entre les électrodes, on remarque la présence de lignes de champ (figure 3.5) qui coupent les surfaces libres (sous les surfaces du bolomètre qui ne sont pas métallisées) à cause de l'influence du boîtier de cuivre qui enferme le détecteur et qui est mis à la masse. Des charges libres qui se trouvent sur ces lignes de champ termineront leur parcours sur ces surfaces libres où elles ont beaucoup de chance d'être piégées. Les sections efficaces de piégeage sur les surfaces libres étant très importantes (cf paragraphe 2.2.3), la collecte dans ce cas n'est pas complète et la charge piégée constitue un contre-champ qui modifie le champ dans le détecteur. La figure 3.5 présente les lignes de champ sous la surface du détecteur pour différentes polarisations. Plus la tension de polarisation sur VSS est élevée (donc proche de celle de CS) et plus ces lignes de champ pénètrent dans le détecteur (et donc plus il y aura de piégeage sur les surfaces libres) ce que confirme les expériences comme l'étude de la dégradation en fonction des conditions de polarisation (cf chapitre suivant).

Remarque : Sur la figure 3.3, on note que la limite entre la zone rouge et la zone bleue se situe sous les électrodes GS (et GI). Or dans la partie

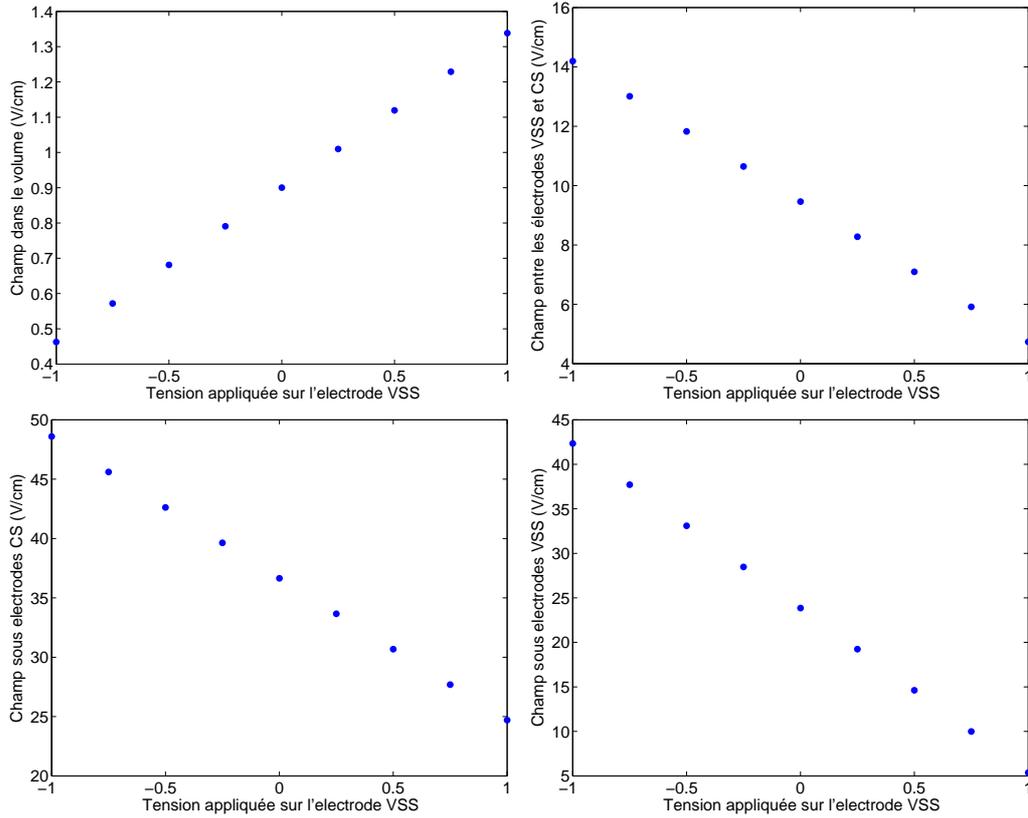


FIG. 3.4 – En haut à gauche : simulation du champ moyen dans le centre du détecteur en fonction de V_{VSS} . En haut à droite : simulation du champ entre les électrodes (champ moyen dans la zone du détecteur située dans une tranche de $100 \mu m$ sous la partie non métallisée entre les électrodes) en fonction de V_{VSS} . En bas : simulation du champ sous les électrodes VSS (à droite) et CS (à gauche). Ceci correspond pour les deux figures au champ moyen dans la zone du détecteur située dans une tranche de $100 \mu m$ sous l'électrode métallique) en fonction de la tension appliquée sur l'électrode VSS (V_{CS} étant fixée à 2V, $V_{GS}=0.5$ V, $V_{VSI}=-V_{VSS}$, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GI}=-0.5$ V).

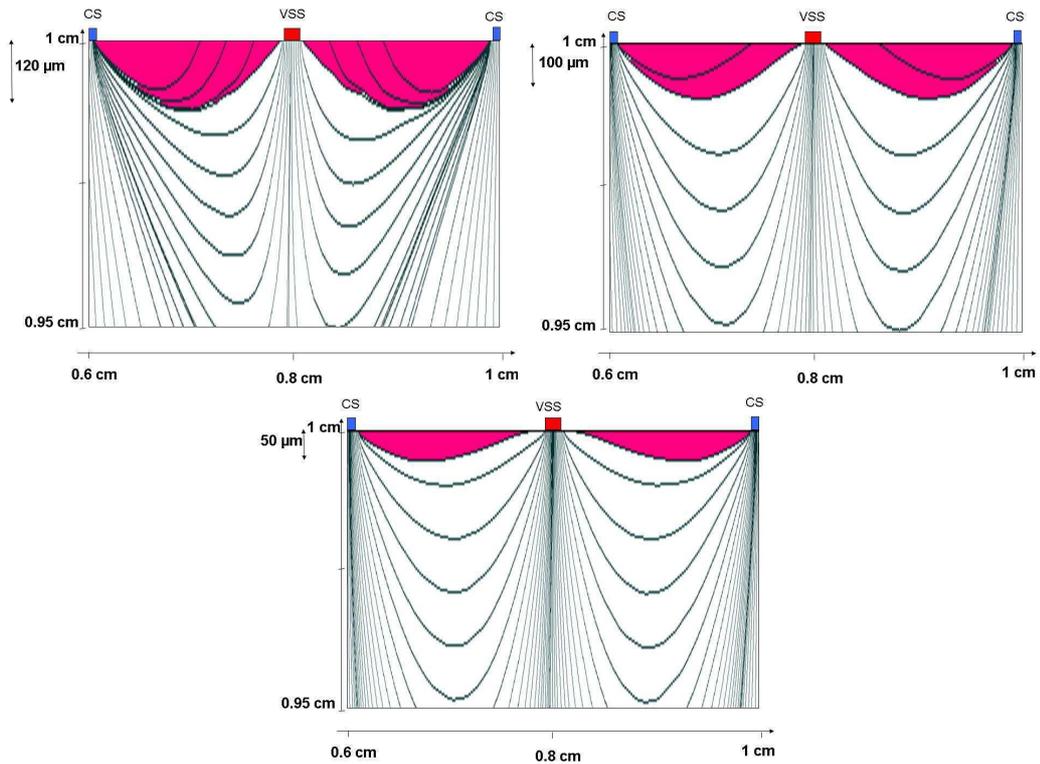


FIG. 3.5 – Simulation des lignes de champ sous les électrodes de la surface supérieure du bolomètre (tracées en noir). La partie rosée correspond à la zone du détecteur où les lignes de champ coupent les surfaces libres entre les électrodes. Pour ces 3 figures, le capôt de cuivre (qui est placé à la masse) est situé à une distance de 3.5 mm de la surface du détecteur. En haut à gauche : polarisation de $V_{VSS} = -V_{VSI} = 1$ V, $V_{CS} = -V_{CI} = 2$ V, $V_{GS} = -V_{GI} = 0.5$ V. En haut à droite : polarisation de $V_{VSS} = V_{VSI} = 0$ V, $V_{CS} = -V_{CI} = 2$ V, $V_{GS} = -V_{GI} = 0.5$ V. En bas : polarisation de $V_{VSS} = -V_{VSI} = -0.75$ V, $V_{CS} = -V_{CI} = 2$ V, $V_{GS} = -V_{GI} = 0.5$ V

rouge l'électrode GS (GI) collecte les trous (les électrons) et dans la partie bleue, GS (GI) collecte les électrons (les trous). Ceci signifie que le signe des porteurs collectés sur l'électrode GS (GI) n'est pas le même en fonction de la position de dépôt d'énergie dans le détecteur. Ceci n'est pas problématique car cette zone ne fait pas partie du volume fiduciel.

3.4.3 Champ sous les électrodes

Le champ sous les électrodes devient beaucoup plus important sous les électrodes VSS et CS quand la tension sur l'électrode VSS est diminuée (figure 3.4 en bas à gauche, le champ calculé est le champ moyen sous l'électrode CS dans les 100 μm qui résident sous la partie métallisée). L'électrode CS conserve un champ très important quelque soit la polarisation sur VSS (entre 25 et 50 V/cm). Ce qui assure une bonne collecte de charge sous l'électrode.

Par contre le champ sous l'électrode VSS est relativement faible lorsque V_{VSS} est élevé (de l'ordre de 5 V.cm⁻¹) mais il augmente très rapidement quand V_{VSS} est diminué (cf figure 3.4 en bas à droite).

3.4.4 Rejet des évènements de surface sous les électrodes de collecte

En observant la figure 3.3, la carte de champ montre une zone qui fait structurellement partie du volume fiduciel du détecteur et qui se situe au contact de la surface (électrode collectrice). La question du rejet des évènements de surface dans cette zone se pose donc crucialement. En effet, dans cette zone, les lignes de champ ne sont pas dirigées vers les électrodes VSS ou VSI. Il semble donc impossible de rejeter cet évènement comme évènement de surface. Les électrodes ayant une largeur de 200 μm et un espacement de 2 mm, les électrodes collectrices correspondent à 1/20ème de la surface. Selon cet argument, on ne devrait donc pas rejeter plus de 95% des évènements de surface.

Or, on verra par la suite (chapitre 7) qu'expérimentalement on rejette plus de 99.998% des évènements de surface car du fait de l'expansion du nuage de charge ce type d'évènements donne lieu à de la collecte de charge sur 3 électrodes de collecte (entre autres sur une électrode veto-surface) et est ainsi exclu du volume fiduciel.

3.4.5 Zone de champ faible

Sur les cartes de champ du bolomètre on remarque la présence de zones de faible champ situées sous l'électrode VSS et au dessus de l'électrode VSI

(figure 3.6). Par rotation autour de l'axe de symétrie du détecteur, ces zones engendrent des volumes de forme toroïdale. Au centre de ces zones il existe un point où le champ s'annule. Ce point constitue la surface de séparation entre le volume fiduciel et le volume des événements proches des surfaces (partie rouge de la figure 3.3). Le potentiel en cette zone est en forme de selle de sorte que ce point ne constitue pas un puits de potentiel ni pour les électrons, ni pour les trous. Plus la différence de potentiel entre les électrodes VSS et CS est importante, plus le volume des zones de champ faible est important, plus elles pénètrent profondément dans le volume du détecteur et plus le volume fiduciel diminue (figure 3.7).

Des tests avec des bolomètres à électrodes planaires ont démontré que pour des champs faibles (typiquement 0.2 V.cm^{-1}), la collecte pouvait être affectée [77][78][44]. Cependant, on se trouve ici dans conditions de collecte très différentes car même si le champ dans le volume est relativement faible, le champ de collecte sous les électrodes est très élevé et de plus les zones de bas champ sont moins étendues, et confinées dans le centre du détecteur. Dans nos conditions expérimentales, les zones dont le champ est inférieur à 0.2 V.cm^{-1} représentent moins de 1% du volume total du détecteur.

La question de la collecte de charge se pose à nouveau crucialement pour les événements dans ces zones de faible champ. La réponse provenant de l'étude expérimentale du chapitre 5 est que ces zones ne posent pas de problème. À cause de l'expansion du nuage de charge, un événement dans cette zone donne lieu à de la collecte sur 3 voies de collecte comme exposé précédemment car cet événement se situe sur la frontière de 2 zones. Lors de ce type d'évènement, une partie de la collecte se fait sur les électrodes VSS ou VSI, ce qui implique que ces événements ne font pas partie du volume fiduciel. Dans des calibrations γ d'une statistique de 50000 événements, aucun événement à mauvais rendement n'est observé dans le volume fiduciel (cf 5.5). De plus nous verrons qu'aucune dégradation liée à ces zones du détecteur n'a été observée lors des calibrations baryum faites au Laboratoire Souterrain de Modane (figure 5.26).

Bref, au regard des cartes de champ du bolomètre à électrodes interdigitées, on note que contrairement aux bolomètres à électrodes planaires, les champs électriques à l'intérieure du bolomètre sont très inhomogènes. Ils peuvent être très importants près des électrodes de collecte, alors que dans le volume ces champs peuvent être assez faibles. On note la présence de zones de bas champ (on verra au chapitre suivant qu'expérimentalement ces zones ne sont pas problématiques) et des lignes de champ qui coupent les surfaces libres entre les électrodes et qui peuvent donc être une zone de piégeage importante.

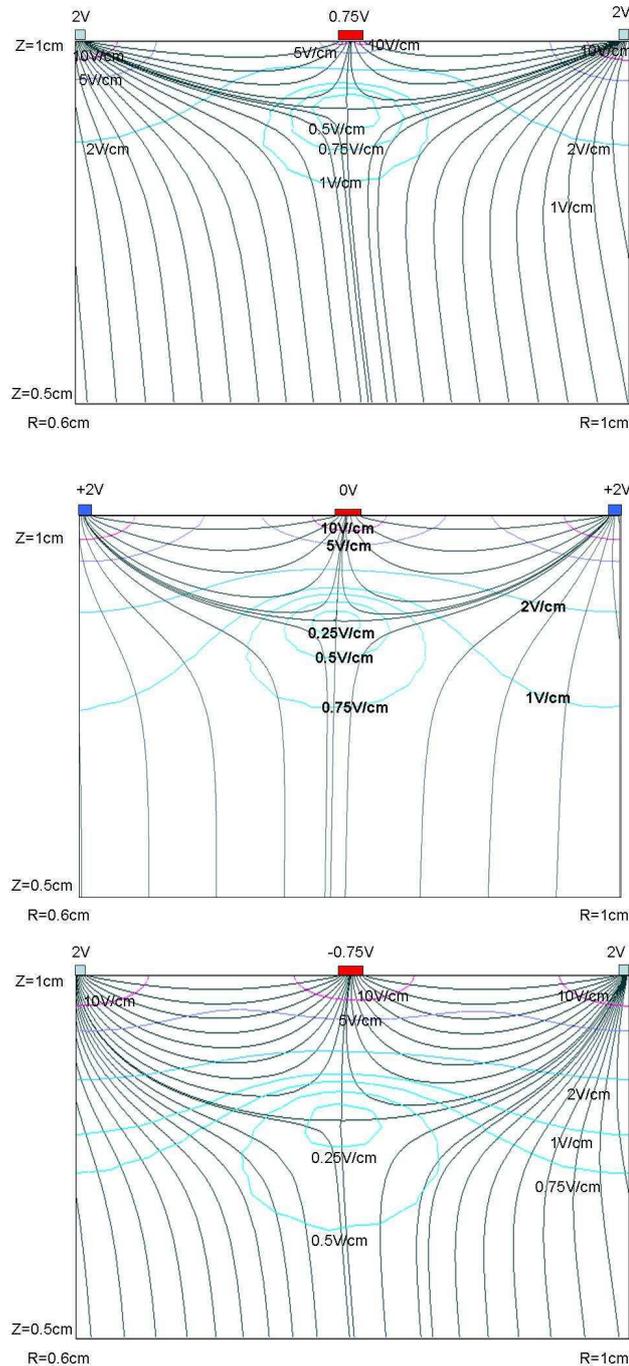


FIG. 3.6 – Simulation des lignes de champ dans les détecteurs qui est vu aussi en coupe avec un agrandissement sur les zones de bas champ de la surface supérieure. Les lignes de champ sont en noir, les lignes équipotentielles de la zone située sous les électrodes supérieures en dégradé bleu-violet. Chaque image présente la même zone du détecteur pour différentes conditions de polarisation. En haut : $V_{VSS}=0.75V$, $V_{CS}=2V$, $V_{VSI}=-0.75$, $V_{CI}=-2$, $V_{GS}=0.5V$, $V_{GI}=-0.5V$. Au milieu : $V_{VSS}=0V$, $V_{CS}=2V$, $V_{VSI}=0$, $V_{CI}=-2$, $V_{GS}=0.5V$, $V_{GI}=-0.5V$. En bas : $V_{VSS}=-0.75V$, $V_{CS}=2V$, $V_{VSI}=+0.75V$, $V_{CI}=-2$, $V_{GS}=0.5V$, $V_{GI}=-0.5V$. Plus $\frac{V_{VSS}}{V_{CS}}$ diminue, plus les zones de champ faible s'enfoncent dans le volume et plus leur volume augmente.

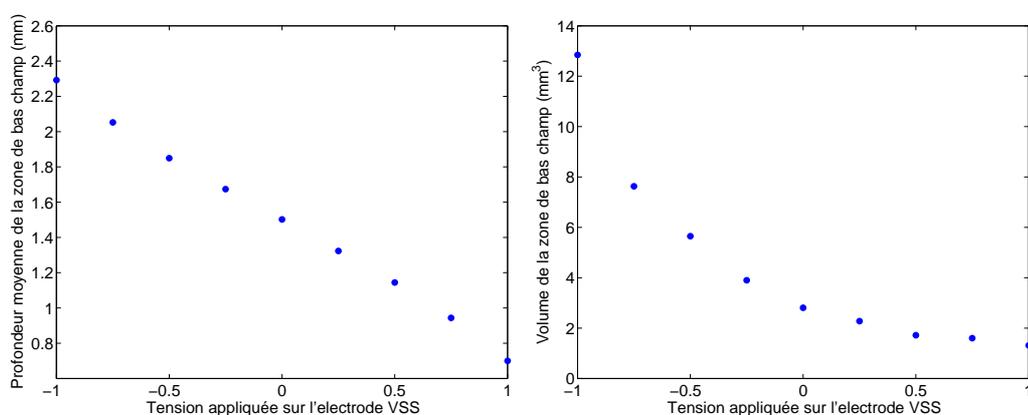


FIG. 3.7 – À gauche : simulation de la profondeur moyenne de la zone de champ inférieur à 0.2V/cm (placée sous l'électrode VSS à $R=0.8\text{ cm}$) en fonction de la tension appliquée sur l'électrode VSS (V_{CS} étant fixée à 2 V , $V_{GS}=0.5\text{ V}$, $V_{VSI}=-V_{VSS}$, $V_{CI}=-2\text{ V}$, $V_{GI}=-0.5\text{ V}$). À droite : simulation du volume de la zone de champ faible (placée sous l'électrode VSS à $R=0.8\text{ cm}$) en fonction de la tension appliquée sur l'électrode VSS (CS étant fixée à 2 V , $V_{GS}=0.5\text{ V}$, $V_{VSI}=-V_{VSS}$, $V_{CI}=-2\text{ V}$, $V_{GI}=-0.5\text{ V}$). De même que précédemment, plus le rapport $\frac{V_{VSS}}{V_{CS}}$ (ou $\frac{V_{VSI}}{V_{CI}}$) est faible et plus les zones de réjection des événements de surface descendent profondément dans le détecteur (et plus le volume fiduciel diminue, cf figure 3.7).

3.4.6 Correction d'effet Luke et expression du rendement d'ionisation

On a vu précédemment que la collecte de charge s'accompagne d'une dissipation de chaleur par effet Joule (plus couramment appelé effet Luke-Neganov dans le domaine des bolomètres). L'énergie dissipée dépend du nombre de paires électrons-trous collectées (N) et de la tension de collecte V :

$$E_L = NeV$$

avec e : charge élémentaire.

L'énergie mesurée sous forme de chaleur est la somme de l'énergie de recul (déposée lors de l'interaction avec la particule) et de l'effet Luke. Si la tension de collecte est trop importante, l'effet Luke devient dominant et l'information sur l'énergie chaleur initiale peut être détériorée (ceci dépend du bruit sur les voies ionisation et chaleur). Il faut donc travailler avec des tensions de collecte les plus faibles possibles.

Dans le cas d'un bolomètre à électrodes interdigitées, les charges peuvent être collectées sous différentes tensions. Si la collecte des charges est totale (pas de piégeage en volume ou en surface et pas de recombinaison), il est possible de calculer l'effet Luke même dans le cas d'évènements mixtes (donnant par exemple de la collecte sur plus de 2 électrodes et pour lesquels une partie des charges ne sont pas toutes collectées sur les mêmes tensions) [79][80].

Soit C_i l'amplitude du signal charge sur la i^{eme} électrode. Dans le cas d'une collecte totale sur les électrodes, il y a autant d'électrons et de trous qui sont collectés, la conservation de la charge conduit à la relation suivante :

$$\sum_i C_i = 0$$

De plus C la charge d'ionisation d'un évènement est la somme des charges induites par les électrons en valeur absolue ajoutée de la somme des charges induites par les trous en valeur absolue divisée par deux :

$$C = \sum_i |C_i| / 2$$

et l'effet Luke peut être évalué de la manière suivante :

$$E_L = \sum_i C_i V_i$$

On vérifie qu'avec ces expressions la valeur de l'énergie Joule est indépendante de l'origine des potentiels qui sont définis à une constante additive près. En

soustrayant l'effet Luke à l'énergie chaleur (E_{Tot}), on remonte donc à l'énergie de recul :

$$E_R = E_{Tot} - E_L$$

Correction de l'effet Luke pour les évènements présentant du piégeage

On a vu précédemment que l'effet Luke que subit un porteur est proportionnel à la différence de potentiel entre le point de départ du porteur et le point d'arrivée du porteur. Cependant, l'estimation faite de l'effet Luke est calculée avec les signaux obtenus sur les électrodes qui sont eux fonction du potentiel de Ramo. Si toutes les charges sont collectées sur les électrodes (pas de piégeage en volume ou entre les électrodes) l'effet Luke peut être estimé correctement. Dans le cas de piégeage entre les électrodes toute la charge n'est pas développée sur les électrodes et l'estimation de l'effet Luke est faussée car le potentiel de Ramo n'est pas proportionnel au potentiel réel.

3.4.7 Calcul de l'ionisation

Dans les bolomètres à électrodes planaires, le signal d'ionisation était simplement le signal induit sur l'électrode de collecte. Mais dans le cas d'un bolomètre à électrodes interdigitées, le nombre d'électrodes est plus important. Le calcul de l'ionisation se fait de la manière suivante : $C = \sum_i |C_i| / 2$. Cette définition est juste quel que soit le type d'évènement (volume, surface ou mixte) si la collecte est totale. Cependant pour cette évaluation de la charge le bruit de chaque voie ajoute une composante au bruit total. Les évènements de volume ne collectent que sur les électrodes CS et CI et $C_{CS} = -C_{CI}$. Chacune des deux mesures donnent l'information : signal ionisation. Si une voie est moins bruyante que l'autre, elle comptera plus sur le calcul de l'ionisation. Si les bruits de ligne de base sont équivalents sur les deux voies, la redondance d'information (on mesure les électrons et les trous) permet d'améliorer la résolution d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à la collecte d'un seul type de porteur. En revanche, si les bruits ligne de base sont différents, on pourra déterminer le signal ionisation par une combinaison optimale des deux signaux pondérés.

3.4.8 Potentiel de Ramo

Sur la figure 3.8 on peut voir le potentiel de Ramo (défini en 2.2.4) associé à l'électrode CS dans un plan de coupe du détecteur (l'axe de symétrie de révolution se situe à gauche). On rappelle que l'amplitude de la charge induite sur une électrode est fonction de la variation du potentiel de Ramo qui lui

est associée. La variation du potentiel de Ramo de l'électrode CS est plus importante lorsque l'on approche de cette électrode (car ici on se trouve en présence d'électrodes interdigitées). Ce qui montre que l'essentiel du signal est développé sur cette électrode lorsque les porteurs sont à son voisinage.

Remarque : pour un évènement ayant lieu dans le centre du détecteur, si l'électrode CS collecte les électrons, l'influence des trous sur l'électrode CS sera faible. Si en revanche, l'évènement a lieu proche de l'électrode CS l'influence des trous sur l'électrode CS peut être importante.

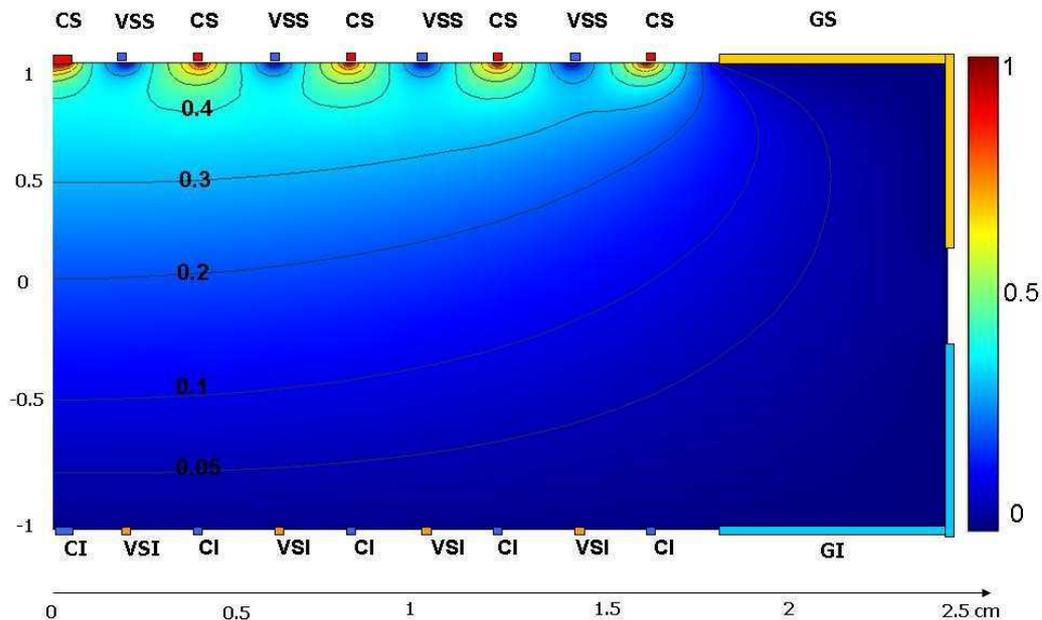


FIG. 3.8 – Simulation du potentiel de Ramo de l'électrode CS (toutes les électrodes sont à la masse sauf l'électrode CS qui est au potentiel de +1).

3.4.9 Expansion du nuage de charge

La dérive des charges (électrons et trous) s'accompagne d'une expansion du fait de la diffusion brownienne et de la répulsion coulombienne des porteurs par interaction mutuelle entre particules de même charge. Cette capacité a des conséquences très importantes car elle fait apparaître, pour des évènements à la limite de deux domaines de collecte (que l'on a décrit

précédemment), un effet de partage des charges entre plus de deux voies de mesure. Après interaction d'une particule dans le cristal, il y a création d'un nuage avec un mélange homogène de charges positives et négatives. Après séparation de ces charges par le champ, il peut se produire une répulsion coulombienne des porteurs d'un même signe les uns sur les autres. Cet effet d'expansion est très important car il induit des événements dans le détecteur pour lesquels un même type de porteurs peut être collecté sur deux électrodes différentes. Un événement simulé avec le code détaillé en [81] décrit un événement avec un partage des trous sur deux électrodes VSS et CI. Cet événement a lieu dans une zone de champ faible (cf 3.4.5). L'expansion du nuage de porteur à cause de la répulsion coulombienne provoque une collecte partagée pour les trous entre deux électrodes. On verra par la suite que ce type d'événements est courant dans le détecteur mais qu'il ne constitue pas de problème particulier car il ne fait pas partie du volume fiduciel puisque dans tous les cas une électrode de veto-surface collecte de la charge.

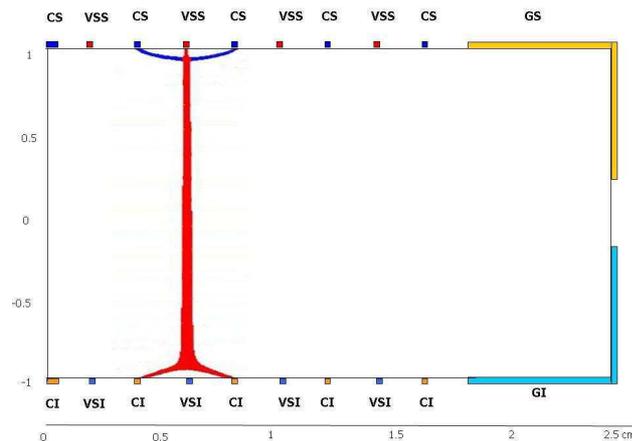


FIG. 3.9 – Simulation de la trajectoire des porteurs d'un événement à partage de charge grâce au code de simulation qui prend en compte la répulsion coulombienne [81]. Les électrons sont symbolisés en bleu et les trous en rouge. Pour cet événement, les électrons sont tous collectés sur l'électrode CS. Les trous sont eux partagés sur les électrodes VSS et CI. Le dépôt d'énergie est au centre d'une zone de champ faible.

Nous avons présenté dans ce paragraphe les principales caractéristiques du bolomètre en étudiant les cartes de champs associées à différentes conditions de polarisation, leurs conséquences sur la collecte des charges et la discrimination des événements de surface.

3.5 Fabrication du bolomètre ID201

Le premier prototype de bolomètre à électrodes interdigitées (ID201) a été fabriqué au CSNSM d'Orsay en Mars 2006. Ce bolomètre est un cristal de 193 grammes de germanium ultra-pur (10^{10} impuretés par cm^3).

Après réception des cristaux de germanium (acheté chez UMICOR), ils sont polis puis trempés dans une solution acide (contenant de l'acide fluorhydrique) qui permet d'enlever une fine épaisseur de matière à la surface du bolomètre (pour éliminer toute contamination de surface). À partir de ce moment le bolomètre est toujours stocké sous flux d'azote sec (pour empêcher la contamination par le radon et l'oxydation).

La technique de déposition des couches minces à la surface du bolomètre (électrodes) est l'évaporation sous ultravide. Le matériau à déposer est évaporé en le chauffant avec un faisceau d'électrons focalisés. Lorsque la tension de vapeur du matériau est suffisante, des atomes quittent le matériau et se propagent en ligne droite jusqu'à ce qu'ils rencontrent un obstacle froid où ils se déposent. La pression dans l'enceinte d'évaporation doit être la plus faible possible pour que la probabilité d'interaction entre les atomes évaporés et les particules résidant dans l'enceinte soit faible. Le bolomètre est introduit dans l'enceinte de l'évaporateur et la pression est diminuée jusqu'à 10^{-8} mbar.

Un bombardement ionique à l'argon est préalablement opéré pour nettoyer les surfaces. La première étape consiste à évaporer une couche de germanium avec une pression résiduelle d'hydrogène (qui est ionisé avec un canon à électrons) ce qui résultera en une couche de germanium amorphe hydrogénée. On a vu que la couche amorphe permet d'améliorer la collecte de charge et d'augmenter la tenue aux courants de fuite. L'hydrogène permet de neutraliser les liaisons pendantes du germanium dans la couche amorphe qui constituent des sites de piégeage. Différentes étapes et manipulation sous vide sont nécessaires pour que l'ensemble de la surface du cristal soit nettoyé à l'argon et recouvert de 50 nm environ de germanium hydrogéné. Les électrodes de garde sont élaborées ensuite par dépôt de 25 nm d'aluminium et un jeu de masques approprié combiné à la rotation de l'échantillon devant la source d'aluminium.

Enfin des masques (cf figure 3.10) sont placés et maintenus (à environ 10 μm près) sur les faces planes du bolomètre pour évaporer les électrodes centrales qui ont la forme d'anneaux concentriques. Les anneaux sont évaporés en deux étapes en faisant tourner le masque de 30° . L'épaisseur des électrodes est de 200 nm. Les points de recoupement des anneaux qui ont une épaisseur de 400 nm sont utilisés pour éviter la création de dislocation lors de la soudure ultrasonique pour prendre les contacts électriques. Aux températures des expériences réalisées, l'aluminium supraconducteur est très au dessous

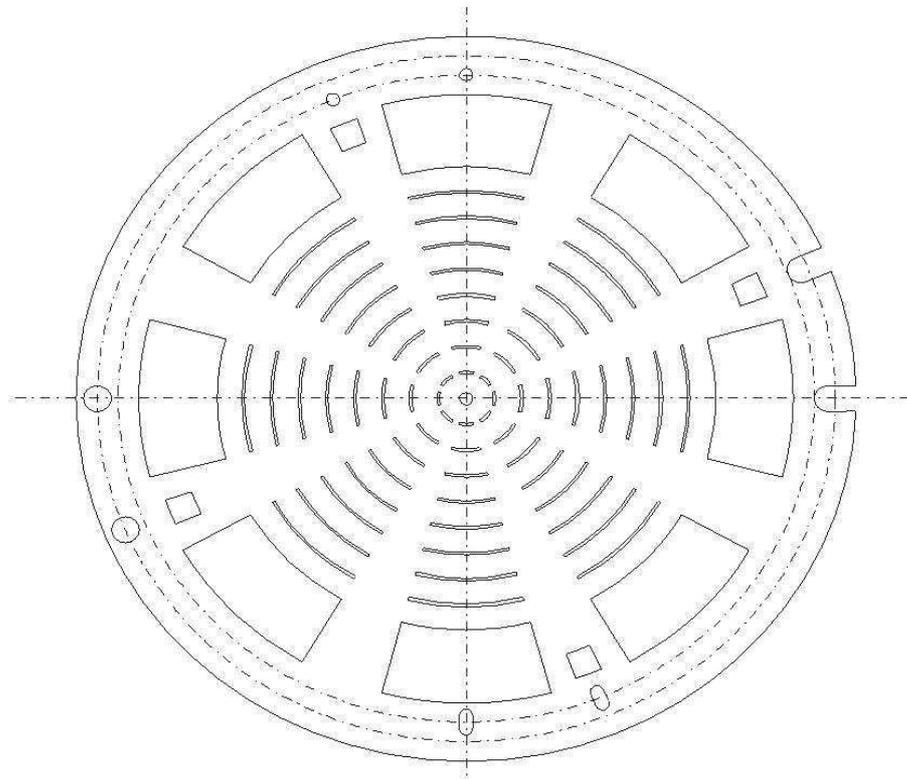


FIG. 3.10 – Schéma du masque mécanique utilisé lors de l'évaporation des électrodes concentriques d'aluminium.

de sa température critique, ce qui présente l'avantage de ne pas augmenter la capacité calorifique du bolomètre.

La fuite thermique relie thermiquement le bolomètre au cryostat. Elle est constituée d'un plot d'or qui est évaporé sur la garde (sur une couche de SiO pour empêcher toute interpénétration entre l'or et l'aluminium). Même à très basse température l'or n'est pas supraconducteur. Il peut donc être utilisé comme conducteur thermique. Ce plot d'or est ensuite connecté au cryostat par des fils d'or (d'une conductivité très importante). À basse température la fuite thermique est dominée par la surface du plot via la résistance de Kapitza (résistance de conduction thermique due à la désadaptation acoustique de l'or et du germanium à l'interface).

Le thermomètre NTD est collé sur l'électrode de garde. Il est calé avec du fil de nylon d'une épaisseur d'environ $10\ \mu\text{m}$ qui permet d'empêcher le contact du NTD avec la garde (pour éviter les courants de fuite). La connexion électrique des électrodes est ensuite effectuée par bonding aux ultrasons avec des fils d'aluminium d'un diamètre de $50\ \mu\text{m}$ (qui n'apportent pas non plus de capacité calorifique).

Une photographie du bolomètre est présentée figure 3.11.

Dans le cryostat, le bolomètre est maintenu dans son support de cuivre par des cales en téflon. Les coefficients de contraction du germanium et du téflon sont très différents, l'un supérieur et l'autre inférieur à celui du cuivre qui constitue le support : la hauteur de téflon est calculée afin que les dilatations du germanium et du téflon se compensent (afin de garantir une bonne tenue mécanique sans contraintes excessives lors du cyclage thermique).

Conclusion

Le principe de fonctionnement du bolomètre ainsi qu'une étude de cartes de champ associées à différentes configuration de polarisation du bolomètre ont été présentés dans ce chapitre. La fabrication du bolomètre a été exposée.

L'étude des cartes de champ du bolomètre à électrodes interdigitées a permis de montrer certaines de ses caractéristiques. La principale est qu'il est possible de définir un volume fiduciel en sélectionnant les événements qui ne donnent pas lieu à de la collecte de charge sur les électrodes VSS, VSI, GS et GI. Sélectionner les événements de volume fiduciel permet de conserver uniquement les événements qui ont eu lieu dans le centre du détecteur, ce qui permet de s'affranchir des événements de surface.

De plus le champ de collecte sous les électrodes peut être très important (beaucoup plus qu'avec un bolomètre à électrodes planaires) alors que le champ moyen dans le volume du bolomètre est relativement faible. Les surfaces libres sont très importantes et sont donc appelées à jouer un rôle

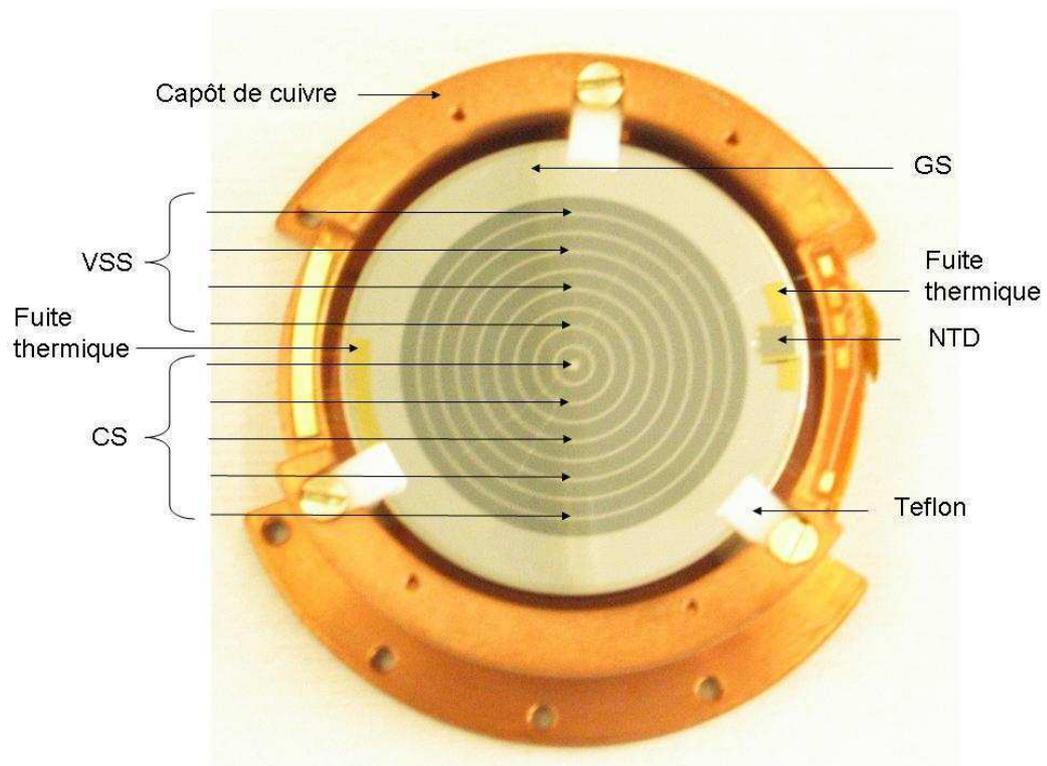


FIG. 3.11 – Photographie du bolomètre ID201 vu de dessus dans son support de cuivre (premier prototype de bolomètre à électrodes interdigitées). On distingue les différents cercles concentriques des électrodes CS et VSS qui sont alternés et reliés par des fils d'aluminium de $50 \mu\text{m}$, l'électrode de garde à la périphérie du bolomètre sur laquelle est collée le NTD ainsi que les plots d'or de la fuite thermique (l'une des deux est placée sous le NTD).

important dans la dégradation du fait que des lignes de champ viennent les couper ce qui tend à favoriser des effets de piégeage en surface.

A la suite de cette étude, différentes questions sont apparues. Les zones de champ faibles situées sous les électrodes de veto-surface sont elles des zones à mauvaise collecte de charge ? La présence de lignes de champ coupant les surfaces libres peut-elle poser des problème pour la collecte de charge ? Quel est le comportement du détecteur en présence d'un évènement de surface sous l'électrode CS ou CI ? Nous avons axé notre démarche expérimentale afin de vérifier le principe de fonctionnement du détecteur et de répondre à ces questions en utilisant les propriétés de différentes sources radioactives (γ , neutron et β).

Chapitre 4

Montage d'un banc de test

Un banc de test a été spécialement monté au CSNSM afin d'étudier les bolomètres à électrodes interdigitées. Il comprend un cryostat (dit EDELWEISS I) permettant d'accueillir un bolomètre ainsi que le banc de circulation de gaz associé, permettant de gérer la circulation des fluides cryogéniques.

Ce cryostat a été câblé spécialement pour ces expériences, avec le nombre de voies de mesure et l'électronique associée permettant de lire les signaux d'un bolomètre à électrodes interdigitées. Dans cette partie nous allons détailler les différentes parties de ce montage expérimental.

4.1 Le cryostat EDELWEISS I

Le cryostat EDELWEISS I est un cryostat à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ (c'est le cryostat qui a été utilisé lors de l'expérience EDELWEISS I). La figure 4.1 présente le schéma de principe d'une dilution.

4.1.1 Etages de pré-refroidissement

Le cryostat est constitué d'une garde d'azote (liquide à 77K) qui permet de limiter les pertes en ^4He . Le bain d' ^4He (4.2K) est séparé du bain d'azote par un vide d'isolement. Le pot prélève de l' ^4He dans le bain d' ^4He via un capillaire qui assure un débit approprié. L' ^4He qui a été prélevé pénètre dans le pot sur lequel est branchée une pompe primaire. La diminution de la pression jusqu'à environ 0.5 mbar permet d'abaisser la température du pot jusqu'à environ 1.5 K.

4.1.2 Étages de dilution

Vient ensuite l'étage de dilution qui est constitué d'une chambre à mélange, d'échangeurs thermiques, et d'un distillateur. On y fait circuler un mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ qui permettra, du fait de ses propriétés thermodynamiques, d'atteindre des températures de l'ordre de la dizaine de millikelvins. La circulation du mélange se fait en pompant sur le distillateur (avec une pompe turbo suivie d'une pompe primaire sèche) que l'on chauffe à 0.9 K pour augmenter le débit de circulation. Le circuit de mélange est un circuit fermé. À cause de sa plus haute pression de vapeur, c'est principalement l' ^3He qui est évaporé bien que la concentration en ^3He dans la partie liquide du distillateur soit d'environ 6% seulement. Le mélange une fois pompé est nettoyé dans un piège à azote pour prévenir le bouchage de capillaires par des impuretés provenant principalement des pompes et des dégazages des tuyaux.

Le principe du piège à azote est le suivant : on fait circuler le mélange dans une enceinte contenant du charbon actif qui est refroidi à l'azote liquide. À cette température, les seuls éléments qui peuvent circuler à travers le piège sont l'hélium et l'hydrogène, tous les autres éléments restent piégés car ils sont solides à cette température ou adsorbés par le charbon.

La pression d' ^3He est maintenue suffisamment élevée en utilisant une impédance avant le distillateur (ou bouilleur) pour qu'il condense. Après être passé dans le distillateur, l' ^3He est mené dans des échangeurs thermiques. Le premier est un échangeur continu qui est fait de 2 tubes concentriques où les fluides circulent dans des directions opposées. Le second échangeur est constitué de plusieurs chambres chacune avec une paroi de fritté d'argent pour augmenter la surface de contact. L' ^3He passe ensuite dans la chambre à mélange où deux phases coexistent séparées par gravité, une phase riche en ^3He au dessus et une phase de dilué avec une composition d'environ 6.5% d' ^3He (qui se trouve au dessous). Le retour au distillateur se fait en dessous de la limite séparant les deux phases (donc dans la phase pauvre en ^3He) par le tube de dilué reliant la chambre à mélange au distillateur. Lors du retour vers le distillateur, le mélange qui est encore froid circule à travers l'échangeur de température et, de cette manière, refroidit l' ^3He arrivant dans la chambre à mélange. Pomper le distillateur provoque un gradient de concentration d' ^3He et provoque une pression osmotique qui engendre un flux d' ^3He de la chambre à mélange vers le distillateur. Ceci n'est possible que si des atomes d' ^3He traversent la surface de séparation des 2 phases de la chambre à mélange, ce qui se traduit par une absorption de chaleur et conduit donc à un effet de refroidissement [82].

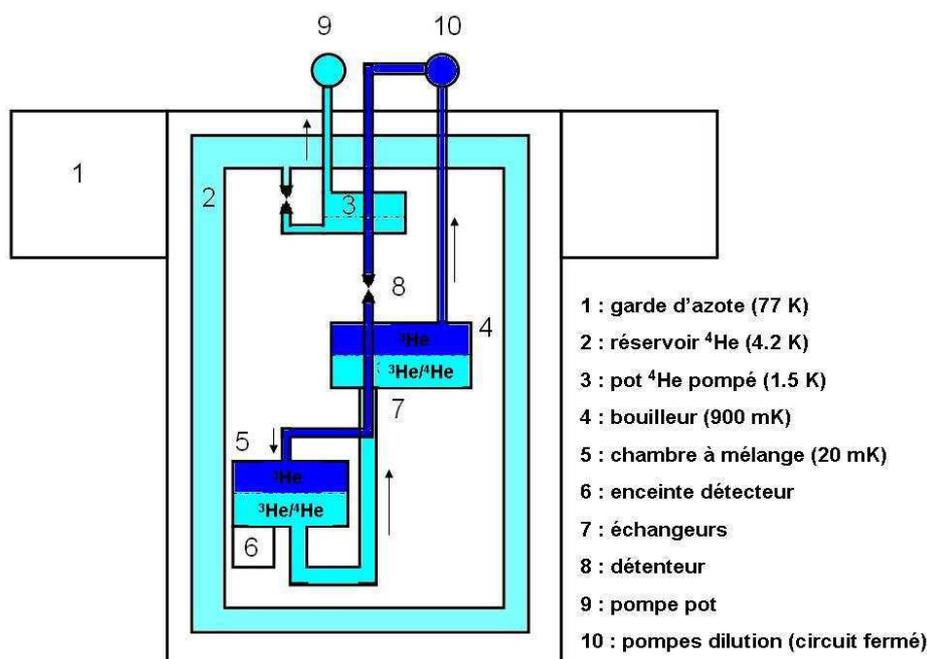


FIG. 4.1 – Schéma de principe d'un cryostat à dilution [82].

4.1.3 Mesure et régulation de la température

La température de la chambre à mélange est évaluée en mesurant la variation de résistance aux bornes d'une résistance de RuO_2 . Cette mesure de température est transmise à un système de régulation qui permet de maintenir la chambre à une température constante.

4.1.4 Blindage et prévention du bruit

Le cryostat EDELWEISS I est un cryostat conçu avec des matériaux sélectionnés pour leur basse radioactivité. Pour limiter les événements provenant de la radioactivité résiduelle un château de plomb d'une épaisseur de 10 cm entoure le cryostat.

Le cryostat est monté sur des amortisseurs qui permettent de limiter les vibrations mécaniques transmises jusqu'au détecteur. De plus les tuyaux de circulation des fluides cryogéniques sont ancrés aux murs de la salle afin de minimiser les vibrations transmises par les pompes du banc de circulation des fluides cryogéniques.

Le câblage électrique des appareils autour du cryostat respecte les règles de "compatibilité électromagnétique" pour limiter les interférences avec les

circuits de mesure. Le câblage du cryostat a fait l'objet d'un soin particulier pour à la fois respecter les performances cryogéniques et réaliser des mesures à très bas niveau de bruit (élimination de boucle de masse, utilisation de transformateurs d'isolement).

4.2 Électronique, câblage et acquisition

4.2.1 Électronique dédiée à la lecture des signaux ionisation

L'électronique de lecture des signaux d'ionisation a été fabriquée spécialement au cours de cette thèse pour équiper ce banc de test. Elle est constituée d'amplificateurs de charges [83] pour les voies ionisation et d'un amplificateur de tension pour les signaux de la voie chaleur. Lorsque une particule interagit avec le détecteur, la charge collectée a la forme d'un signal impulsionnel avec un temps de montée d'environ $1 \mu\text{s}$. Pour ce type d'application, des amplificateurs opérationnels en mode intégrateur sont utilisés. Ces amplificateurs ont de hautes impédances d'entrée. Ils peuvent intégrer de faibles impulsions de charge et les convertir en impulsion de tension avec une faible impédance de sortie. Le premier étage de ces amplificateurs est un FET (field effect transistor, transistor à effet de champ) bas bruit. Dans notre cas, le FET est le plus proche possible des détecteurs afin de diminuer la longueur des câbles entre le détecteur et le FET qui ont une capacité non-négligeable (on va voir dans la suite que cela permet d'augmenter le rapport signal/bruit) et de profiter du fait que les FETs ont des caractéristiques de bruit qui sont meilleures à basse température. De plus, la résistance de polarisation et la contre-réaction sont placées à basse température afin aussi de s'affranchir du bruit thermique. Le montage expérimental est décrit sur la figure 4.5.

La figure 4.2 décrit le schéma de principe d'un amplificateur de charge. La sortie d'un amplificateur opérationnel rapide est reliée à son entrée négative à travers une résistance et une capacité de contre-réaction. L'entrée négative de l'amplificateur est reliée au détecteur avec un câble coaxial qui doit être choisit avec soin afin de réduire au maximum sa capacité électrique et ses effets triboélectriques. Lorsqu'une électrode collecte de la charge, la tension à l'entrée de l'amplificateur est modifiée et en même temps une tension d'un signe opposé apparaît à la sortie du préamplificateur (c'est la fonction des amplificateurs opérationnels montés en contre-réaction négative). Cependant, comme le gain en boucle ouverte est suffisamment important, le potentiel de sortie, à travers la boucle de contre-réaction, permet d'annuler dans un temps très court la tension à l'entrée de l'amplificateur. Ceci a pour résultat que

la charge Q_{in} provenant du détecteur et qui entre dans l'amplificateur va charger la capacité de contre-réaction C_f . A la sortie de l'amplificateur, on aura donc une tension $V_{out} = \frac{Q_{in}}{C_f}$. Par conséquent, le signal obtenu ne dépend que de la charge Q_{in} et de la capacité C_f .

Cela donne une tension à la sortie de l'amplificateur fonction du nombre de charges collectées et qui décroît avec une constante de temps de $\tau = R_f.C_f$ (avec R_f : résistance de contre-réaction et C_f : capacité de contre-réaction). Dans le cas du montage expérimental de cette thèse, nous avons choisi $R_f=1$ G Ω et $C_f=2.3$ pF. Le temps caractéristique de retour à la ligne de base est d'environ 2.3 ms, ce qui nous permet de mesurer avec précision l'amplitude des impulsions.

En pratique, le gain de notre amplificateur n'est pas infini mais est plutôt de l'ordre de 1000. Le gain en tension (A) vérifie la relation : $v_{out} = -A.v_{in}$ et l'impédance d'entrée est considérée comme infinie (il n'y a pas de courant qui passe dans l'entrée de l'amplificateur par la grille du FET)[84].

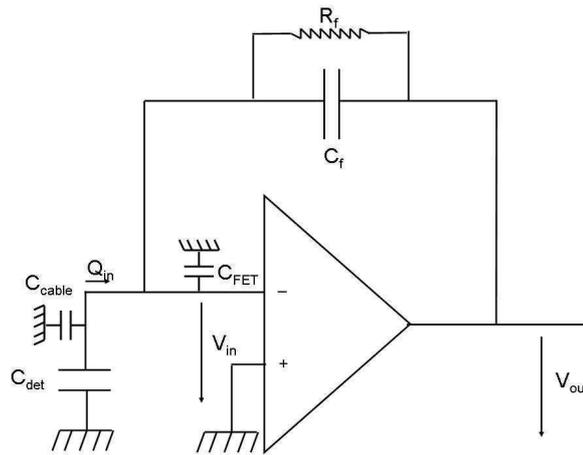


FIG. 4.2 – Schéma de principe d'un amplificateur de charge avec le symbole des capacités qui se trouvent à l'entrée de l'amplificateur, des câbles et de l'entrée du FET.

De plus, $Q_{in} = Q_f$ (car l'impédance d'entrée de l'amplificateur est infinie). La charge induite à l'entrée vaut : $Q_{in} = C_{in}.v_{in}$ et la charge qui se trouve sur la capacité de contre-réaction vaut : $Q_f = C_f.(v_{in} - v_{out})$. On définit donc la capacité effective d'entrée : $C_{in} = \frac{Q_{in}}{v_{in}} = C_f(A + 1)$ [84]. Et finalement la transimpédance de cet ampli :

$$A_Q = \frac{dV_{out}}{dQ_{in}} = \frac{A.v_{in}}{C_{in}.v_{in}} = \frac{A}{C_{in}} \approx \frac{1}{C_f}$$

On note que Q_{in} est la charge qui va dans le préampli mais il reste de la charge dans le détecteur, dans la capacité que représentent les câbles d'une longueur qui relie le détecteur au FET et dans la capacité d'entrée du FET lui-même (qui constitue le premier étage du préamplificateur). L'ordre de grandeur de la capacité d'une électrode du détecteur est de ≈ 20 pF (d'après des calculs faits avec le logiciel FEMLAB). Les câbles utilisés pour relier le détecteur au FET ont été sélectionnés pour leurs faibles capacités. Elle est de l'ordre de 30 pF.m^{-1} et la longueur des câbles est d'environ 60 cm, ce qui conduit à une capacité de câble d'environ 18 pF. La capacité d'entrée du FET vaut environ 20 pF. La fraction de la charge qui est développée est :

$$\frac{Q_{in}}{Q_{signal}} = \frac{C_i \cdot V_i}{Q_{grille} + Q_{in}} = \frac{1}{1 + \frac{C_{grille}}{C_{in}}}$$

avec Q_{signal} : quantité de charge du signal ($Q_{signal} = Q_{grille} + Q_{in}$), $Q_{grille} = Q_{det} + Q_{cable} + Q_{FET}$. Or si $A = 1000$, $C_f = 2.3 \text{ pF}$ on a $C_{in} = 2.3 \text{ nF}$ et donc $\frac{Q_{in}}{Q_{signal}} = 97.5\%$. L'essentiel de la charge est donc mesuré.

Le signal qui sort du préamplificateur que l'on vient de décrire est ensuite amplifié par un étage de post-amplification qui est fait de deux amplificateurs non-inverseurs bas bruit.

Rapport signal/bruit

Il est important de diminuer au maximum la capacité qui se trouve sur la grille du FET $C_{grille} = C_{det} + C_{cable} + C_{FET}$ (c'est-à-dire la capacité du détecteur, des câbles et la capacité d'entrée du FET) pour optimiser le rapport signal/bruit. En effet, on a :

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{Z_{in} + Z_{FB}}{Z_{in}}$$

On en déduit :

$$v_{bout} = v_{bin} \frac{\frac{1}{\omega C_f} + \frac{1}{\omega C_{grille}}}{\frac{1}{\omega C_{grille}}} = v_{bin} \left(1 + \frac{C_{grille}}{C_f}\right)$$

avec v_{bout} et v_{bin} bruit de tension à la sortie et à l'entrée du préampli. Or l'équivalent du bruit de charge à l'entrée :

$$Q_{bin} = \frac{v_{bout}}{A_Q} = v_{bout} C_f = v_{bin} (C_{grille} + C_f)$$

Finalement, le rapport signal/bruit vaut :

$$\frac{Q_{signal}}{Q_{bin}} = \frac{Q_{signal}}{v_{bin} (C_{grille} + C_f)}$$

Pour un amplificateur de charge le signal de sortie est indépendant de la capacité de la grille mais le bruit croît avec celle-ci. Plus la capacité de la grille du FET est élevée et plus le rapport signal/bruit est faible. C'est pourquoi la capacité $C_{grille} = C_{det} + C_{cable} + C_{FET}$ doit être la plus faible possible.

Bande passante de l'amplificateur

Pour analyser ce problème, on étudie la réponse en fréquence de l'amplificateur ω [84]. La figure 4.3 montre le logarithme du gain d'un amplificateur de charge en fonction du logarithme de la pulsation du signal d'entrée appliquée à l'amplificateur (ω). On a $\omega_0 = \omega(A = 1)$.

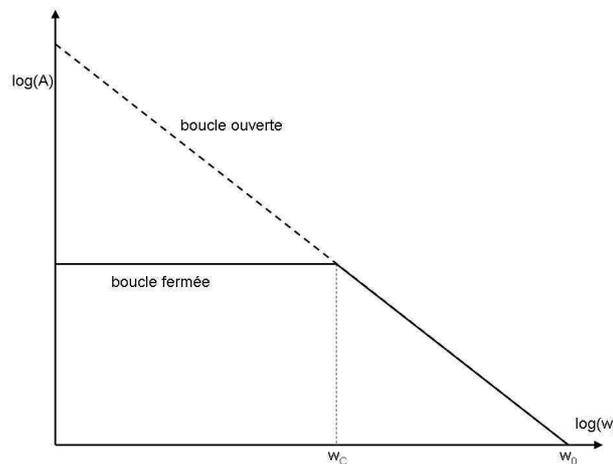


FIG. 4.3 – Logarithme du gain en fonction du logarithme de la pulsation.

De plus, $\omega_C A_f = \omega_0$ avec $A_f = \frac{C_{grille} + C_f}{C_f} \approx \frac{C_{grille}}{C_f}$ (A_f étant le gain en boucle fermée). Le temps de réponse de notre amplificateur peut donc être évalué : $\tau_{amp} = \frac{1}{\omega_C} = C_{grille} \frac{1}{\omega_0 C_f}$.

Pour notre amplificateur (de type Amptek A250) : $\omega_0 > 2000$ MHz, $C_{grille} \approx 60$ pF et $C_f \approx 2$ pF, ce qui conduit à $f_C > 11$ MHz.

Cependant, un autre facteur peut limiter la vitesse de réponse de notre amplificateur. Entre effet, le préamplificateur utilisé (Amptek A250) bien que disposant d'une bande passante large, commence à déphaser autour de 8 MHz. Comme on travaille avec une contre-réaction, ce déphasage peut causer des oscillations et rendre l'amplificateur complètement instable. Il faut donc 'compenser' l'amplificateur, c'est à dire rajouter un filtre passe-bas (de type RC) qui permet de supprimer les composantes rapides de l'amplificateur pouvant causer des oscillations.

La réalisation d'un bon plan de masse est indispensable pour travailler à des fréquences supérieures au MHz. Pour la stabilité du montage, les post-amplificateurs ont aussi été compensés. De plus, l'introduction de ferrites dans le montage permet d'améliorer la stabilité du montage. La figure 4.4 présente un spectre de bruit expérimental (le détecteur se trouvant à basse température). La bande passante de bruit à -3dB se situe à environ 7 MHz.

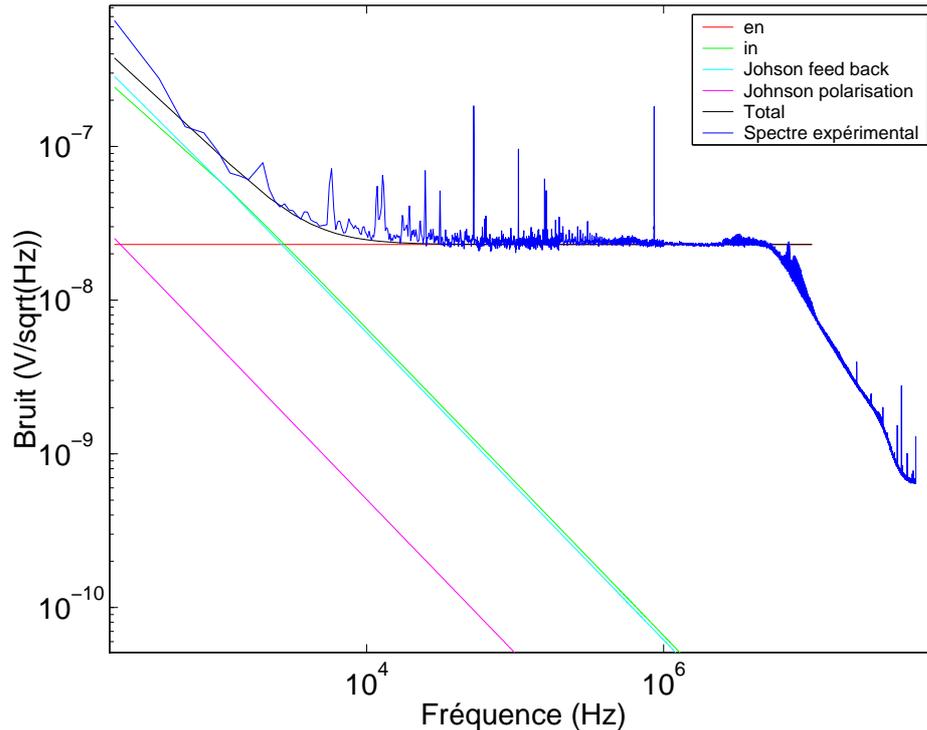


FIG. 4.4 – Spectre expérimental de bruit de la voie ionisation avec le tracé des différentes composantes théoriques de bruit. Le détail des courbes théoriques est donné dans le paragraphe qui suit.

Différentes contributions de bruit

Il existe différentes sources de bruit dans le montage qui est décrit sur la figure 4.5 :

- **Le bruit de tension du FET e_n** : c'est un bruit qui est fonction du type de FET employé, il est constant en fonction de la fréquence. Dans notre cas (FET de type IF132) le bruit typique donné par le constructeur est de $1 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-0.5}$.
- **Le bruit de courant du FET i_n (ou Shot noise)** : c'est un bruit lié au courant de fuite du FET (l'ordre de grandeur du courant de fuite

est d'environ 1 pA). $i_n = \sqrt{2ei}$ (en $\text{A}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$) avec i : courant de fuite, e : charge élémentaire.

- **Le bruit Johnson de la résistance de contre-réaction.** Une résistance, à l'équilibre thermique, possède un bruit généré par l'agitation thermique des porteurs de charge. Ce phénomène existe indépendamment de toute tension appliquée. Le bruit thermique aux bornes d'une résistance est exprimé par la relation suivante : $v_{Johnson} = \sqrt{4k_BTR}$ (en $\text{nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$) où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température et R la valeur de la résistance.
- **Le bruit Johnson de la résistance polarisation**

Ces différentes composantes s'ajoutent de manière quadratique. Chaque composante de bruit à la sortie du préamplificateur est montrée sur la figure 4.4. On note que le palier de bruit se situe à $26 \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ ce qui équivaut à un bruit de tension du FET d'environ $1 \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ (c'est ce que donnent les spécifications du constructeur). La résistance de polarisation étant placée à 20 mK, la contribution de son bruit Johnson peut donc être considérée comme négligeable. Au dessus de 10 kHz le bruit est donc dominé par le bruit de tension du FET. En dessous de 10 kHz, ce sont les contributions de la résistance de contre-réaction (qui est filtrée par la capacité de contre-réaction) et du bruit de courant du FET (qui est calculé pour un courant de fuite de 1 pA) qui deviennent majeures.

4.2.2 Électronique dédiée à la lecture des signaux chaleur

Pour mesurer le signal chaleur, on cherche à lire une variation de résistance aux bornes d'un NTD. On polarise celui-ci avec un courant constant et on lit les variations de tensions induites avec un amplificateur de tension.

4.2.3 Acquisition des signaux

Les signaux d'ionisation ont des constantes de temps qui sont très inférieures à celles des signaux de chaleur. Le temps de montée des signaux d'ionisation est d'environ $1 \mu\text{s}$ alors que pour les signaux de chaleur les temps de montée sont d'environ 5 ms. À la suite des amplificateurs de charge de la voie ionisation et de tension de la voie chaleur, on acquiert donc les signaux sur des oscilloscopes avec des bases de temps différentes. Les signaux une fois numérisés par les oscilloscopes sont enregistrés et traités avec un programme Labview. Pour les 2 types de signaux 5000 points de numérisation sont enregistrés. Le pas de numérisation de 20 ns pour l'ionisation permet de calculer

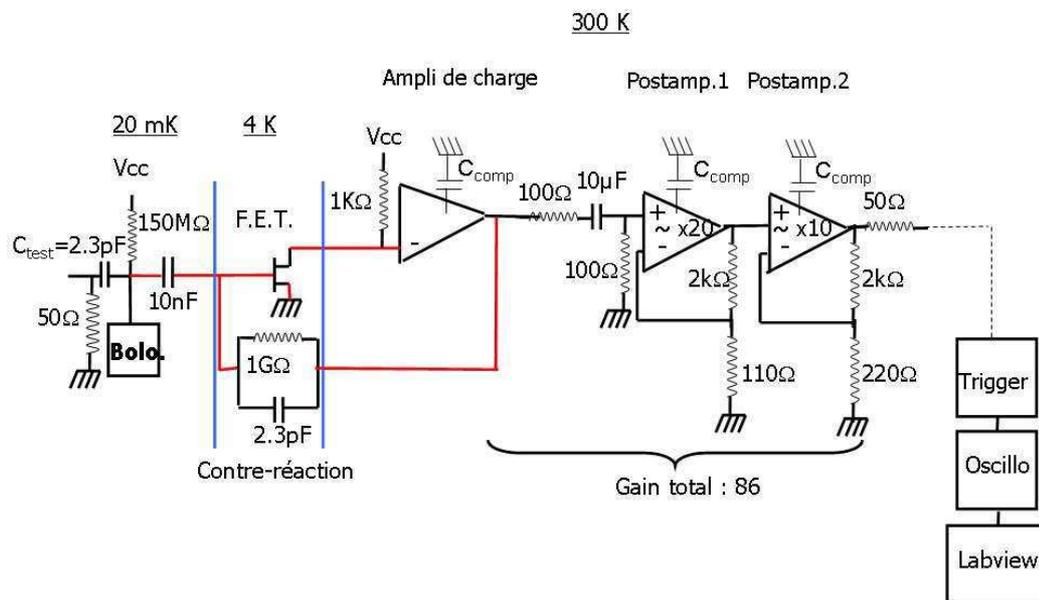


FIG. 4.5 – Schéma de principe de l'électronique de mesure des signaux d'ionisation avec le détail des différents étages en température.

l'amplitude tout en permettant d'observer le régime transitoire des signaux. Pour la chaleur le pas de numérisation est de $40 \mu\text{s}$.

4.2.4 Évaluation des amplitudes

Le calcul de l'amplitude pour la voie ionisation donne des résultats satisfaisants en faisant une simple intégration. Sur la figure 4.6, on observe que le signal ionisation a la forme d'une marche. Le calcul de l'amplitude est effectué en faisant la moyenne des points situés après la marche moins la moyenne des points situés avant la marche.

L'empilement est le fait d'avoir plus d'un évènements dans la même fenêtre d'enregistrement. Pour la voie chaleur, le taux d'empilement étant plus élevé (à cause de la lenteur des signaux), la détermination de l'amplitude se fait par ajustement au moindre carré de chaque signal par un gabarit. Ce gabarit est obtenu par moyennage de signaux de chaleur en sélectionnant des évènements sans empilement faisant partie de la même raie de photon. Cette méthode réduit l'influence du bruit sur les signaux mais fournit aussi une valeur de χ^2 (méthode des moindres carrés) qui permet de rejeter les évènements avec empilement de signaux dans la même fenêtre de mesure.

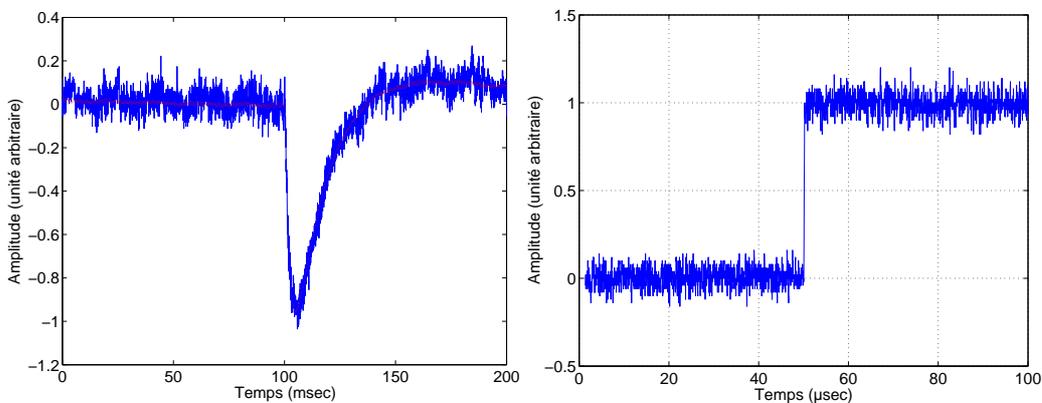


FIG. 4.6 – À gauche : impulsion chaleur et son évènement moyen ajusté. À droite : impulsion d'ionisation.

Correction de diaphonie

Il existe une diaphonie électrique (ou "cross-talk") entre les différentes voies de mesure d'ionisation à cause des capacités parasites mutuelles qui existent entre chaque électrode. Par exemple, un évènement dont la charge est complètement collectée sur une voie (voie A) peut donner un signal sur

une autre voie qui ne collecte pas de charges (voie B). Le signal qui est induit sur la voie B est proportionnel à l'amplitude du signal de la voie A. La correction qui doit être appliquée est du type : $A = A \pm B * k$. k est le paramètre à ajuster pour opérer la correction de diaphonie (il peut être positif ou négatif).

Cette correction doit être faite pour les 6 voies de mesure des signaux d'ionisation ce qui représente la détermination de la matrice de diaphonie qui peut être compliquée. Heureusement, la diaphonie entre les voies ne dépasse pas 2% et est surtout présente entre deux électrodes interdigitées. Le nombre de corrections à effectuer est donc moins important.

Calibration des différentes voies de mesure

La calibration des différentes voies de mesure est effectuée en exposant le détecteur à une source radioactive (par exemple l'américium présente une raie γ à 59.5 keV). La position de cette raie permet donc une calibration absolue du détecteur. La calibration des signaux de chaleur se fait après correction de l'effet Luke (cf 3.4.6) en imposant un rapport chaleur/ionisation égal à 1 pour les gammas.

Conclusion

Dans cette section nous venons de présenter les différentes parties du banc de test qui permet d'accueillir un bolomètre à électrodes interdigitées avec 6 voies de mesures d'ionisation (résolues en temps) et une voie chaleur. L'électronique des voies ionisation présente la particularité d'avoir une bande suffisamment rapide pour observer le transitoire des signaux d'ionisation (cette caractéristique n'est pas indispensable au fonctionnement d'un détecteur à électrodes interdigitées mais va être utilisée comme outil de diagnostic).

Chapitre 5

Réponse du détecteur à une source de γ

À partir de maintenant nous nous intéressons à la caractérisation expérimentale du bolomètre à électrodes interdigitées dont nous avons exposé le principe précédemment. Avant de pouvoir utiliser ce nouveau type de bolomètre comme détecteur d'évènements rares (ici les WIMPs), il convient de le tester. Pour cela le bolomètre est refroidi à sa température nominale de fonctionnement et est placé en comptage en présence de sources radioactives mimant le bruit de l'expérience.

Le bolomètre ID201 a tout d'abord été étudié au CSNSM à Orsay, en site non souterrain afin de vérifier son fonctionnement, la manière dont il doit être polarisé... Un premier test avec une source de γ a d'abord été effectué puis un test avec une source d'électrons. Puis, les résultats de ces tests ont été suffisamment prometteurs pour que nous jugions utile de qualifier ce bolomètre en site souterrain dans le cryostat de l'expérience EDELWEISS II. Des expériences ont été pratiquées au Laboratoire Souterrain de Modane avec des sources γ et des sources d'électrons. Ces prises de données permettent de tester les performances ultimes du bolomètre à cause de l'absence du bruit de fond de neutrons. S'en est suivi un test d'observation du bruit de fond à Modane ainsi qu'une expérience de calibration avec une source de neutrons (permettant de connaître le volume fiduciel). Ces tests ne sont pas présentés de manière chronologique dans la suite de l'exposé mais par type de particules utilisées.

Dans ce chapitre, on discute dans un premier temps d'expériences faites au CSNSM à Orsay avec une source de ^{241}Am qui a été choisie afin de vérifier le principe de fonctionnement du bolomètre [80]. En effet, l' ^{241}Am émet des particules α et des γ de 59.5 keV. La profondeur de pénétration d'un γ de cette énergie est d'environ 1 mm dans le germanium ce qui permet de sonder

le détecteur dans les zones de champ faible en particulier. On discute ici la réponse du bolomètre en fonction de différentes conditions de polarisation.

On présente ensuite les résultats obtenus avec une source de ^{133}Ba (γ de 356 keV) dans les conditions bas bruit de fond radioactif du Laboratoire Souterrain de Modane. Ce test est destiné entre autre à définir les capacités de rejet des évènements γ par le bolomètre (c'est-à-dire la capacité du bolomètre à protéger la zone du signal WIMPs du bruit de fond de γ).

5.1 Vérification du principe de fonctionnement

5.1.1 Montage expérimental

Lors de cette expérience (réalisée au CSNSM), deux sources radioactives sont utilisées : une source de ^{22}Na que l'on utilise pour régénérer le détecteur (elle est placée en dehors du cryostat) et une source de ^{241}Am placée près du détecteur et qui constitue la source de calibration. Avant chaque acquisition le bolomètre est régénéré par irradiation au moyen de la source de ^{22}Na d'une activité de 400 kBq (cf paragraphe 2.2.3). Cette source émet des photons γ de 511 keV et de 1.275 MeV. Placée à l'extérieur du cryostat, à une distance d'une quarantaine de centimètres du détecteur, elle y dépose plusieurs centaines de coups par seconde. On considère que le dépôt est assez homogène dans le détecteur car pour ces énergies le processus Compton est dominant. Sur la figure 5.1, on voit que l'on le vérifie en simulant l'expérience. La procédure de régénération consiste à irradier le détecteur en plaçant ses électrodes à la masse ce qui permet de neutraliser la charge d'espace et de surface qui a pu être accumulée dans le détecteur.

La source d'américium nous sert de source étalon. Sa position et le collimateur fixent le taux des particules interagissant dans le détecteur. Ce taux doit être suffisamment faible pour éviter l'empilement de deux évènements dans la même fenêtre d'enregistrement (la durée de la fenêtre d'enregistrement est de 200 ms pour la chaleur). Mais il doit être suffisamment élevé pour que les particules provenant de la source ne soient pas "noyées" dans le bruit de fond radioactif ambiant (qui est de l'ordre de 0.5 Hz). On choisit de fixer le nombre d'interactions de la source dans le détecteur à un taux de 1 évènement par seconde. Lors de cette expérience, on souhaite seulement utiliser les photons de la source et pas ses particules α . Une rondelle de cuivre est utilisée afin de jouer un double rôle : elle laisse uniquement passer les photons de la source et elle permet de fixer le flux de photons γ . L'activité de la source donnée par le fournisseur est de 3 kBq (dans 4π d'angle solide).

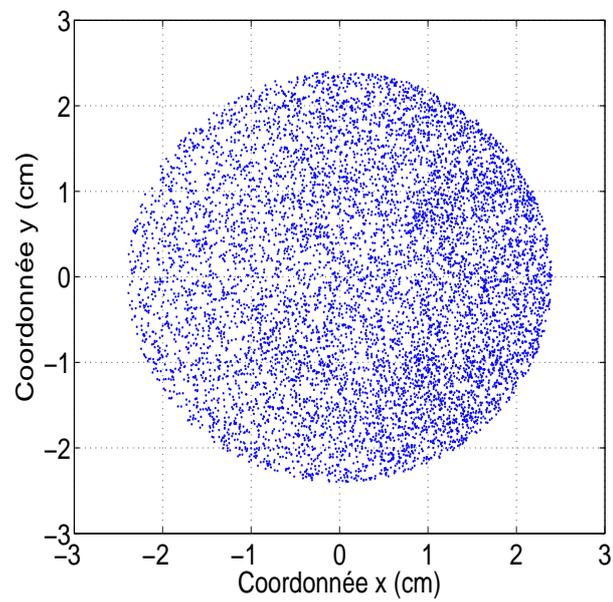


FIG. 5.1 – Simulation de la position des dépôts d'énergie engendrés par une source de ^{22}Na dans les conditions de l'expérience lors de la régénération (bolomètre vu de dessus). La source est placée à 40 cm du bolomètre en $x = +40$ cm, $y = 0$ cm, $z = 0$ cm.

Pour fixer précisément le taux d'interaction de la source dans le détecteur (en ajustant l'épaisseur de la rondelle de cuivre) une simulation du dispositif expérimental a été effectuée avec le logiciel GEANT 3 [85]. La figure 5.2 est une coupe du montage expérimental (tel que simulé au moyen du logiciel GEANT 3) où on peut voir la source d'américium, le collimateur, la rondelle de cuivre permettant de réduire le taux de γ interagissant dans le détecteur et la boîte de cuivre qui contient le détecteur.

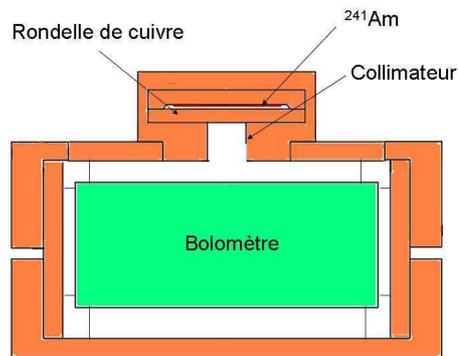


FIG. 5.2 – Coupe du montage expérimental.

Le processus d'interaction photoélectrique est dominant pour des énergies de 59.5 keV. La plus grande partie des γ parvenant dans le détecteur y déposent toute leur énergie, on a donc un flux très monoénergétique. La position du pic de 59.5 keV permet de calibrer notre dispositif. Expérimentalement, le taux observé dans le détecteur est de 1.6 Hz (étant donnée l'activité de la source, le taux attendu était de 1.5 Hz).

5.1.2 Conditions de polarisation, système de déclenchement

Pour valider le principe de fonctionnement, le détecteur est refroidi à la température d'optimisation du thermomètre NTD utilisé. Lors de cette expérience le bolomètre est polarisé de la manière suivante $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V. Ces conditions ont été choisies en particulier car elles donnent lieu à de bonnes conditions de collecte et permettent donc de vérifier le principe de fonctionnement du bolomètre (le choix des conditions de polarisation est discuté dans la suite du chapitre).

Les 6 voies ionisation et la voie chaleur sont simultanément enregistrées. L'enregistrement d'un évènement est déclenché si de la charge est collectée sur les électrodes CS ou CI à un seuil de environ 12 keV (CS ou CI collectent de la charge quelque soit la position de l'évènement dans le détecteur mis à part les évènements ayant lieu sous les électrodes de garde). La source est placée sur la surface supérieure du bolomètre (du côté des électrodes VSS, CS et GS) et collimatée en son centre. La source arrosant le centre de la surface supérieure, les voies VSI, GS et GI ne collectent pas de charges d'évènements provenant de la source. Les évènements qui donnent de la collecte sur les anneaux de garde sont donc éliminés car ils proviennent du bruit de fond radioactif (rayonnement cosmique ou radioactivité résiduelle). De plus une sélection d'évènements sur la base de la forme du signal chaleur est effectuée pour éviter les problèmes d'empilement (deux évènements dans la même fenêtre d'enregistrement).

Les conditions de numérisation sont spécifiées au paragraphe 4.2.3.

5.1.3 Etude de la carte de champ simulée avec les mêmes conditions de polarisation expérimentales

Un évènement produit des paires de porteurs de charge (électrons et trous) qui sont accélérés par le champ au premier ordre dans la direction des lignes de champ. Dans le cours de la collecte, il se produit un phénomène d'expansion du nuage de charge qui peut donner lieu à du partage de charge. La figure 5.3 présente une simulation des lignes de champ régnant dans le bolomètre pour ces conditions de polarisation.

De même que précédemment, le volume du détecteur peut être décomposé en trois :

1. La partie verte constitue le **volume fiduciel** du détecteur. Dans ces conditions de polarisation le volume fiduciel estimé par des calculs électrostatiques est de 36%. On rappelle que les évènements de ce volume déposent les électrons sur CS et les trous sur l'électrode CI.
2. La partie rouge qui représente le **volume proche de la surface**. Ce volume représente 12% du volume total du détecteur. Les évènements de volume déposent les électrons sur CS (VSI) et les trous sur VSS (CI).
3. La partie jaune des **évènements de garde** qui représente 52% du volume fiduciel. Les évènements de ce volume déposent de la charge sur les électrodes de garde GS et GI.

Remarque : Il est possible d'inverser les polarisations des électrodes VSS et CS puis VSI et CI. Dans ce cas le volume fiduciel est augmenté (à 61%)

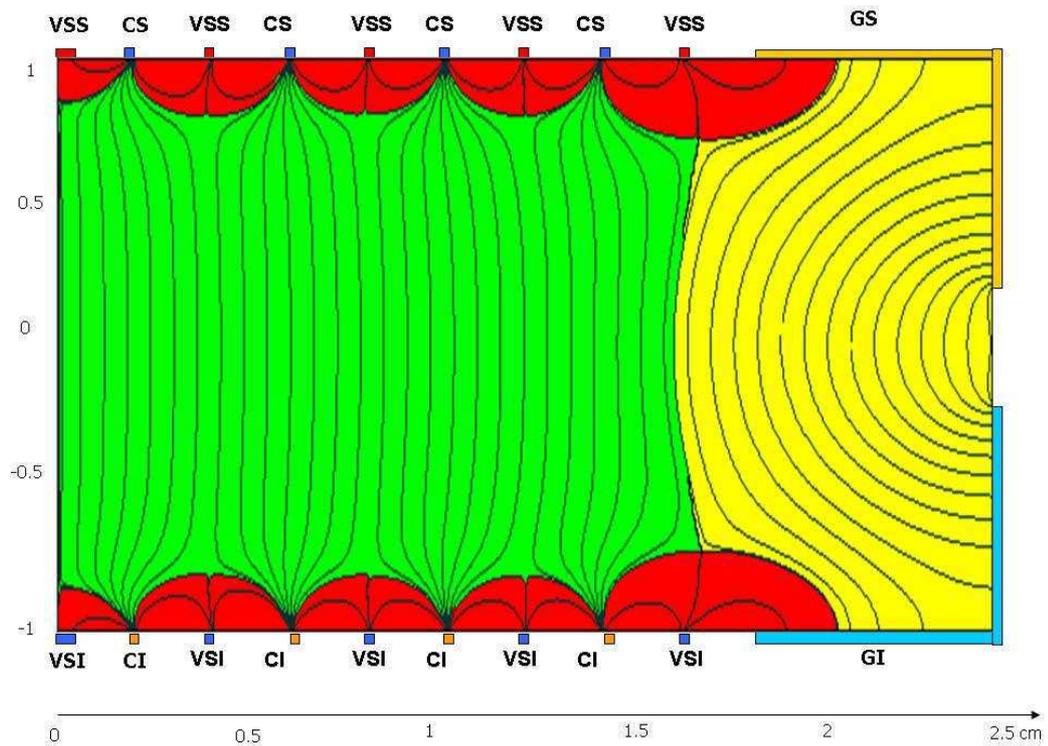


FIG. 5.3 – Simulation des lignes de champ dans le bolomètre pour une polarisation de $V_{VSS} = -0.75$ V, $V_{CS} = +2$ V, $V_{VSI} = 0.75$ V, $V_{CI} = -2$ V, $V_{GS} = +0.5$ V, $V_{GI} = -0.5$ V. La partie en vert correspond aux événements de volume (qui déposent de la charge sur CS et CI), la partie rouge correspond à la zone proche des surfaces (où la charge est déposée sur les électrodes CS et VSS ou CI et VSI). La zone jaune est celle dont le dépôt de la charge se fait sur les gardes.

(cf figure 6.4) mais on verra par la suite que ce ne sont pas les conditions de collecte les plus favorables.

5.1.4 Résultats expérimentaux

Le spectre expérimental en énergie est tracé pour chaque voie (cf figures 5.4) à partir d'une expérience d'environ 12 heures. L'électrode CS présente donc un pic unique à 59.5 keV et une queue à basse énergie d'évènements à mauvaise collecte de charge. Conformément aux lignes de champ que l'on a observées précédemment, ceci indique que les électrons sont toujours déposés sur l'électrode CS. L'interaction des γ de 59.5 keV se fait principalement par effet photoélectrique. L'essentiel des évènements de la source déposent toute leur énergie dans le détecteur. La présence d'une queue à basse énergie indique donc la présence d'évènements à mauvaise collecte (leur présence est discutée dans la suite du chapitre). Le signe du signal obtenu est fonction du type de porteur collecté (électron ou trou). Le signe de la charge collectée sur CS est toujours positif car cette électrode collecte les électrons (et que le préamplificateur de charge est inverseur). Les électrodes VSS et CI collectant uniquement des trous, le signe du signal obtenu est toujours négatif.

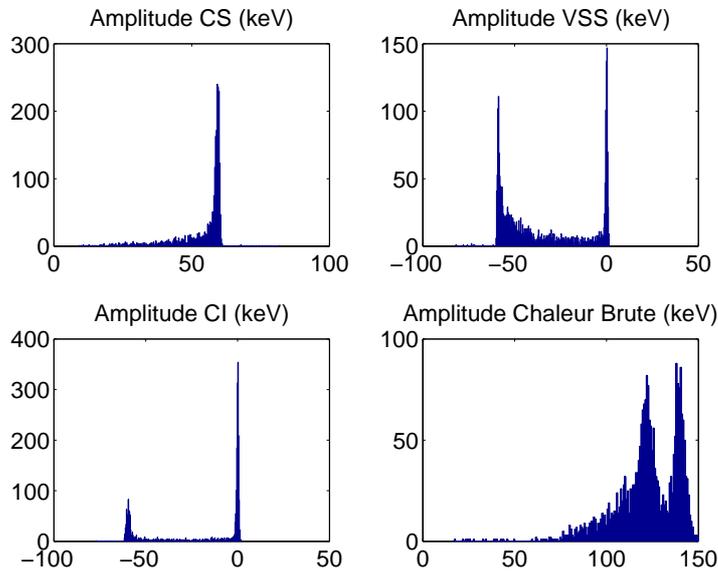


FIG. 5.4 – Histogramme des voies VSS, CS, CI et Chaleur (avant soustraction de l'effet Luke).

Quelque soit le type d'évènement, les électrons sont collectés sur l'électrode CS. On observe 3 types d'évènements dans le détecteur :

1. les évènements dont les trous sont collectés sur l'électrode VSS,
2. ceux dont les trous sont collectés sur l'électrode CI,
3. et les évènements mixtes pour lesquels la collecte des trous se fait sur les électrodes VSS et CI (cf figure 5.5).

Le spectre de la voie chaleur (figure 5.4 en bas à droite), avant correction de l'effet Luke, présente deux pics à 139 et 114 keV. Celui à 139 keV provient des évènements de volume qui sont collectés avec une tension de $V_{CS} - V_{CI} = 4$ V. La prise en compte de l'effet Luke donne bien : $59.5(1 + (V_{CS} - V_{CI})/3) = 139$ keV. Et pour les évènements de surface dont les charges sont collectées sous une tension de $V_{CS} - V_{VSS} = 2.75$ V, $59.5(1 + (V_{CS} - V_{VSS})/3) = 114$ keV. Après correction de l'effet Luke (cf chapitre 3), on obtient une raie unique à 59.5 keV en énergie de recul (cf figure 5.7).

La figure 5.5, qui représente l'amplitude de la voie CS en fonction des amplitudes des voies VSS et CI, permet de mieux décomposer les différents évènements (le code couleur est le même pour les deux types d'évènements). Nous allons détailler ces 3 types d'évènements.

1. Les **évènements verts** : ils ne donnent aucune collecte sur VSS. Tous ces évènements donnent autant de charge sur CS et sur CI et principalement des évènements de 59.5 keV (les évènements qui donnent moins de 59.5 keV peuvent provenir d'évènements qui ont déposé une petite partie de leur énergie dans le capôt de cuivre (11 keV au maximum) par interaction Compton puis le reste de leur énergie dans le détecteur). Ces évènements ont eu lieu dans le **volume fiduciel**. On va voir dans la suite de l'exposé que leur rendement d'ionisation est proche de 100% (cf figure 5.7 figure de droite, évènements verts).
2. Pour les **évènements de couleur rouge**, les trous sont tous déposés sur l'électrode VSS ce qui implique qu'aucune collecte de charge n'est effectuée sur l'électrode CI. Pour ce type d'évènements, la collecte n'est pas toujours de 59.5 keV, elle peut être bien inférieure. Or ceci ne peut être expliqué que par une mauvaise collecte de charge (on rappelle que la plus grande majorité des évènements laissent toute leur énergie dans le détecteur par effet photoélectrique). De la charge est perdue sur les surfaces. En effet la présence de surfaces libres entre les électrodes constitue une zone où le piégeage peut être important. Le rendement d'ionisation de ces évènements à mauvaise collecte est faible (ceci sera exposé figure 5.7 figure de gauche, évènements rouges). De plus, pour ces évènements à mauvaise collecte, l'amplitude de la charge collectée sur VSS est environ la même que celle qui est collectées sur CS (cf figure 5.5 de gauche). Le fait que ces évènements soient distribués le

long de la diagonale $CS=VSS$ ne signifie pas forcément qu'autant de trous que d'électrons sont piégés mais que le piégeage des porteurs a une influence sur les deux électrodes. Ce résultat qui n'est pas trivial est discuté par la suite lors de la confrontation des expériences aux simulations. Ces évènements ne font **pas partie du volume fiduciel** car ils donnent toujours lieu à de la collecte sur l'électrode VSS.

3. Les évènements de **couleur bleue** sont les évènements pour lesquels les trous sont partagés entre les électrodes VSS et CI. Ces évènements proviennent des **zones intermédiaires** entre le volume fiduciel et le volume des évènements proches de la surface, notamment les zones de champ faibles. La totalité des électrons est collectée sur CS (on note que ces évènements donne quasiment tous 59.5 keV sur CS sur la figure 5.5). La somme de ce qui est collecté sur VSS et sur CI vaut 59.5 keV, ces évènements sont donc à des rendements d'ionisation proches de 100%. Ils ne font **pas partie du volume fiduciel** car ils donnent lieu à de la collecte sur VSS.

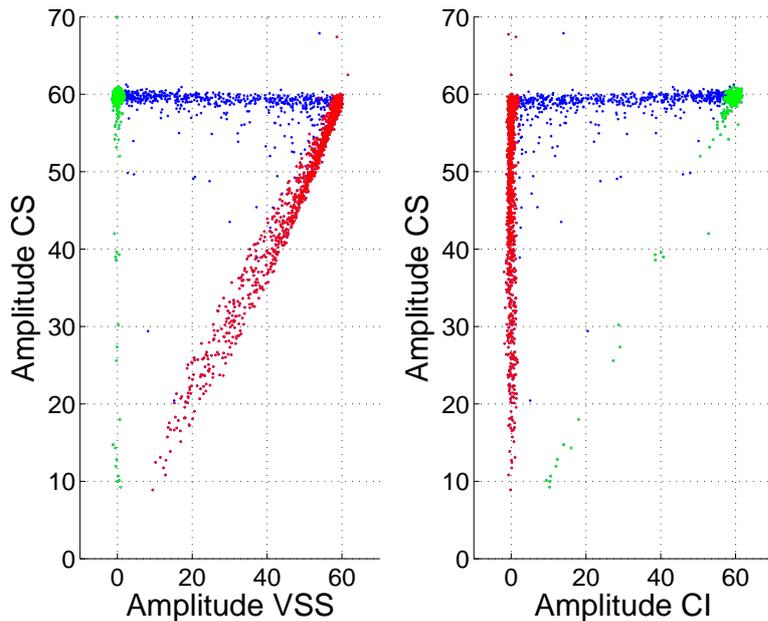


FIG. 5.5 – Tracé des amplitudes ionisation CS en fonction de VSS (à gauche) et CS en fonction de CI (à droite) en valeur absolue. Le code couleur est le même pour les deux figures. En vert : les évènements de volume, en rouge les évènements proches des surfaces et en bleu les évènements mixtes.

Sur les tracés $Amplitude_{CS} = f(Amplitude_{VSS})$ et $Amplitude_{VSS} =$

$f(\text{Amplitude}_{CI})$ (figure 5.5) on distingue clairement les événements de volume (en vert), les événements proches des surfaces (en rouge) et les événements mixtes (en bleu).

Après correction de l'effet Luke, il est possible de tracer le rendement d'ionisation (qui est le rapport de la charge totale collectée sur l'énergie de recul) en fonction de l'énergie de recul. Le résultat avant sélection des événements de volume se trouve sur la figure 5.7 à gauche. On voit la présence de la raie de γ à 59.5 keV à des rendements d'ionisation proches de 1 ainsi que des événements à bas rendement d'ionisation qui sont composés des événements proches des surfaces. Il s'agit maintenant d'appliquer une sélection sur les événements de volume uniquement pour déterminer si cette sélection élimine bien les événements à bas rendement d'ionisation.

5.1.5 Optimisation de la sélection des événements de volume fiduciel

Le but de la sélection des événements de volume fiduciel est d'éliminer les événements proches de la surface (notamment les événements à mauvaise collecte) sans éliminer les événements de volume. Comme nous l'avons vu, il faut rejeter les événements donnant un signal non nul sur VSS. Le choix de la coupure doit tenir compte du bruit de ligne de base de l'électrode VSS. Il faut choisir l'amplitude maximale acceptée sur l'électrode VSS (au lieu de parler d'"amplitude maximale acceptée sur l'électrode VSS", on pourrait aussi quantifier cette coupure en nombre de fois le bruit de ligne de base). Le bruit de ligne de base associé à l'électrode VSS est d'environ 1.5 keV.

Remarque : Le bruit de ligne de base est calculé en traitant le bruit comme un signal et en traçant l'histogramme des amplitudes qui en résultent. On obtient une gaussienne centrée sur 0. La résolution de ligne de base est la largeur à mi-hauteur (cette largeur à mi-hauteur est égale à 2.35σ , σ étant l'écart-type de la gaussienne).

Choix de coupures sur les voies de veto-surface

La figure 5.6 montre le nombre d'événements sélectionnés en fonction de la charge maximale acceptée sur l'électrode VSS, ceci pour les événements dont le rendement d'ionisation est supérieur à 50% (en rouge) et pour les événements dont le rendement d'ionisation est inférieur à 50% (vert). Ce sont ces événements à bas rendement d'ionisation que l'on cherche à éliminer pour rendre la zone du signal WIMP libre de tout événement. Les événements à bas rendement d'ionisation commencent à être éliminés lorsqu'on sélectionne les événements donnant moins de 30 keV sur VSS. En dessous de 7 keV et jusqu'à

2 keV, on observe un plateau dû à deux événements qu'on ne peut éliminer sans appliquer une coupure très sévère. Ils sont vraisemblablement dus à des neutrons du bruit de fond ambiant. Les événements dont le rendement d'ionisation est supérieur à 50% sont sévèrement éliminés pour une sélection des événements donnant moins de 2 keV sur VSS. Il existe une valeur de l'amplitude maximale acceptée sur VSS qui permet d'éliminer les événements à bas rendement d'ionisation tout en conservant les événements bien collectés du volume fiduciel. Il est donc possible d'éliminer les événements qui donnent des rendements d'ionisation faibles tout en gardant les événements à bon rendement de collecte en sélectionnant les événements de volume uniquement. La sélection des événements du volume fiduciel exclut aussi certains événements à collecte complète : c'est le prix à payer pour être sûr de sélectionner des événements à mauvaise collecte (cependant cela représente une faible proportion du volume total du détecteur, environ 12% et donc n'affecte pas fortement la valeur du volume fiduciel).

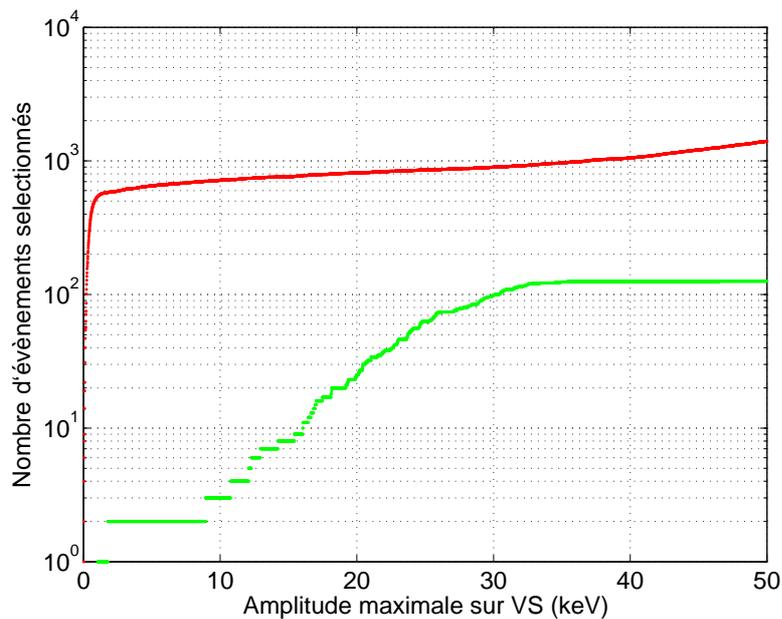


FIG. 5.6 – Nombre d'événements sélectionnés en fonction de la charge maximale acceptée sur l'électrode VSS (représentation semi-logarithmique). En rouge les événements dont le rendement d'ionisation est supérieur à 50% et en vert les événements dont le rendement d'ionisation est inférieur à 50%

Comparaison du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul avant et après sélection des évènements de volume

Le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul est tracé pour tous les évènements (cf figure 5.7 à gauche) et pour les évènements ne donnant pas lieu à plus de 2 keV sur l'électrode VSS (à droite).

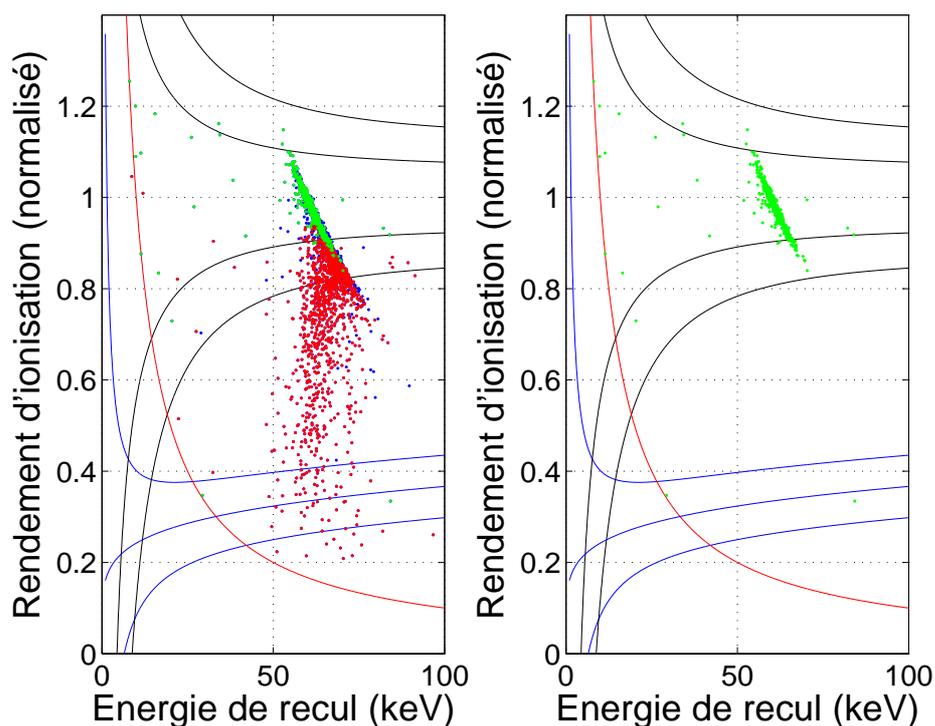


FIG. 5.7 – À gauche : Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour tous les évènements. Le code couleur indique en vert les évènements de volume, en rouge les évènements donnant de la collecte sur les électrodes VSS et CS uniquement et en bleu les évènements mixtes. À droite : les évènements ne donnant pas lieu à plus de 2 keV de collecte sur l'électrode VSS qui constituent les évènements de volume. Les 2 évènements qui figurent dans la bande de recul nucléaire sont attribués au fond neutron du laboratoire. Les évènements qui figurent entre les 2 bandes sont bien éliminés. Les bandes de recul électronique (90% et 99.9 % de niveau de confiance) sont tracées en noir et nucléaire (90% de niveau de confiance en bleu) ainsi que le seuil de déclenchement en rouge (12 keV e.e.).

Avant la sélection, des évènements de la raie de l'américium tombent à partir de la zone de recul électronique jusque dans la zone de recul nucléaire.

Ces évènements à mauvaise collecte de charge sont bien plus nombreux que les évènements à mauvaise collecte de charge dans un détecteur standard à électrodes planaires. Ces évènements peuvent comporter une partie de la charge piégée sur les surfaces libres entre les électrodes (ceci est discuté plus loin dans ce chapitre). On a vu au paragraphe 3.4.2 qu'il existe des lignes de champ coupant les surfaces libres à cause de l'influence du capôt de cuivre qui se trouve à la masse. C'est ce qui explique l'allure de la figure 5.7 de gauche avant rejet des évènements de surface où on note la présence de nombreux évènements à bas rendement d'ionisation.

En revanche, après la sélection des évènements de volume, la zone intermédiaire entre les bandes de recul électronique et nucléaire est vide. Les évènements donnant lieu à un défaut de collecte sont tous éliminés. Les 2 évènements de la bande de recul nucléaire sont attribués au fond neutron du laboratoire. La forte proportion des évènements éliminés (77%, notamment dans la bande de recul électronique) est expliquée par la profondeur d'absorption des γ de 60 keV (environ 1 mm) comparée à la profondeur moyenne de zone de surface pour ces conditions de polarisation (une simulation qui rend compte du nombre d'évènements éliminés est présentée par la suite).

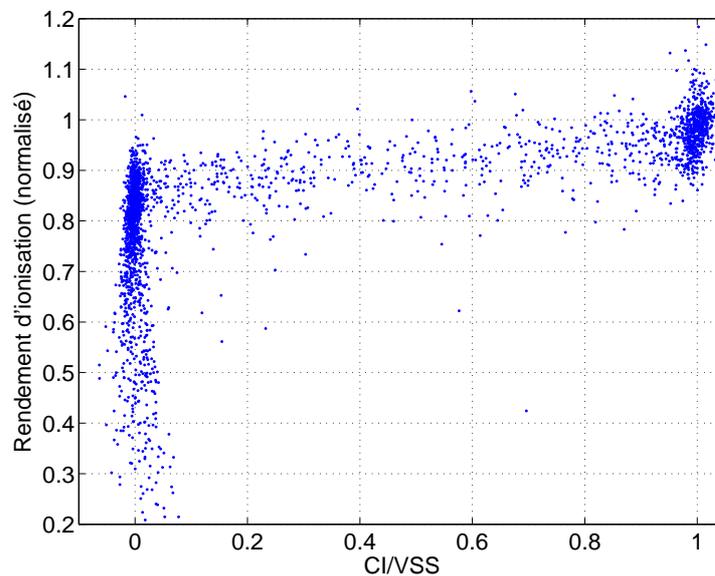


FIG. 5.8 – Rendement d'ionisation en fonction du rapport des amplitudes CI/VSS.

Évènements des zones de champ faible

Parmi les évènements de la sélection fiducielle, on n'observe pas la présence d'évènements à bas rendement d'ionisation qui pourraient provenir des zones de champ faible du détecteur (où la recombinaison pourrait être plus importante) alors que ces conditions de polarisation conduisent à une étendue de ces zones importante (cf chapitre 3) et que la source d'américium dépose de l'énergie exactement dans ces zones. Les évènements des zones de champ faible font partie des évènements à partage de charge. Ils donnent donc lieu à de la collecte sur l'électrode VSS et sont donc rejetés lors de la sélection des évènements de volume. Pour les évènements à partage de charge, les électrons sont tous collectés sur l'électrode CS et les trous sont partagés entre les électrodes VSS et CI. Si on trace le rendement d'ionisation en fonction du rapport CI/VSS des évènements à partage de charge (cf figure 5.8), on note que plus les trous sont collectés sur l'électrode VSS (et donc moins ils le sont sur CI) et plus le rendement d'ionisation est faible. Les évènements à bas rendement d'ionisation que l'on voit avant sélection des évènements de volume semblent donc plus provenir des zones de surface que des zones de bas champ. On verra au paragraphe 5.4.3 que l'étude du transitoire des signaux permet de confirmer cette hypothèse.

5.2 Simulation GEANT du dispositif expérimental

5.2.1 Principe de la simulation

La position des dépôts d'énergie de photons γ d'une source d'américium a été simulée avec le logiciel GEANT 3 en tenant compte de la géométrie du détecteur, de son environnement et de celui de la source dans son collimateur. Dans un deuxième temps les lignes de champ du détecteur ont été calculées pour les conditions de polarisation de l'expérience. Le calcul du potentiel de Ramo pour chaque électrode permet d'obtenir l'amplitude des signaux induits sur les différentes voies de mesure. Au premier ordre on considère que les trajectoires des porteurs dans le détecteur suivent les lignes de champ. Pour comparer avec l'expérience les coupures sont faites de la même manière que dans les simulations.

Sur la figure 5.9 chaque point représente la position de dépôt d'énergie simulée d'un γ provenant de la source d'américium. Les étapes de la simulation sont les suivantes :

- La position du point d'impacte des γ de la source de ^{241}Am dans le détecteur est calculée.

- La ligne de champ qui passe par le point d’impact est tracée. Elle permet de donner le point d’arrivée des électrons et des trous (sans tenir compte de l’expansion du nuage de charge).
- La charge induite sur chaque électrode est calculée par application du théorème de Ramo (cf paragraphe 2.2.4).

En vert sont tracés les évènements donnant de la charge sur CS et CI et en rouge les évènements donnant de la charge sur VSS et CS. Cette simulation ne permet pas de rendre compte des évènements mixtes (donnant de la charge par exemple sur VSS et CS et CI) car elle ne tient pas compte de la répulsion coulombienne qui provoque l’expansion des nuages de charges.

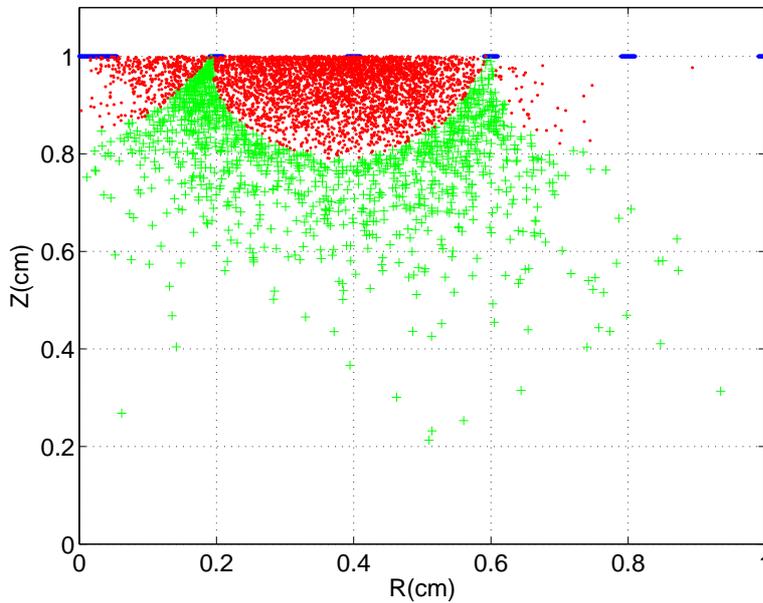


FIG. 5.9 – Simulation GEANT 3 de γ de 60 keV provenant d’une source d’américium (5000 évènements simulés). Les points rouges représentent les évènements avec une charge induite sur VSS supérieure à 2 keV. Les conditions de polarisation utilisées pour la simulation sont celles de l’expérience : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V.

La proportion d’évènements sélectionnés comme évènements de volume dans la simulation (induisant une charge sur VSS inférieure à 2 keV e.e.) est de 24% . Expérimentalement, 23 % des évènements sont sélectionnés. La qualité de l’accord entre expérience et simulation peut être fortuite mais indique que le détecteur semble fonctionner selon le modèle.

5.2.2 Effet du choix des polarisations

Sur la figure 5.10 est tracée l'évolution de la proportion des évènements qui donnent moins de 2 keV sur l'électrode VSS en fonction de la polarisation appliquée sur l'électrode VSS (avec $V_{VSS}=-V_{VSI}$, $V_{CS}=+2$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V). Les incertitudes expérimentales sont évaluées selon la statistique de Poisson : $\sigma = \frac{\sqrt{n}}{n}$ avec n : nombre d'évènements proches de la surface. On utilise uniquement des données prises avant que le bolomètre ne se dégrade. Plus la tension de polarisation sur VSS est élevée et plus le bolomètre se dégrade rapidement, donc moins la statistique expérimentale est importante. C'est pourquoi les erreurs expérimentales (de la figure 5.10 en bleu) croissent de gauche à droite. Plus la tension de polarisation sur VSS est faible et plus la zone de collecte de l'électrode VSS est profonde, donc plus le nombre d'évènements sélectionnés comme évènements de volume est faible (cf paragraphe 3.6).

De plus, on observe que pour $V_{VSS} > 0.5$ V, la proportion des évènements éliminés ne suit pas le calcul théorique car beaucoup de charges sont piégées sur les surfaces libres et que la collecte se fait mal sur l'électrode VSS (la dégradation est trop rapide). Ce phénomène est détaillé en 5.3.3.

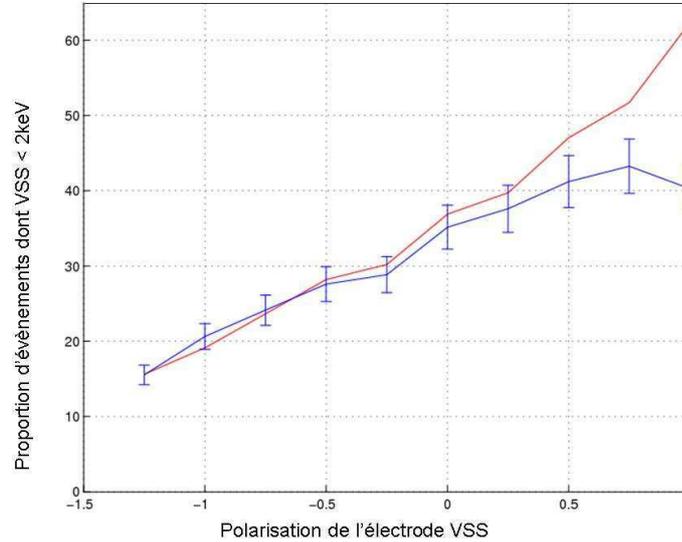


FIG. 5.10 – Proportion des évènements dont la charge collectée sur VSS est inférieure à 2 keV en fonction de la polarisation appliquée sur l'électrode VSS (avec $V_{VSS}=-V_{VSI}$, $V_{CS}=+2$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V). Les données expérimentales sont tracées en bleu et les résultats issus de la simulation en rouge. Le calcul des barres d'erreur est détaillé dans le texte.

Le principe de fonctionnement du détecteur étant établi, nous discuterons au paragraphe suivant les effets de dégradation du détecteur.

5.3 Dégradation du détecteur

5.3.1 Comment polariser le détecteur ?

La réponse du détecteur est très différente en fonction de la manière de le polariser. Certaines conditions de polarisation conduisent à une dégradation rapide du détecteur à cause du piégeage de porteurs (en particulier sur les surfaces libres où les sections efficaces de piégeage sont très élevées). D'après les observations expérimentales, la voie VSS est celle qui évolue le plus. Le piégeage de surface se fait entre les électrodes VSS et CS mais le champ électrique sous l'électrode CS reste toujours important alors que celui résidant sous l'électrode VSS peut être relativement faible quand la tension appliquée sur VSS se rapproche de celle appliquée sur CS (paragraphe 3.4.3). Dans ce cas, pour des densités de charges piégées équivalentes, la collecte sera beaucoup plus perturbée sur VSS. De plus on a vu au chapitre 3 que les lignes de champ qui coupent les surfaces libres entre les électrodes sont plus nombreuses lorsque V_{VSS} croît. Ceci entraîne un afflux de porteurs sur les surfaces libres plus important (et donc une dégradation plus rapide). La figure 5.11 (en haut à gauche) montre l'évolution des signaux collectés sur la voie VSS en fonction du nombre d'évènements acquis pour de "mauvaises" conditions de polarisation du détecteur du point de vue de la dégradation ($V_{VSS}=0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=-0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V). Pendant le déroulement de l'expérience, la collecte des trous des évènements de surface se fait de moins en moins sur l'électrode VSS mais plutôt sur l'électrode CI. Il n'y a pas plus d'évènements à faible rendement d'ionisation mais les charges qui devaient être collectées sur VSS le sont sur CI. En revanche pour des conditions de polarisation plus appropriées, la voie VSS ne semble pas se dégrader (cf figure 5.11 en haut à droite). L'électrode CS ne semble pas évoluer quelles que soient les conditions de polarisation (cf figure 5.11 en bas).

Il existe cependant un moyen plus fin de voir une évolution du détecteur dans ces conditions de polarisation (paragraphe 5.3.3).

5.3.2 Piégeage de charge

Dans le paragraphe 3.4.2, on mentionne la présence de lignes de champ entre les électrodes qui coupent les surfaces libres. Les sections efficaces

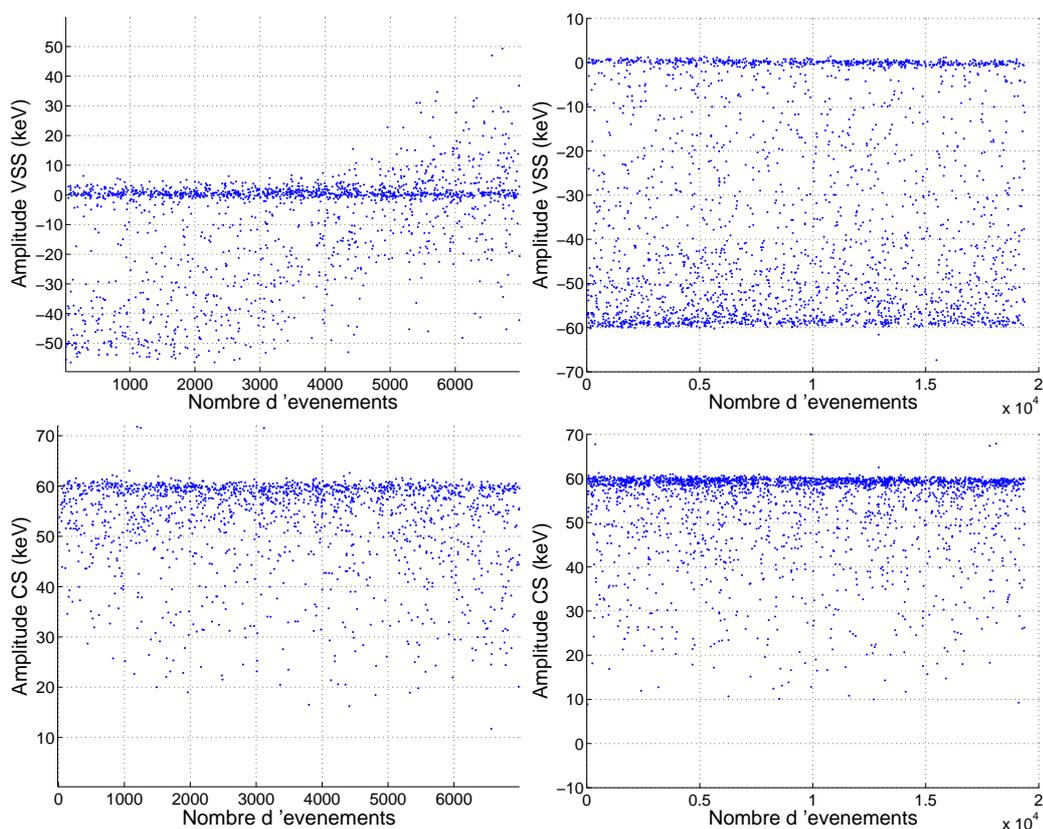


FIG. 5.11 – En haut à gauche : Évolution de la collecte sur la voie VSS en fonction du nombre d'évènements acquis pour de "mauvaises" conditions de polarisation du détecteur : $V_{VSS}=0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=-0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V (acquisition d'environ 2 heures). En haut à droite : Évolution de la collecte sur la voie VSS en fonction du nombre d'évènements (acquisition d'environ 6h, $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V) : aucune dégradation n'est apparente. En bas : évolution de la collecte sur l'électrode CS (à gauche : $V_{VSS}=0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=-0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V, à droite : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V) aucune dégradation n'est visible sur l'électrode CS pour ces deux conditions de polarisation.

de piégeage étant très importantes sur les surfaces libres, une charge qui dérive sur une ligne de champ coupant une surface libre a une forte probabilité d'être piégée. La figure 5.12 présente la confrontation des simulations obtenues avec GEANT 3 ainsi que les signaux obtenus par application du potentiel de Ramo. Dans ce modèle, lorsqu'un porteur coupe les surfaces libres, il est considéré comme piégé. Le calcul de la charge induite sur les électrodes ne rend pas compte du partage de charge. Les événements mixtes n'y sont donc pas représentés. Cependant, il est possible de voir que les événements qui donnent des charges piégées sur les surfaces libres sont représentés sur le tracé amplitude VSS en fonction de CS proche de la diagonale $Amplitude_{VSS}=Amplitude_{CS}$ comme c'est le cas dans les données expérimentales. Dans la simulation les électrons sont tous collectés sur l'électrode CS. Cependant pour calculer la charge induite sur une électrode, il faut tenir compte de l'influence des électrons et des trous sur celle-ci. Ainsi, le fait que les trous ne soient pas totalement collectés sur VSS entraîne que la charge n'est pas totalement développée sur VSS mais aussi sur CS (via le théorème de Ramo).

La figure 5.13 représente le potentiel de Ramo en $Z=+1$ cm (sur la surface supérieure du bolomètre) associé aux électrodes CS et VSS en fonction de la position radiale (R) dans le détecteur. On a vu précédemment que la charge induite sur une électrodes est proportionnelle à la variation du potentiel de Ramo entre la position initiale et la position finale des deux types de porteurs, après dérive dans le détecteur (cf paragraphe 2.2.4). Donc si un porteur se piège proche de l'électrode VSS, toute la charge n'est pas induite sur l'électrode VSS (ceci est lié à la valeur du potentiel de Ramo de l'électrode VSS à l'endroit où le porteur est piégé) mais toute la charge ne sera pas non plus induite sur l'électrode CS (ceci est lié à la valeur du potentiel de Ramo de l'électrode CS à l'endroit où le même porteur est piégé). Or la variation du potentiel de Ramo de l'électrode VSS (CS) est importante au voisinage de VSS (CS) mais elle est aussi importante au voisinage de l'électrode CS (VSS).

Le piégeage de trous sur les surfaces libres peut donc expliquer la présence de cette diagonale $Amplitude_{VSS}=Amplitude_{CS}$ (même s'il existe peut-être aussi du piégeage d'électrons sur les surfaces libres à cause de l'expansion du nuage de charge).

La position radiale simulée des électrons et des trous après dérive dans le détecteur est représentée sur la figure 5.14. La position finale d'un porteur est sur une électrode ou alors sur les surfaces libres : si un porteur se trouve sur une ligne de champ qui coupe les surfaces libres il est considéré comme piégé sur cette surface. Pour les électrons de la surface supérieure (côté source) on note que les électrons sont bien collectés sur l'électrode CS en $R=0.2$ et

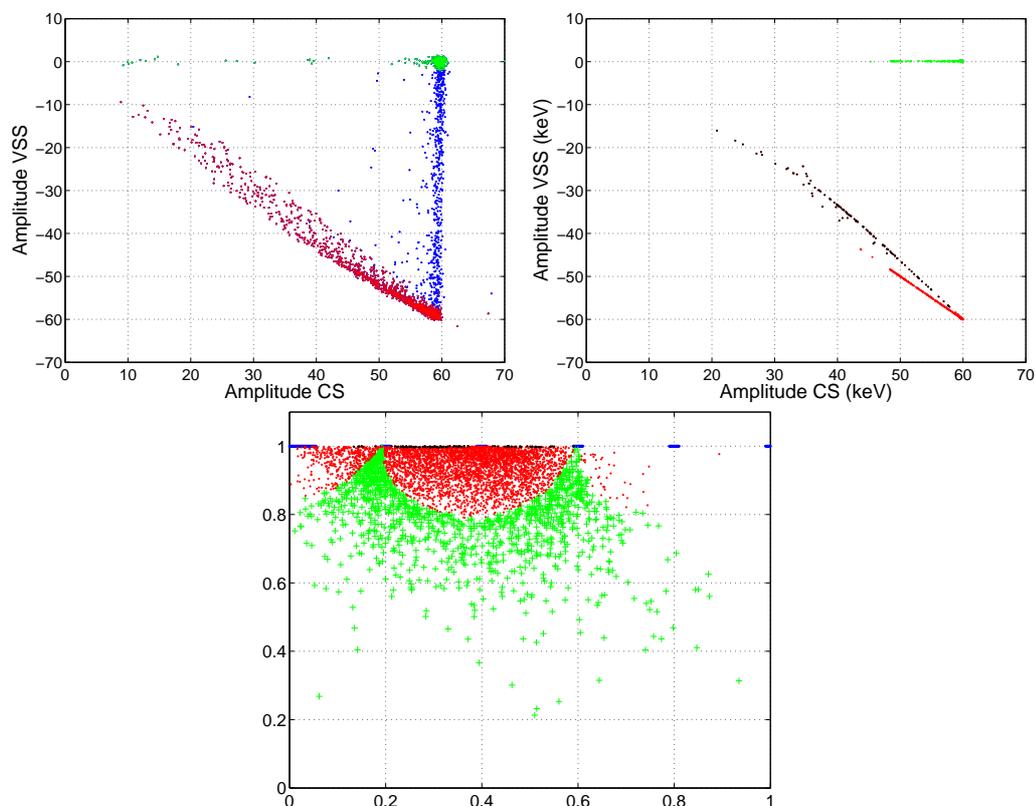


FIG. 5.12 – **En haut à gauche** : tracé expérimental de l'amplitude VSS en fonction de l'amplitude CS avec en rouge les évènements donnant plus de 2 keV sur l'électrode VSS (évènements proches des surfaces), en vert les évènements de volume et en bleu les évènements mixtes à collecte complète. **En haut à droite** : Graphique simulé de l'amplitude VSS en fonction de l'amplitude CS correspondant pour les mêmes conditions de polarisation. Cette simulation ne tient pas compte de l'interaction coulombienne et de la diffusion. Elle ne peut donc pas rendre compte des évènements mixtes (partage de la collecte des trous entre les électrodes VSS et CI). Les points rouges représentent les évènements avec une charge induite sur VSS supérieure à 2 keV : ces évènements sont bien collectés. On observe une distribution entre 48 et 59.5 keV à cause des évènements qui ont subi une interaction Compton en dehors du détecteur avant de laisser le reste de leur énergie dans le détecteur. Les points verts représentent les évènements de volume qui ne déposent pas plus de 2 keV sur l'électrode VSS. Les points noirs représentent les évènements dont la collecte des trous se fait sur les surfaces libres. **En bas** : Simulation GEANT 3 de γ de 59.5 keV provenant d'une source d'américium (5000 évènements simulés). L'axe des ordonnées correspond à l'axe de symétrie du détecteur. Le code couleur est le même que la figure en haut à droite. Les conditions de polarisation sont celles de l'expérience : VSS=-0.75V, CS=+2V, VSI=0.75V, CI=-2V, GS=+0.5V, GI=-0.5V.

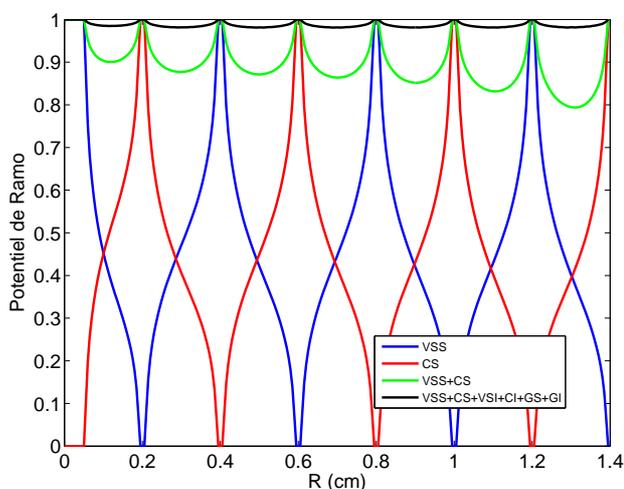


FIG. 5.13 – Potentiels de Ramo en $Z=+1$ cm (sur la surface supérieure) associés aux électrodes CS et VSS en fonction de la position radiale (R) dans le détecteur. La somme des potentiels de Ramo associés aux électrodes CS et VSS est tracée en vert. La somme de tous les potentiels de Ramo associés à toutes les électrodes de collecte du détecteur est tracée en noir. La position des électrodes est donnée sur la figure 5.3.

$R=0.6$ cm. Dans ce cas, aucun électron n'est collecté sur les surfaces libres car les lignes de champ d'où qu'elles viennent dans le détecteur sont focalisées (on verra ceci figure 7.17) au voisinage du centre de l'électrode.

Les trous de la surface inférieure (côté opposé à la source) sont eux aussi bien collectés sur l'électrode (en $R=0.2, 0.6$ cm). En revanche, si on observe la position finale des trous qui sont collectés sur la surface supérieure, on note que ceux-ci ne sont pas tous collectés sur une électrode mais parfois sur les surfaces libres entre les électrodes. Dans ce cas, les lignes de champ ne sont pas toutes focalisées sur l'électrode (cf figure 3.5). Pour ce type d'évènement toute la charge n'est pas collectée sur les électrodes (ce sont les évènements noirs de la figure 5.12 en haut à droite et en bas). Ce piégeage d'un type de porteur affecte donc la collecte sur les électrodes VSS et CS. Ceci peut donc conduire à des évènements à bas rendement d'ionisation (cf figure 5.15).

Ce type de simulation ne peut rendre compte de manière quantitative du fonctionnement du détecteur (notamment car ici l'expansion coulombienne n'est pas prise en compte et que dans ce cas le détecteur est considéré comme totalement non-dégradé) mais permet d'expliquer de manière qualitative la présence de nombreux évènements à bas rendement d'ionisation (avant sélection des évènements de volume).

En effet, les évènements dont une partie de la charge arrive sur les surfaces

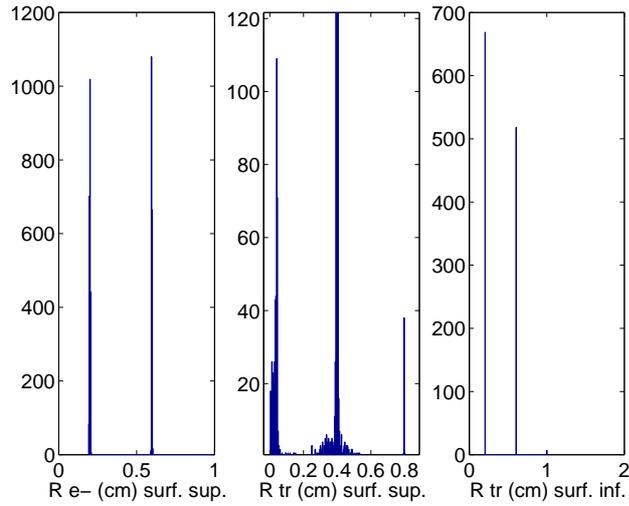


FIG. 5.14 – Simulation du nombre de coups en fonction de la position radiale des électrons et des trous après dérive dans le détecteur pour un dépôt d'énergie effectué par une source de ^{241}Am . Les conditions de polarisation simulées sont $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V. La position des électrodes est donnée sur la figure 5.3. Les électrons dont la collecte se fait sur l'électrode CS sont collectés sur les parties métallisées qui constituent les électrodes CS en $R=0.2$ et $R=0.6$ cm. Les trous qui ont dérivés vers la surface inférieure sont eux aussi bien collectés sur l'électrode CI en $R=0.2$ et $R=0.6$ cm. Par contre certains trous dont la collecte devrait se faire sur l'électrode VSS ($R=0.4$ cm) peuvent être piégés entre les électrodes CS et VSS à cause des lignes de champ qui coupent les surfaces libres.

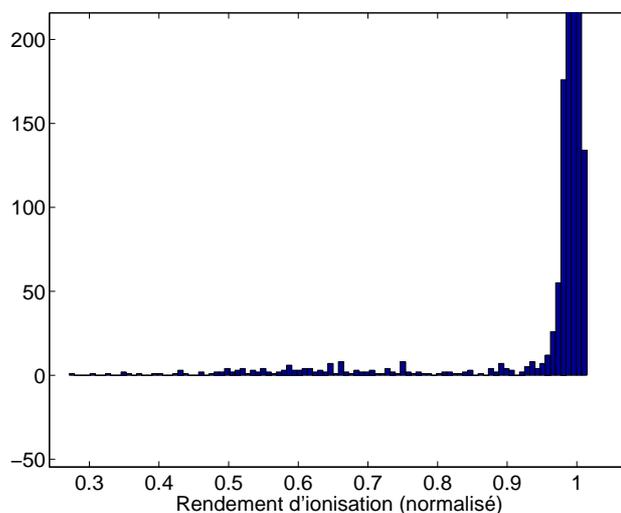


FIG. 5.15 – Histogramme du rendement d’ionisation simulé d’une expérience avec de l’ ^{241}Am . L’essentiel des évènements est bien collecté et donc le plus souvent le rendement d’ionisation est de 100%. Les évènements donnant lieu à du dépôt de charge entre les électrodes sont à des rendements d’ionisation situés entre 30 et 100% (Polarisation du détecteur : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V).

libres sont des évènements à faible rendement d’ionisation puisque toute la charge n’est pas collectée. La figure 5.16 montre la proportion des évènements dont le rendement d’ionisation est inférieur à 80% en fonction du nombre d’évènements acquis. La proportion des évènements dont le rendement d’ionisation est inférieur à 80% diminue en fonction du temps jusqu’à atteindre une stabilisation. Au début les surfaces libres ne comportent pas de charge piégée. Puis quand les charges piégées sont suffisamment importantes pour former un contre-champ, il y a moins d’évènements à bas rendement d’ionisation car les surfaces libres sont ”saturées”. Les charges qui étaient piégées sur les surfaces libres (et qui donnaient un mauvais rendement d’ionisation) sont désormais collectées sur l’électrode CI. Ce phénomène est étudié dans le paragraphe suivant.

5.3.3 Évolution du détecteur

L’observation de la proportion des charges qui est collectée sur chaque électrode en fonction du temps permet de voir une évolution du détecteur qui n’était pas forcément visible en observant simplement l’évolution des amplitudes collectées dans le temps. On sélectionne les évènements dont la collecte

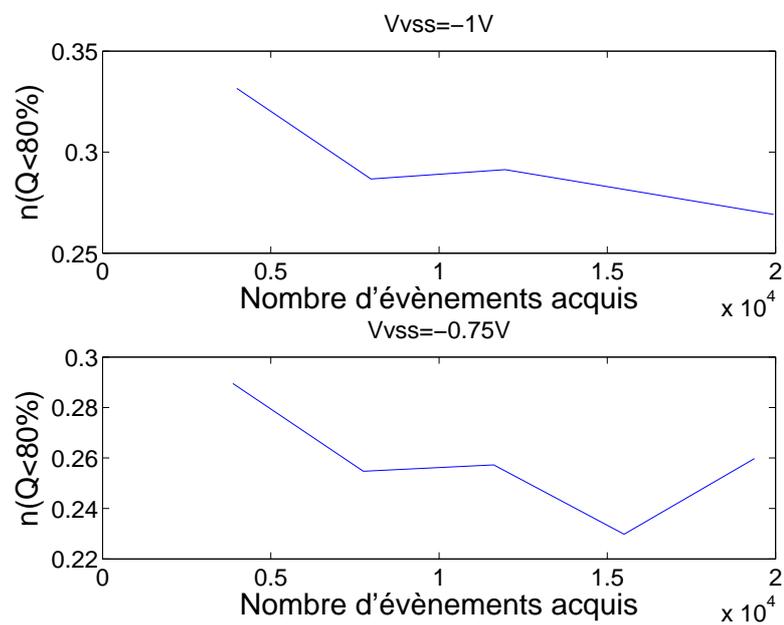


FIG. 5.16 – Évolution de la proportion d'évènements dont le rendement d'ionisation est inférieur à 80% en fonction du nombre d'évènements acquis. (Figure du haut : $V_{VSS} = -1$ V, $V_{CS} = +2$ V, $V_{VSI} = 1$ V, $V_{CI} = -2$ V, $V_{GS} = +0.5$ V, $V_{GI} = -0.5$ V, Figure du bas : $V_{VSS} = -0.75$ V, $V_{CS} = +2$ V, $V_{VSI} = 0.75$ V, $V_{CI} = -2$ V, $V_{GS} = +0.5$ V, $V_{GI} = -0.5$ V))

de charge est totale sur le pic de 60 keV (ionisation) et on trace la moyenne glissante de la proportion des charges (Q_i/Q) collectée sur chaque électrode en fonction du nombre d'évènements ayant interagi dans le détecteur dans le temps (figure 5.17).

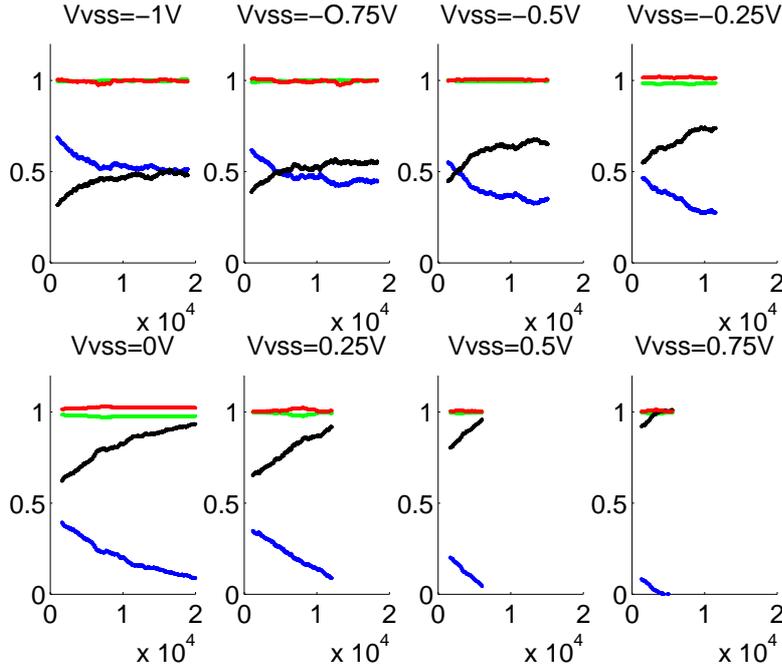


FIG. 5.17 – Moyenne glissante (sur 300 points) de la proportion des charges collectées sur chaque électrode $|Q_i|/Q$ en fonction du nombre d'évènements acquis (en bleu : $|Q_{VSS}|/Q$, en vert : $|Q_{CS}|/Q$, en noir : $|Q_{CI}|/Q$, en rouge : $(|Q_{CI}| + |Q_{VSS}|)/Q$). (Polarisation du détecteur : $V_{VSS} = -V_{VSI}$, $V_{CS} = +2$ V, $V_{CI} = -2$ V, $V_{GS} = +0.5$ V, $V_{GI} = -0.5$ V, la valeur de V_{VSS} est précisée en haut des graphiques).

La quantité de charges collectées sur l'électrode CS est toujours égale à la somme de ce qui est collecté sur les électrodes VSS et CI (au signe près). Par contre, on observe que quelle que soit la polarisation, la proportion des charges collectées sur VSS diminue au profit de la collecte sur l'électrode CI, vraisemblablement à cause du piégeage des trous en surface proche de l'électrode VSS, et pouvant former un contre-champ. Pour les valeurs de $V_{VSS} = -1$ V, $V_{VSS} = -0.75$ V, $V_{VSS} = -0.5$ V et $V_{VSS} = -0.25$ V on observe qu'il y a une stabilisation de cette évolution. Pour les valeurs supérieures de V_{VSS} , la proportion des charges collectées sur VSS devient nulle (le rejet des évènements de surface devient impossible) après un temps qui est d'autant plus court que la valeur de VSS est élevée. Malgré cette dégradation, on note

que la quantité de trous et d'électrons collectés est toujours égale (car pour chaque évènement la quantité de charges piégées est faible).

Il faut noter que cette évolution est importante sur ces expériences car elles ont été réalisées en laboratoire de surface et que les rayons cosmiques jouent un rôle très important sur la dégradation. Le taux de muons cosmiques est d'environ $1 \text{ muon cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ [86] et ils sont susceptibles de déposer une énergie dans le germanium d'environ 10 MeV par centimètre de parcours [87]. La quantité de paires électron-trou créées par les muons cosmiques peut donc être évaluée à environ 5×10^8 paires électron-trou par minute dans le détecteur. C'est bien la contribution majeure à la dégradation du bolomètre : la source ne crée qu'environ 10^6 paires électron-trou dans le détecteur par minute. Le rayonnement infrarouge résiduel peut aussi causer une dégradation, mais un soin particulier a été apporté au cryostat afin de se prémunir contre ce type de problème. Il faut ajouter que cette évolution est d'autant plus visible ici qu'une grande partie des évènements de l'américium interagit dans les zones frontières entre les évènements de volume et de surface (une analyse avec une source interagissant de manière homogène dans tout le volume ne montrerait pas de telles évolutions de la proportion des charges collectées). L'étude avec une source de ^{133}Ba (γ de 356 keV) en site souterrain ne montre pas une telle évolution (cf figure 5.24 en bas). Ceci est en partie dû au fait que la dégradation est beaucoup plus faible au laboratoire souterrain de Modane. En effet, lors d'une calibration baryum, le nombre de paires électron-trou créées n'est que d'environ 10^6 par minute. De plus le fait que la source de ^{241}Am produise des évènements localisés très proches de la surface de séparation du volume fiduciel et du volume des évènements proches de la surface permet de mettre l'évolution du détecteur en exergue.

5.4 Transitoire des signaux

5.4.1 Principe de la localisation d'évènements avec le temps de montée des signaux d'ionisation

La bande passante de notre électronique étant suffisamment large (≈ 7 MHz), il est possible de résoudre le transitoire des signaux ionisation (d'une durée typique de $1 \mu\text{s}$). La figure 5.18 montre la forme d'un évènement moyen du volume fiduciel au voisinage de la surface supérieure du bolomètre. On distingue clairement la structure des signaux liée au temps de déplacement des porteurs vers les électrodes de collecte.

La forme du signal transitoire est liée à la variation du potentiel de Ramo (cf 2.2.4). Sur la figure 3.8 (carte du potentiel de Ramo de la voie CS) on

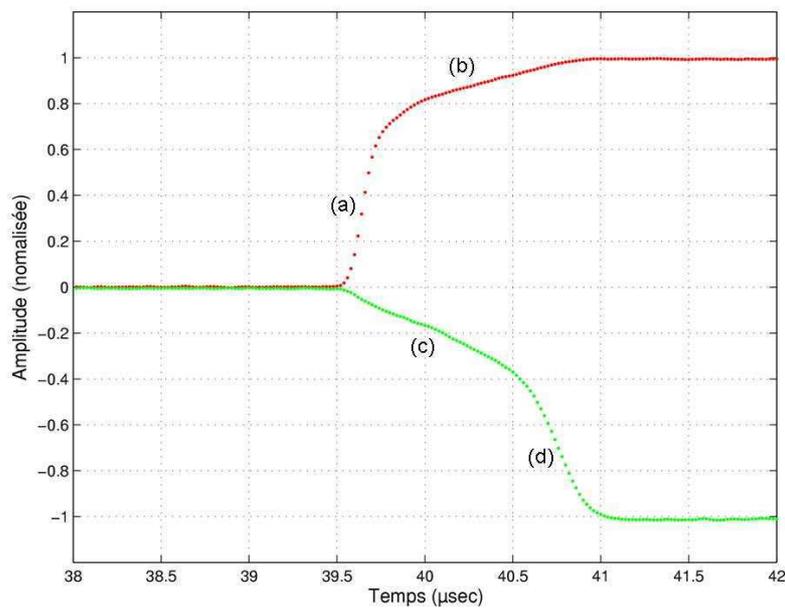


FIG. 5.18 – Signal transitoire moyenné sur les électrodes CI et CS lors d'évènements où la collecte se fait sur CS et CI uniquement (CS en rouge, CI en vert). Ce type d'évènements provient d'un γ de la source de ^{241}Am ayant interagi au voisinage de la surface supérieure mais dans le volume fiduciel car ces évènements ne déposent pas de charges sur l'électrode VSS.

note que la variation de ce potentiel est importante proche de l'électrode CS. L'essentiel de la charge est donc développé quand les porteurs sont proches de l'électrode.

Sur la figure 5.18, le dépôt de charge a lieu dans le volume fiduciel mais à côté de la surface supérieure, donc au voisinage de l'électrode CS et loin de l'électrode CI. La collecte des trous est plus lente que celle des électrons car dans ce cas les trous doivent parcourir toute la hauteur du bolomètre pour atteindre l'électrode où ils sont collectés (électrodes CI). Les électrons sont très proches de l'électrode où ils sont collectés (électrodes CS).

Le signal développé sur CS qui collecte les électrons (en rouge) présente dans un premier temps un front de montée rapide (a) puis une croissance plus lente du développement du signal (b). Le front de montée rapide (a) correspond à la partie du signal développée par les électrons lors de leur collecte sur CS ajoutée de celle des trous qui s'éloignent de l'électrode CS en direction de l'électrode CI (à la fin de ce front de montée rapide tous les électrons sont collectés sur CS mais les trous ne sont pas encore collectés). La seconde partie (b) correspond au développement du signal par les trous seuls lors de leur parcours à travers le détecteur.

En revanche le signal développé sur l'électrode CI présente dans un premier temps une variation lente du signal (c) qui correspond à la dérive des électrons et des trous loin de l'électrode CI (loin de cette électrode la variation du potentiel de collecte en fonction de la distance est lente). Puis la variation du signal devient plus importante (d) lorsque les trous s'approchent de l'électrode de collecte (la variation de potentiel de Ramo de l'électrode CI en fonction de la distance y est plus importante). Ainsi l'analyse du front de montée des signaux permet de localiser la position d'impact de la particule dans le détecteur.

Le temps de montée des signaux est plus long dans un bolomètre à électrodes interdigitées (supérieur à $1 \mu s$) que dans un bolomètre à électrodes planaires (quelques centaines de nanosecondes) car le champ moyen dans le volume est plus faible. Dans ce cas, une électronique d'une bande passante de 7 MHz est tout à fait suffisante pour observer le transitoire des signaux.

5.4.2 Application à la comparaison des événements de volume et de surface

Il est possible de préciser la position d'interaction dans le bolomètre en comparant la forme des signaux transitoires aux simulations de transport de charge [81]. Le principe de rejet des événements de surface que l'on a décrit précédemment est complètement indépendant de ce type de mesure

résolue en temps, mais une localisation par observation du temps de montée des signaux peut apporter une redondance qui pourrait être très appréciable. En pratique cette localisation est toutefois rendue difficile à basse énergie à cause de la diminution du rapport signal/bruit [57].

Cette propriété peut également être utilisée comme outil de diagnostic des signaux (cf figure 5.19 où on voit le signal transitoire de signaux d'ionisation des voies CS et CI pour différents lieux de dépôt d'énergie par des neutrons du fond radioactif du laboratoire dans le détecteur). Si l'énergie de l'évènement est suffisamment élevée, on distingue clairement la différence entre un signal provenant de la face supérieure, inférieure ou du centre du bolomètre grâce à l'analyse des temps de montée du signal.

Cette analyse de forme permet d'avoir le maximum possible d'informations sur les évènements notamment des reculs nucléaires qui pourraient être observés en prise de données de recherche de matière noire. Cela pourra constituer un argument très fort pour valider la présomption d'avoir observé un WIMP (les WIMPs interagissent de manière homogène dans le volume du détecteur).

5.4.3 Application au cas des évènements des zones de champ faible

Comme dit précédemment, le détecteur présente des zones de champ faible. La comparaison des signaux avec des simulations de dérive des charges dans le bolomètre [81] permet d'identifier les évènements provenant des zones de champ faible. La figure 5.20 présente la comparaison des signaux transitoires expérimentaux et simulés pour un évènement de 60 keV provenant d'une zone de champ faible localisé sur la surface supérieure du détecteur [79]. La ressemblance des signaux simulés dans une zone de champ faible et du signal mesuré tend à montrer que cet évènement a bien eu lieu dans une zone de champ faible. Or la collecte de cette évènement est complète. Les zones de champ faible ne semblent donc pas être des zones à mauvaise collecte de charge bien que le champ y soit faible.

5.5 Calibration Baryum en site souterrain

Une calibration γ à plus haute statistique à été effectuée sur le même détecteur au laboratoire souterrain de Modane dans le cryostat EDELWEISS II avec une source de ^{133}Ba . Ce test permet d'évaluer les capacités rejet du détecteur aux évènements γ . Le ^{133}Ba émet des γ de 356 keV. Ce rayonnement est suffisamment pénétrant pour que les γ de la source puissent atteindre le

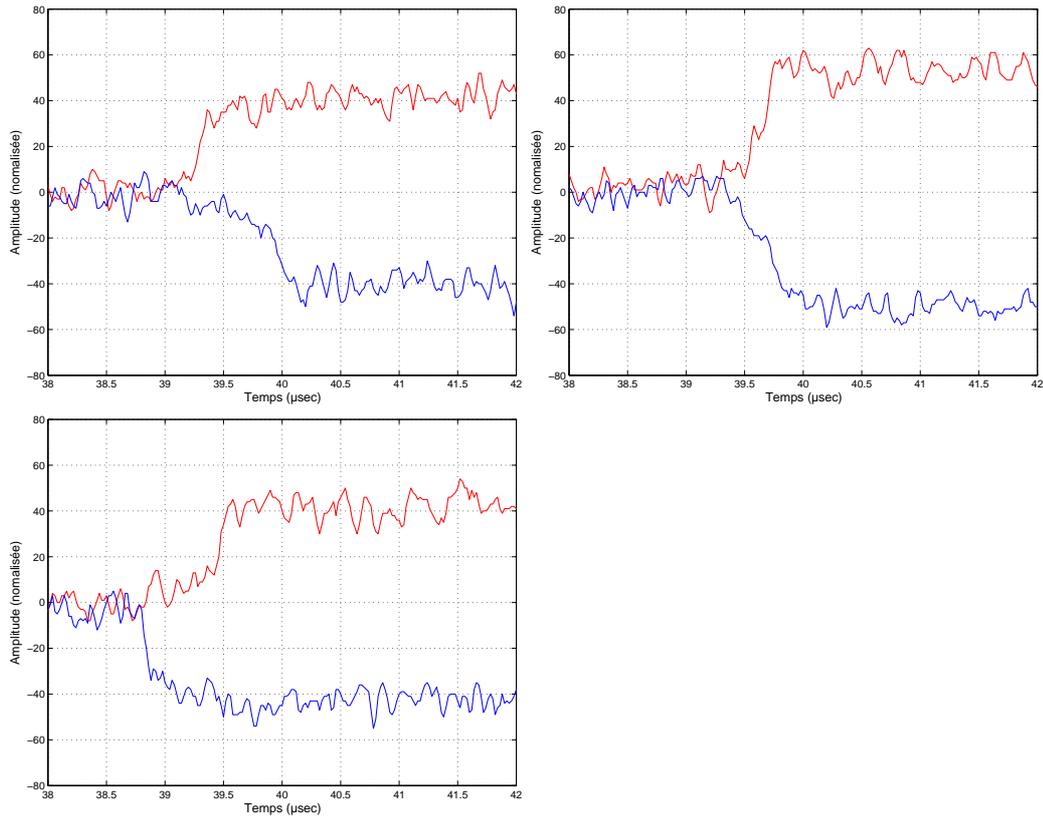


FIG. 5.19 – Signaux transitoires observés sur les électrodes CS (en rouge) et CI (en bleu) pour trois évènements pris dans la bande de recul nucléaire (évènements du bruit de fond de neutron du laboratoire). En haut à gauche, un évènement au voisinage de la face supérieure du bolomètre, en haut à droite un évènement dans le centre du bolomètre et en bas près de la face inférieure du bolomètre (coté VSI). L'amplitude ionisation de ces évènements est d'environ 40 keV.

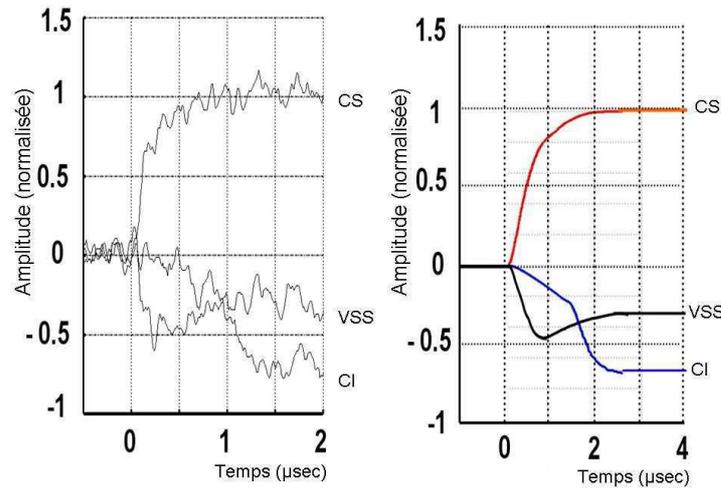


FIG. 5.20 – À gauche : Mesure résolue en temps des signaux de charge pour un γ de 60 keV provenant d'une zone de champ faible localisée à la surface supérieure du détecteur. Les amplitudes sont normalisées à l'unité pour un photon de 60 keV. Cet évènement montre une collecte totale des électrons sur l'électrode CS alors que les trous sont partagés entre les électrodes VSS et CI. À droite : Simulation d'un évènement proche d'un point de champ nul. Cette simulation tient compte de la répulsion coulombienne des porteurs et de l'anisotropie de transport des porteurs dans le germanium. La ressemblance avec le signal expérimental indique que cet évènement a bien eu lieu dans une zone de champ faible. Ainsi, ce type d'évènement d'une part est à collecte complète de charge et d'autre part sera de toute manière rejeté du fait de son signal sur VSS. On note cependant une différence d'un facteur environ deux de l'échelle de temps entre les signaux expérimentaux et les simulations. Cette différence provient du fait que, dans les simulations, les lois de vitesse des porteurs utilisées sont prises à plus haute température (8K). Les données précises de mobilité des porteurs aux températures cryogéniques sont encore manquantes. (figure tirée de [79]).

détecteur depuis l'extérieur du cryostat. Pour ces énergies le processus Compton est important et les γ peuvent pénétrer le volume central du détecteur.

Entre chaque prise de données une régénération est effectuée : les électrodes du bolomètre sont placées en court-circuit et le bolomètre est irradié pendant une durée de 1 heure au moins avec deux sources de ^{60}Co qui émet des γ de haute énergie (1.17 et 1.33 MeV). La durée maximale entre deux régénérations est de 24h. Pour cette calibration, la carte de champ du bolomètre a été modifiée par rapport au début du chapitre car les polarisations appliquées sur les électrodes CS et VSS sont inversées ainsi que sur les électrodes CI et VSI. Ceci permet d'augmenter le volume fiduciel (à environ 61% selon les calculs électrostatiques) mais engendre des problèmes qui sont détaillés plus loin (le volume fiduciel correspondant à ces conditions de polarisation est présenté sur la figure 6.4). Les conditions de polarisation sont donc les suivantes : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V.

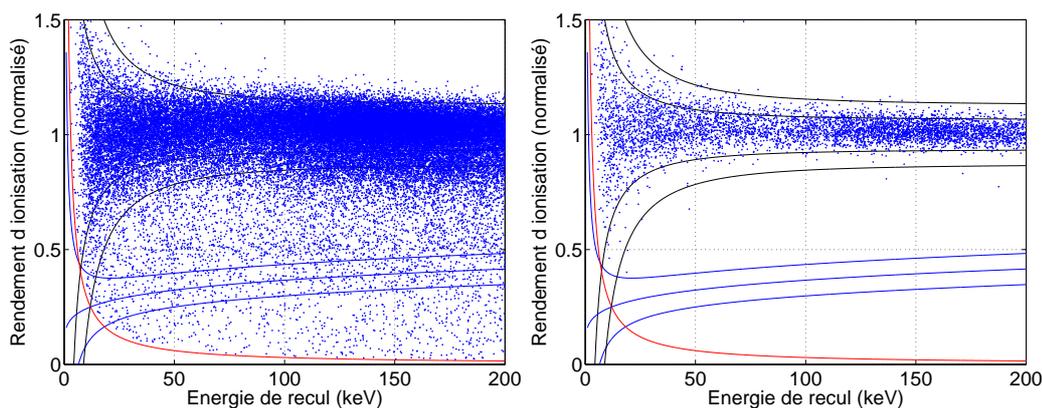


FIG. 5.21 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul sans sélection des événements de volume (à gauche) et après sélection des événements de volume (ainsi que l'élimination des événements de garde) pour une calibration effectuée avec une source de baryum à Modane. Conditions de polarisation : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V.

L'intérêt de tels tests en site souterrain est notamment d'éliminer complètement le fond neutron de la mesure.

Le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul est tracé figure 5.21. La statistique de cette calibration est de 49329 événements avant coupures (dans la gamme d'énergie inférieure à 200 keV). Après sélection des événements du volume fiduciel, il reste 8578 événements. On remarque que la

bande de recul nucléaire est complètement nettoyée. Il en résulte une estimation du pouvoir de rejet du détecteur pour les γ de cette gamme d'énergie :

$$\text{Pouvoir de rejet } \gamma > \frac{49329 - 1}{49329} \approx 99.998\%$$

Le nombre d'évènements sélectionnés est de 17% ce qui représente un écart important par rapport à l'estimation du volume fiduciel par un calcul électrostatique (61 %). 72% du nombre total des évènements est éliminé lors de la sélection des évènements ne donnant pas de collecte sur les gardes. Ceci provient d'un grand nombre d'évènements à partage de charge (cf figure 5.25) entre les voies GS et CS (38% du nombre total d'évènements) et des évènements à partage de charge entre les voies CI et GI (20% du nombre total d'évènements).

Une première explication pourrait être qu'il s'agit de dépôts multiples. Pour les énergies considérées, le processus Compton est important et donc le taux d'évènements multiples (plusieurs zones de dépôt de charge dans le détecteur) est élevé. En effet, si un évènement donne lieu à un dépôt multiple et qu'il interagit dans une zone proche de la surface et dans le centre du bolomètre, il est rejeté comme évènement de surface.

Une simulation du dispositif expérimental a été effectuée avec le logiciel GEANT3. Lors de l'expérience, la source de baryum est placée à l'extérieur du cryostat et les photons doivent traverser les écrans du cryostat. Notre simulation ne tient pas compte de toute la géométrie du cryostat mais simule simplement une source de baryum à l'extérieur du boîtier de cuivre du détecteur pour connaître approximativement le taux d'évènements multiples dans le détecteur et s'il peut rendre compte (au moins en ordre de grandeur) du faible nombre d'évènements sélectionnés comme évènements du volume fiduciel dans ces conditions expérimentales.

Les positions de dépôts d'énergie dans le détecteur simulées avec le logiciel GEANT 3 sont données figure 5.22. On observe que le nombre d'évènements multiples est aussi important que les évènements à dépôt unique (48% de multiples). Sur cette figure, les évènements simples sont entourés d'un rond noir et les évènements à dépôts multiples notés simplement par un point.

Selon la simulation, la proportion d'évènements (entre 0 et 200 keV) ne donnant pas lieu à de la collecte de charge soit sur VSS, VSI, GS ou GI est de 51%. La simulation ne concorde donc pas avec les résultats expérimentaux. Ainsi, la faible proportion des évènements sélectionnés comme évènements de volume dans les données expérimentales (17%) ne semble donc pas explicable par la grande quantité d'évènements multiples ou par des positions de dépôt de charge qui ne sont pas vraiment répartis de manière homogène dans le volume.

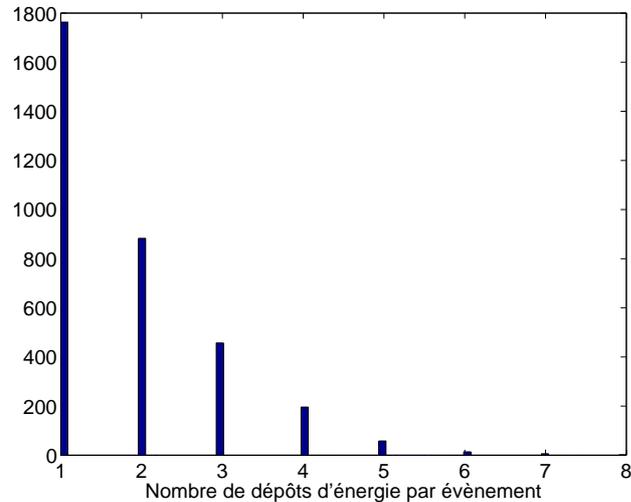


FIG. 5.22 – Histogramme du nombre d'évènements en fonction du nombre de dépôts d'énergie par évènement (simulé avec le logiciel GEANT3). Le nombre d'évènements simulés est de 3300.

Cela étant, il convient de considérer plus en détail la carte du champ de collecte pour les conditions de polarisation de ces expériences (figure 5.26). On constate l'existence de lignes de champ du volume fiduciel venant au contact de l'électrode de garde dans des zones étendues à faible champ. On a donc une population importante de dépôts d'énergie donnant de la division de charge entre les voies gardes et collectrices, qui est éliminée par les coupures de sélection : d'où une explication plausible du désaccord observé. Des expériences réalisées avec de nouvelles conditions de polarisation ont permis d'éliminer ce problème en permutant les voies veto-surface et collectrices (figure 5.3). Dans ce cas la géométrie du champ est mieux adaptée à la collecte de charge.

5.5.1 Évolution dans le temps de la réponse du détecteur

Nous avons étudié en laboratoire de surface l'évolution dans le temps des détecteurs (paragraphe 5.3.3). Cette évolution avait été reliée à la quantité d'énergie totale déposée dans le détecteur (notamment par les muons cosmiques). Les expériences en site souterrain vont nous permettre d'éclaircir ce point et d'étudier la dérive de la collecte sur les électrodes de garde, ce qui n'avait pas été fait auparavant.

La figure 5.24 montre la moyenne glissante de la proportion des charges (Q_i/Q) collectée sur chaque électrode en fonction du nombre d'évènements

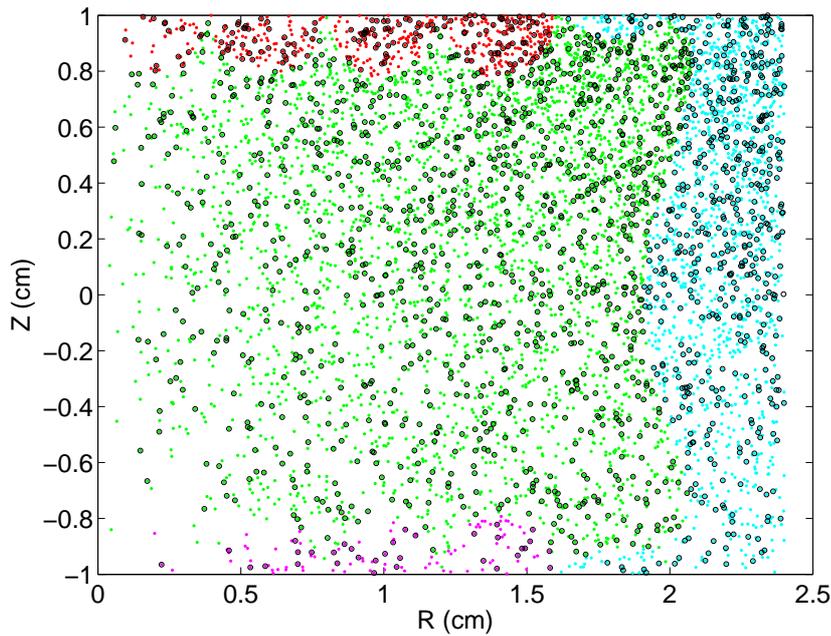


FIG. 5.23 – Simulation de la position des dépôts d'énergie dans une expérience de baryum. En vert, sont représentés les évènements de centre, en rouge, les évènements donnant de la collecte sur VSS, en magenta, les évènements donnant de la collecte sur VSI, et en cyan les évènements de garde. Les évènements entourés d'un rond noir sont les évènements à dépôt d'énergie unique, les autres présentent au moins deux zones de dépôt d'énergie dans le détecteur. La source de baryum est placée sur la surface supérieure du bolomètre.

interagissant dans le détecteur après exclusion des événements de garde. Une nette évolution est visible lorsqu'on observe tous les événements dans le temps. En revanche, après sélection des événements qui ne donnent pas lieu à de la collecte sur les électrodes GS et GI, la proportion des charges collectées est stable.

Ceci peut être mis en relation avec les caractéristiques de collecte sur les gardes. En effet, si on observe l'amplitude des charges collectées sur une garde en fonction de l'autre garde ($amplitude_{GI} = f(amplitude_{GS})$), on remarque une asymétrie de collecte entre les deux voies (cf figure 5.25 à gauche). Le partage de charge entre les électrodes CS et GS est plus important que le partage de charge entre les électrodes CI et GI. On note une diminution de l'évolution du rapport $\frac{amplitude_{GS}}{amplitude_{GI}}$ en fonction du temps (cf figure 5.25) qui semble indiquer du piégeage dans le détecteur proche de l'électrode GS. Mais cette asymétrie existe déjà au début de la prise de données où le bolomètre devrait être complètement régénéré. Et si l'on inverse le signe de toutes les tensions de polarisation, on observe le même phénomène sur la garde GI : ce phénomène ne semble donc pas lié au détecteur comme par exemple à une mauvaise régénération, mais être inhérent à la nature des charges collectées sur les électrodes.

Comme on l'a vu précédemment, la figure 5.26 montre la présence de lignes de champ qui tangentent la surface des électrodes de garde pour des événements dits de volume. De plus il faut noter la présence de zones de bas champ sous les électrodes de garde. Cette zone représente donc un terrain propice au piégeage de charge.

C'est vraisemblablement une accumulation de charges qui provoque l'évolution de $\frac{amplitude_{GS}}{amplitude_{GI}}$. Mais les raisons qui font que ce phénomène n'est pas symétrique à l'inversion du signe des tensions de polarisation sont encore obscures. Peut-être un type de porteur est plus piégé que l'autre.

Les conditions de polarisation de la figure 5.3 semblent plus appropriées car elles ne comportent pas de lignes de champ du volume fiduciel venant tangentent les électrodes de garde. Le prix à payer est une diminution du volume fiduciel de 60% à environ 36%. Cette différence est importante sur ce prototype mais elle est diminuée sur les bolomètres à venir car l'essentiel du volume fiduciel est perdu sur les gardes (52%) et seulement 12% sur les électrodes VSS et VSI.

Mais même pour cette géométrie, il existe des zones de champ faible sous les gardes car, d'une part, les tensions de polarisation sur les gardes doivent être faibles pour que le champ soit du même ordre que celui imposé dans volume fiduciel (environ 0.5 V.cm^{-1}) et que les électrodes de garde présentent des parties métallisées ce qui implique des champs faibles en particulier dans le coin de l'électrode de garde et donc un grand volume où le piégeage peut

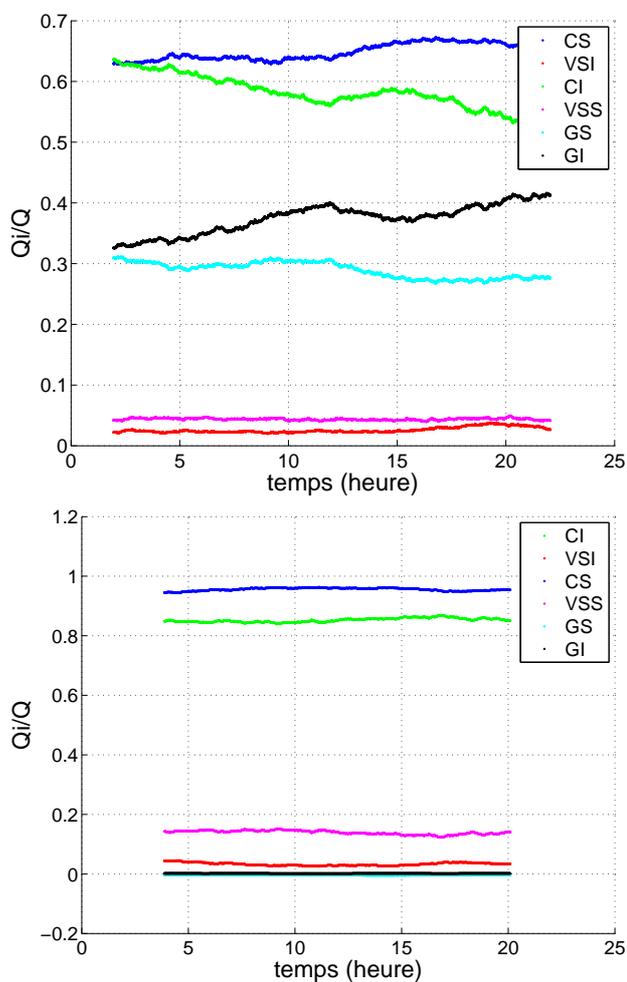


FIG. 5.24 – Moyenne glissante de la proportion des charges ($|Q_i|/Q$) collectée sur chaque électrode en fonction du nombre d'évènements interagissant dans le détecteur après exclusion des évènements de garde au cours d'une calibration de ^{133}Ba d'une durée de 24 h. En bleu : $|Q_{CS}|/Q$, en rouge : $|Q_{VSI}|/Q$, en vert : $|Q_{CI}|/Q$, en magenta : $|Q_{VSS}|/Q$, en bleu clair : $|Q_{GS}|/Q$, en noir : $|Q_{GI}|/Q$. En haut : évolution de tous les évènements compris dans le détecteur. En bas : évolution des évènements qui ne donnent pas lieu à de la collecte de charge sur GS ou GI.

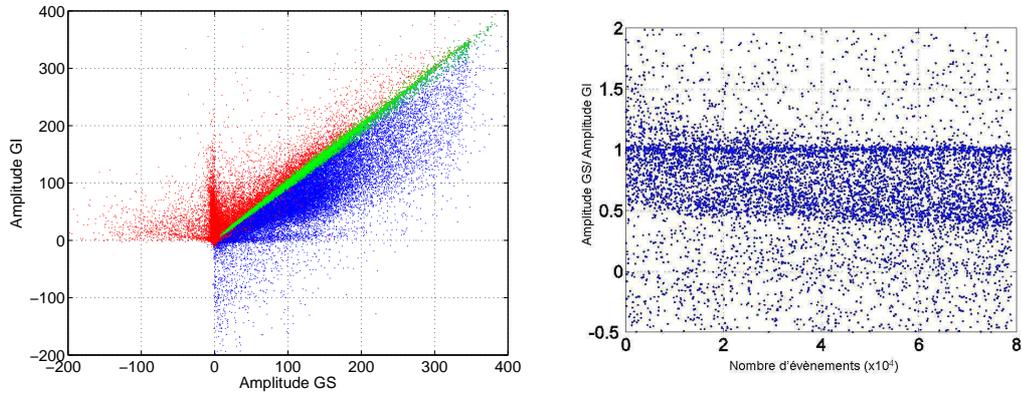


FIG. 5.25 – À gauche : Tracé de l’amplitude GI en fonction de l’amplitude GS (en valeur absolue) avec en vert les évènements ”pure garde” (pas de collecte sur les autres voies), en rouge les évènements avec du partage de charge entre les voies VSI et GI et en bleu les évènements avec du partage de charge entre les voies VSS et GI. À droite : évolution du rapport GS/GI en fonction du temps lors d’une prise de données de 22 heures (pour tous les évènements et pas seulement les évènements ”pure garde”).

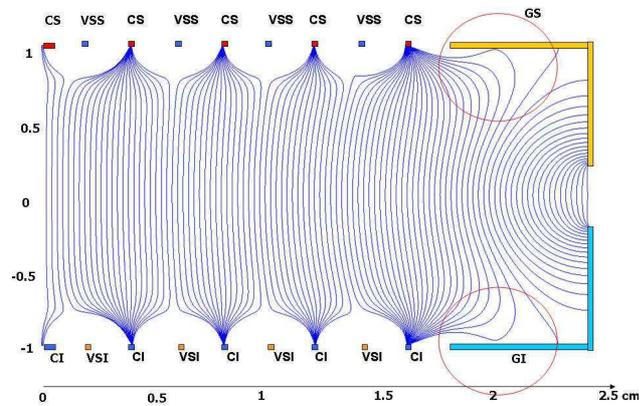


FIG. 5.26 – Lignes de champ dans le bolomètre pour les tensions de polarisation suivantes : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V mais en permutant les électrodes VSS et CS puis les électrodes VSI et CI par rapport à la disposition utilisée dans la figure 5.3. On note la présence de lignes de champ partant de l’électrode CS et venant tangenter les gardes (zones cerclées en rouge sur la figure).

être important.

Cependant il est possible d'envisager un détecteur à électrodes interdigitées dont les gardes ont tout simplement été éliminées et remplacées par le prolongement de l'alternance des électrodes collectrices et de veto-surface. Cette configuration devrait permettre d'éliminer les zones de champ faible sous les gardes, d'augmenter le volume fiduciel tout en diminuant le nombre d'électrodes de collecte (4 à la place de 6).

Sur la figure 5.27 on observe l'évolution de la proportion des charges collectées en fonction du temps pour de bonnes conditions de polarisation (celle de la figure 5.3). Aucune dérive significative n'est apparente. De plus, la proportion d'évènements du volume fiduciel est désormais en accord avec les prédictions théoriques à cause de la diminution des évènements à partage de charge.

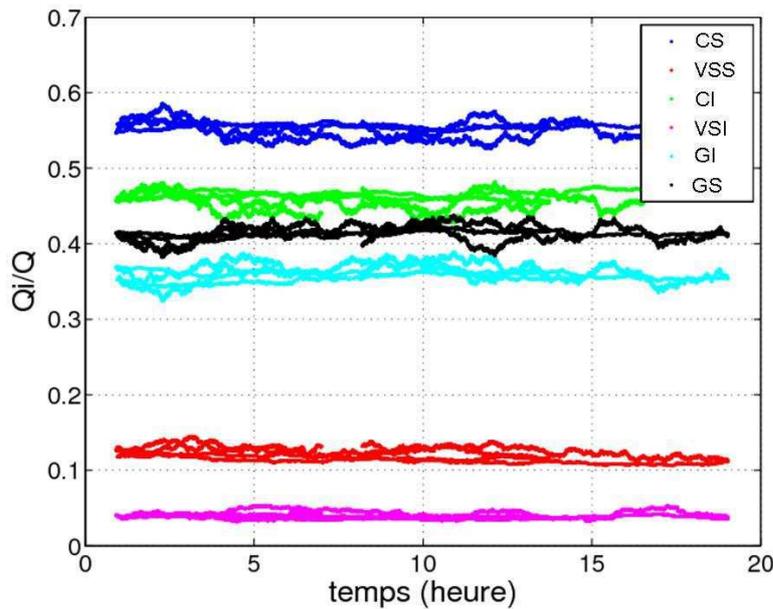


FIG. 5.27 – Évolution de la proportion des charges sur les différentes électrodes lors de plusieurs prises de données d'environ 20 heures pour des conditions de polarisations de la figure 5.3 : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V. Ces données proviennent du bolomètre en cours d'étude ID401 qui est un bolomètre avec les mêmes caractéristiques qu'ID201 mais avec une masse de 400g (Les données avec ce type de polarisation exacte et une source de ^{133}Ba ne sont pas disponibles pour le bolomètre ID201).

5.5.2 Dépôts multiples

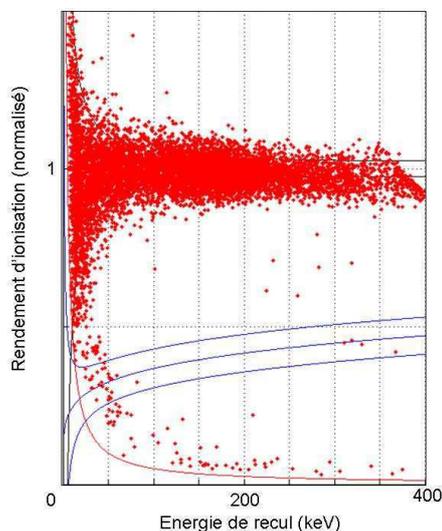


FIG. 5.28 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul pour une expérience faite avec une source de baryum (conditions de polarisation $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V) avec une sélection des évènements de volume mais avec des contraintes relâchées sur les gardes (par comparaison avec la figure 5.21), on accepte ici les évènements qui donnent moins de 20 keV sur les gardes.

La figure 5.28 présente le rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul pour la calibration baryum avec des contraintes relâchées sur la sélection des évènements : les évènements dont l’énergie déposée sur les électrodes de garde est inférieure à 20 keV sont acceptés. On note que l’on ne peut plus rejeter des évènements à bas rendement d’ionisation qui sont situés au dessus du seuil (ce qui est attendu). Cependant on remarque qu’à haute énergie de recul (autour de 300 keV) une autre population s’est formée à bas rendement d’ionisation. Dans le volume fiduciel, on ne remarque pas la présence d’évènements à bas rendement d’ionisation mais on sait que dans les gardes cela peut être le cas. Ces évènements qui produisent de la charge dans le volume fiduciel et dans les gardes s’apparentent à des évènements Compton (on ne remarque leur présence qu’à haute énergie) à dépôts multiples dans la garde et dans le centre du détecteur. Dans ces calibrations, plus de 2% des évènements de garde donnent un signal dans la bande de recul nucléaire (cf figure 5.21 à gauche). Si lors d’un dépôt multiple toute la charge n’est pas collectée sur la garde, on se retrouve avec un évènement à rendement d’ionisation faible et dont le rejet est difficile car la quantité

de charge qui est collectée sur la garde est également faible. Ces événements sont rares et arrivent plutôt à des énergies de recul élevées (donc pas dans la zone d'intérêt de l'expérience) mais ils indiquent qu'il est indispensable d'avoir une bonne résolution sur les voies de garde du détecteur.

Conclusion

Les expériences avec les γ de 60 keV de l'américium ont permis de vérifier le principe général de fonctionnement du détecteur : celui-ci se comporte dans les grandes lignes conformément aux simulations de champ. On observe qu'avant sélection des événements de volume, une partie des événements se trouve à bas rendement d'ionisation : ce sont des événements à mauvaise collecte pour lesquels des charges sont piégées sur les surfaces entre les électrodes. Ce type d'événements ne soulève pas de difficultés quant au rejet, car ils donnent de la collecte sur les électrodes de veto-surface (VSS ou VSI) et ne font donc pas partie du volume fiduciel.

La sélection des événements du volume fiduciel permet donc d'éliminer les événements à mauvaise collecte. Il reste quelques événements dans la bande de recul nucléaire lors des calibrations faites à Orsay à cause des événements du bruit de fond de neutrons. Mais une calibration γ à plus haute statistique (environ 50000 événements entre 0 et 200 keV) faite au laboratoire souterrain de Modane a permis de vérifier que la sélection des événements du volume fiduciel préserve la bande de recul nucléaire de tout signal parasite même si ce test a été effectué pour des conditions de polarisation qui conduisent à du piégeage de charge sous les électrodes de garde. Les événements qui sont vus dans la bande de recul nucléaire lors des calibrations ^{214}Am proviennent donc bien du fond neutron et le pouvoir de rejet du bolomètre aux γ semble donc très bon (supérieur à 99.998%).

Des calibrations γ à plus haute statistique ont été effectuées avec d'autres détecteurs du même type (avec une statistique de environ 200000 γ sur l'ensemble du détecteur). Il est ainsi possible d'affirmer que ce type de détecteur est capable de rejeter les 150000 événements (dans tout le volume du bolomètre) qui sont susceptibles de donner un signal dans le détecteur entre 0 et 200 keV pour une exposition de 1000 kg.jour (cf paragraphe 2.5.1).

On remarque que lors des calibrations à Orsay, la collecte des charges évolue différemment en fonction des conditions de polarisation mais il est possible de trouver des conditions pour lesquelles le détecteur fonctionne. Le taux d'événements au laboratoire souterrain de Modane étant beaucoup plus faible, il est possible de trouver des conditions de polarisation pour lesquelles le détecteur n'évolue pas lorsqu'il est en présence d'une source de ^{133}Ba (sous condition de faire une régénération toutes les 24 heures).

L'observation du transitoire des signaux, qui en pratique n'est pas nécessaire pour opérer la sélection des évènements fiduciel, a permis de vérifier que les évènements des zones de bas champ ne sont pas des zones à mauvaise collecte.

Chapitre 6

Réponse du détecteur à une source de neutrons

Les neutrons sont des particules neutres. Ils n'ont donc pas d'interactions électrostatiques avec les électrons ou les ions. En l'absence de réaction nucléaire, ils subissent uniquement des chocs élastiques de sorte qu'ils simulent le type d'interactions attendues pour les WIMPs. De plus, ils interagissent de manière homogène dans le détecteur ce qui permet de le sonder en volume et de déterminer son volume fiduciel (volume utile du détecteur). Pour ces raisons, les expériences de calibration avec une source de neutrons sont nécessaires pour caractériser les détecteurs. Elles ont été réalisées au laboratoire souterrain de Modane.

6.1 Description d'une expérience de calibration 'neutron'

On place à proximité du cryostat une source d'américium-béryllium. L'américium étant un émetteur alpha, l'émission de neutron se fait de la manière suivante : ${}^4_2\alpha + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^1_0n + {}^{12}_6\text{C}$. La source n'est pas seulement émettrice de neutrons car elle émet aussi des photons γ de basse énergie (59.5 keV), qui ne peuvent pas pénétrer l'intérieur du cryostat, et de haute énergie (4.4 MeV) mais de manière moins intense que les neutrons (le taux d'émission de ces γ est de 60% de celui des neutrons). L'activité de la source est de l'ordre de 20 neutrons par seconde.

La durée maximale des prises de données est de 24h. Entre chacune, une régénération est effectuée : les électrodes du bolomètre sont placées en court-circuit et celui-ci est irradié pendant une durée de 1 heure au moins avec deux sources de ${}^{60}\text{Co}$ (qui émet des γ de 1.17 et 1.33 MeV). La durée totale

des mesures de calibration neutron était d'environ une semaine.

6.2 Optimisation des coupures

Le but de l'expérience est de sélectionner les événements à recul nucléaire en rejetant tous les reculs électroniques donc en particulier ceux qui, comme nous l'avons vu peuvent simuler un événement recul nucléaire. Il s'agit donc d'optimiser la coupure qui permet d'éliminer efficacement les événements de surface susceptibles d'avoir un mauvais rendement d'ionisation tout en conservant le plus possible les reculs nucléaires dans un volume fiduciel.

Les voies VSS et VSI présentent un bruit de ligne de base, c'est-à-dire que même dans le cas où aucune charge n'est collectée sur ces électrodes, il existe des fluctuations du signal obtenu autour de 0 à cause de l'électronique de mesure, de la microphonie... Plus la résolution de ligne de base est bonne et plus la coupure sur les voies VSS et VSI peut être stricte sans rejeter d'événements de volume.

La figure 6.1 montre la proportion des événements de la bande de recul nucléaire sélectionnés en fonction de l'amplitude maximale acceptée sur les électrodes VSS et VSI pour une calibration neutron (après élimination des événements de garde). On observe que l'on commence à éliminer des événements pour une amplitude maximale sur VSS et VSI de l'ordre de 20 keV puis la proportion d'événements rejetés s'accroît brutalement au dessous de 1.8 keV de coupure. Dans la première phase on élimine des événements interagissant en surface du bolomètre (événements γ ou neutrons ayant interagi dans les zones de surface). En dessous de 1.8 keV, on élimine également les événements neutrons qui sont dans le volume à cause du bruit de ligne de base sur les voies VSS et VSI. Le bruit de la ligne de base des électrodes VSS et VSI est de 1.2 keV (largeur à mi-hauteur de l'histogramme du bruit lorsqu'il est traité comme un signal). Appliquer une élimination des événements donnant plus de 2 keV sur les signaux des voies VSS et VSI représente donc un bon compromis pour éliminer les événements de surface sans sacrifier une forte proportion des événements de volume.

La figure 6.2 représente le tracé du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour une calibration neutron après sélection des événements de volume (amplitude maximale acceptée sur les électrodes de veto-surface fixée à 2 keV). On observe que la zone de recul nucléaire ($Q \approx 0.3$) est peuplée principalement à basse énergie de recul. La bande de recul électronique ($Q \approx 1$) est elle aussi peuplée à cause de l'activation du germanium par les neutrons, de l'émission de γ par la source d'américium-béryllium et du bruit de fond γ de l'expérience. La présence d'événements entre les bandes

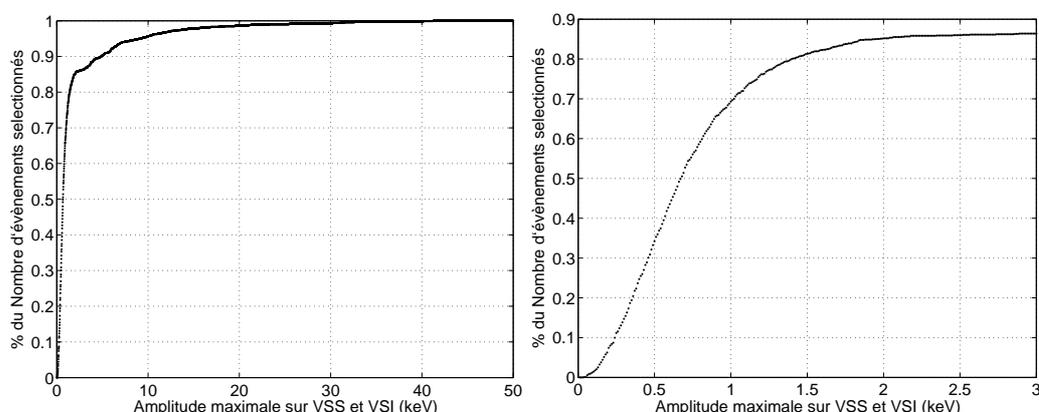


FIG. 6.1 – Proportion d'évènements de la bande de recul nucléaire sélectionnés en fonction de l'amplitude maximale acceptée sur VSS et sur VSI (agrandissement à droite). Cette proportion correspond au rapport du nombre d'évènements dont l'amplitude sur les électrodes VSS et VSI est inférieure à "l'amplitude maximale acceptée" (axe des abscisses) divisée par le nombre total d'évènements de la bande de recul nucléaire (après exclusion des évènements de garde).

de recul électronique et nucléaire est vraisemblablement due à des réactions de collision inélastique entre les neutrons et les noyaux de germanium (cf paragraphe 2.1.3).

6.3 Calcul du volume fiduciel

Le principe de la mesure du volume fiduciel est simple : les neutrons interagissent de manière homogène dans le volume du détecteur, donc le rapport (nombre d'évènements dans la zone recul nucléaire avec sélection fiducielle)/(nombre d'évènements dans la zone recul nucléaire sans sélection fiducielle) donne directement la proportion que représente le volume fiduciel dans le détecteur (son volume utile).

Remarque : Le déclenchement de l'enregistrement d'un évènement sur l'expérience EDELWEISS II est effectué sur la voie chaleur, à un seuil d'environ 6 keV. Or l'effet Luke n'est pas le même pour un évènement dont les charges sont collectées sur les électrodes CS et CI ou pour un évènement dont les charges sont collectées sur les électrodes GS et GI (car la tension de collecte n'est pas la même) ou encore sur les électrodes de veto surface. L'effet Luke conduit à une amplification du signal chaleur. Le seuil en énergie de recul est donc plus faible pour un évènement de volume (collecté entre CS et CI,

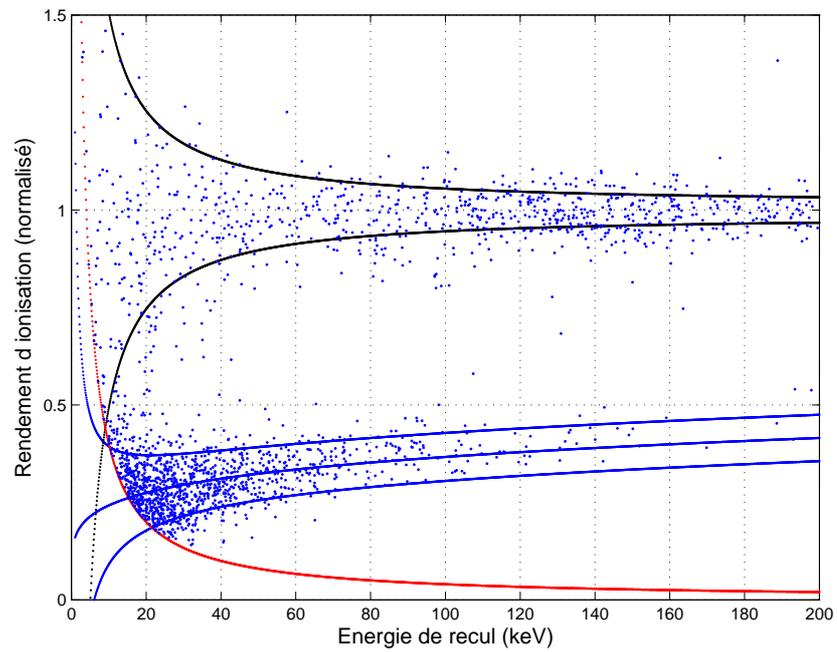


FIG. 6.2 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour une calibration neutron avec sélection des évènements de volume (1141 évènements ayant un rendement d'ionisation de moins de 50 %). La présence des évènements à $Q \approx 1$ provient essentiellement des évènements γ de la source.

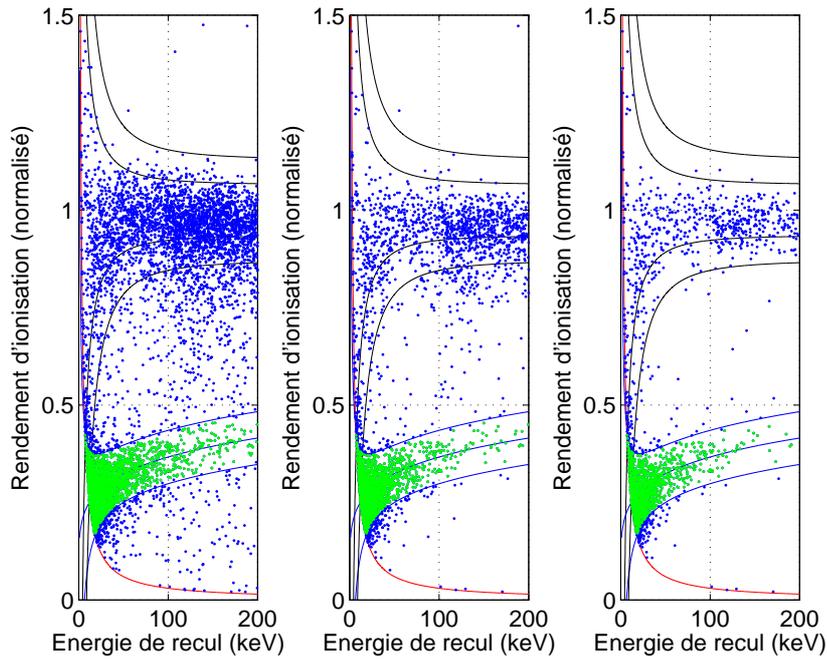


FIG. 6.3 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul sans coupure à gauche (2201 évènements dans la bande de recul nucléaire), coupure sur les gardes au milieu (1334 évènements dans la bande de recul nucléaire) et sélection des évènements du volume fiduciel à droite (1141 évènements dans la bande de recul nucléaire). Les évènements de la bande de recul nucléaire sont en vert (polarisation : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V).

$V_{CS} - V_{CI} = 4V$) que pour un évènement de garde (collecté entre GS et GI, $V_{GS} - V_{GI} = 1V$). On a donc $Seuil(garde) = Seuil(volume) \frac{(1+4/3)}{(1+1/3)}$ et donc $Seuil(garde) = Seuil(volume) \times 1.75 = 10.5$ keV. Le seuil des évènements de volume se situant plus bas, pour ne pas biaiser le calcul du volume fiduciel à cause de la différence des seuils de déclenchement, on travaille uniquement avec les données pour lesquelles le seuil est supérieur au seuil des évènements de garde (qui est lui même supérieur au seuil des évènements de surface). Or, le seuil chaleur s'écrit : $SeuilChal = E_R(1 + \frac{VQ}{V})$ avec $V=1V$ pour la tension de collecte sur les gardes. Donc l'équation du seuil dans le diagramme du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul est : $Q = 3((\frac{10.5(1+\frac{1}{3})}{E_R}) - 1)$.

La figure 6.3 représente le tracé du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour les différentes coupures de sélection. Le nombre d'évènements de la zone de recul nucléaire est de 2201 avant sélection, 1334 après élimination des évènements de garde et 1141 après élimination des évènements de garde et de surface. Cependant, ces évènements ne sont pas tous associés à des reculs nucléaires car on sait d'après les calibrations γ qu'une proportion des évènements γ qui donnent un dépôt d'énergie proche des surfaces (hors du volume fiduciel) sont à mauvaise collecte et sont situés dans la bande de recul nucléaire.

On peut estimer le nombre d'évènements des calibrations neutron réellement associés à des reculs nucléaires en extrapolant les résultats des calibrations baryum aux calibrations avec la source d'américium-beryllium. Avant coupure, 2.4% des évènements γ (entre 0 et 200 keV en énergie de recul) se trouvent dans la bande de recul nucléaire. Après élimination des évènements de garde, 1% des évènements de la bande de recul électronique (entre 0 et 200 keV en énergie de recul) se situent dans la bande de recul nucléaire.

Lors des calibrations neutron, le nombre d'évènements γ de la bande de recul électronique est de 1797 évènements (sans appliquer de sélection). L'estimation du nombre d'évènements de la bande de recul nucléaire due à des électrons est donc de $1797 \times 2.4\%$. Et l'estimation du nombre d'évènements réellement dus à des reculs nucléaires avant coupure est de $2201 - (1797 \times 2.4\%) = 2158$.

Lors des calibrations neutron, le nombre d'évènements γ de la bande de recul électronique après exclusion des évènements de garde est de 798. L'estimation du nombre d'évènements de la bande de recul nucléaire due à des électrons est donc de $798 \times 1\%$. Et l'estimation du nombre d'évènements réellement dus à des reculs nucléaires après exclusion des évènements de garde est de $1334 - (798 \times 1\%) = 1326$. Cette correction est donc faible.

Ainsi, le volume fiduciel est de $\frac{1141}{2158} = 53 \pm 3\%$. 38% du volume fiduciel est perdu sur les gardes et 9% à cause de la sélection des évènements donnant

moins de 2 keV sur VSS et VSI. (L'incertitude est évaluée en utilisant la statistique de Poisson : $\frac{\sqrt{n}}{n}$ avec n : nombre de neutrons du volume fiduciel). La figure 6.4 montre le volume fiduciel du détecteur calculé d'après les lignes de champ (on ne tient compte dans ce calcul que de la forme des lignes de champ du détecteur avant dégradation). Le volume fiduciel théorique est de 61%. La part de ce volume théorique perdue sur les gardes est de 32% et de 7% sur les électrodes VSS et VSI.

L'accord entre le volume fiduciel théorique et expérimental étant relativement bon montre que le bolomètre fonctionne dans les grandes lignes selon notre interprétation. Les processus de collecte sont à la base convenablement décrits par un modèle simple. La différence entre expérience et théorie peut être due à l'asymétrie de collecte constatée sur les gardes lors de la calibration baryum. Le fait que l'on ne prenne pas en compte l'expansion du nuage de charge lors du calcul théorique entraîne a priori une surestimation du volume fiduciel simulé avec les cartes de potentiel. De plus un neutron peut provoquer une interaction multiple dans le détecteur (avec un taux de quelques %) ce qui encore une fois tend à sous-estimer le volume fiduciel expérimental (pour tenir compte de cela, des simulations de neutrons sont nécessaires).

Pour utiliser toute l'information disponible pour éliminer les évènements de surface, on peut appliquer une coupure de sélection supplémentaire. Pour les évènements de volume, la charge collectée sur CS égale la charge collectée sur l'électrode CI. Il est donc possible d'appliquer une coupure de sélection supplémentaire qui est indépendante de la charge qui est collectée sur les électrodes VSS et VSI. Cette sélection consiste à éliminer les évènements dont le rapport $\frac{CS-CI}{CS+CI}$ est inférieur à une valeur déterminée.

Le nombre de neutrons qui sont sélectionnés dépend de la sévérité de la coupure appliquée rapportée au bruit de ligne de base des voies ionisation. Au lieu de parler de volume fiduciel, devrait-on plutôt parler d'efficacité fiducielle? Des évènements de volume peuvent être rejetés parce qu'ils ont des signaux sur les voies VSS, VSI, GS ou GI qui ne sont en fait que des fluctuations de la ligne de base. En pratique, ici les pertes sont négligeables mais elles peuvent devenir importantes si la résolution sur une des voies se dégrade.

Par exemple, si on applique une sélection plus sévère en éliminant les évènements du volume fiduciel qui donnent plus de 1.5 keV sur VSS ou sur VSI et que l'on applique la sélection supplémentaire du type $\frac{CS-CI}{CS+CI} < 15\%$ l'évaluation du volume fiduciel est diminué à 48%. Mais on verra par la suite (chapitre 7) qu'il est nécessaire d'appliquer des coupures sévères si on veut éliminer les évènements de surface qui se situent juste au dessus du seuil de détection.

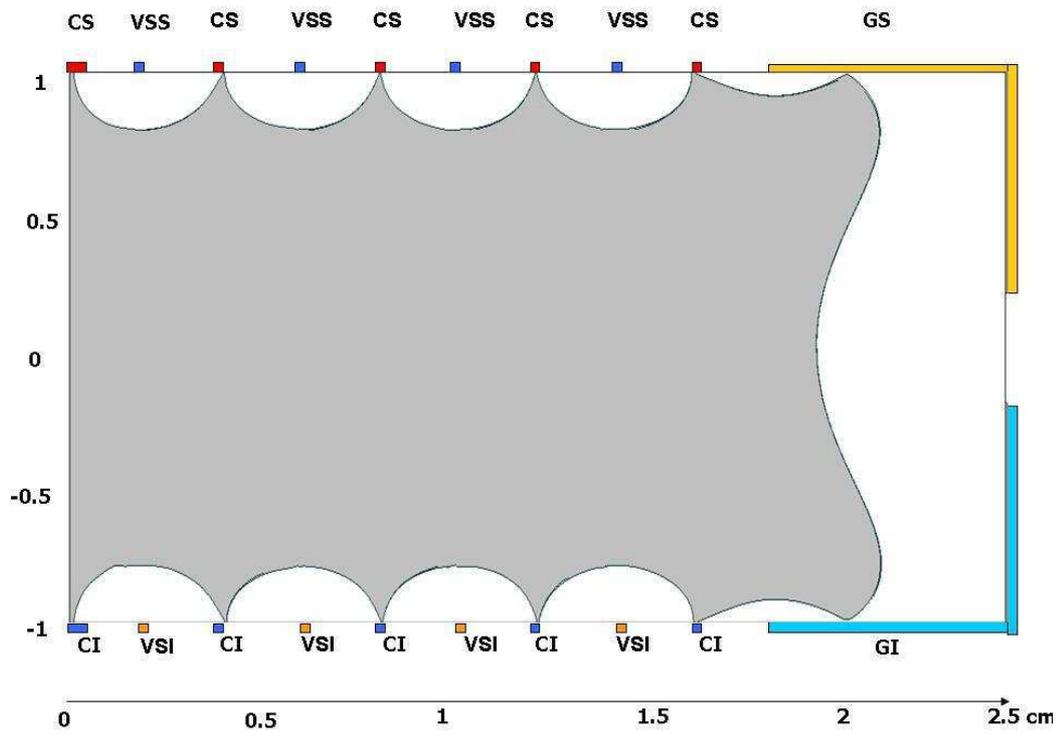


FIG. 6.4 – Volume fiduciel théorique (en grisé) calculé à partir des lignes de champ pour les conditions de polarisation suivantes : $V_{VSS} = -0.75$ V, $V_{CS} = +2$ V, $V_{VSI} = 0.75$ V, $V_{CI} = -2$ V, $V_{GS} = +0.5$ V, $V_{GI} = -0.5$ V.

6.3.1 Évolution du volume fiduciel en fonction du temps

On a vu précédemment (au chapitre 5) que le bolomètre, en fonction des conditions d'irradiation subies, peut évoluer. La proportion de collecte des charges sur les différentes voies peut être modifiée en fonction du nombre d'évènements acquis. Dans ce cas le volume fiduciel lui-même évolue.

On a vu que pour ces conditions de polarisation, le bolomètre se dégradait lors des calibrations ^{133}Ba . Mais ici le taux d'évènements de la source est beaucoup plus faible et la dégradation est plus limitée.

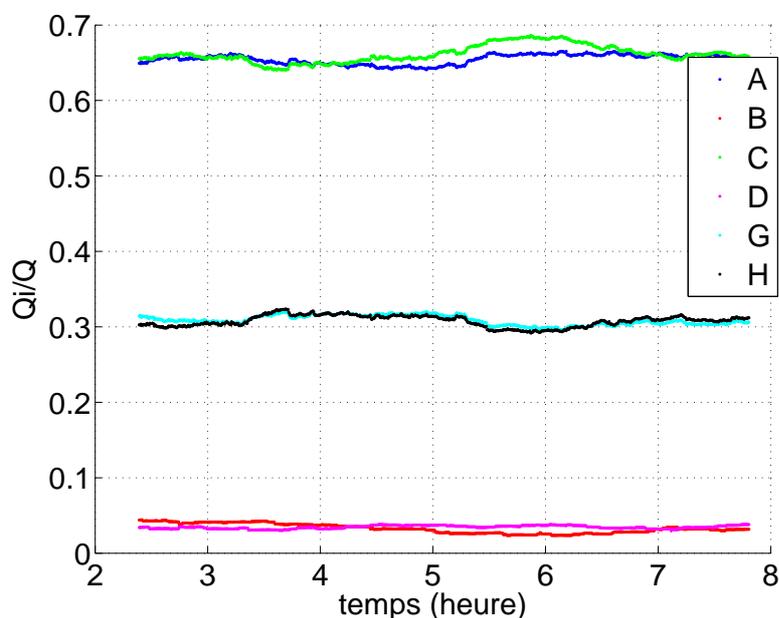


FIG. 6.5 – Évolution de la moyenne glissante de Q_i/Q en fonction du temps pour chaque voie de mesure lors d'une prise de données lorsque le détecteur est à proximité d'une source de neutrons. On ne voit pas d'évolution notable de la collecte.

La figure 6.5, représente l'évolution de la moyenne glissante de Q_i/Q en fonction du temps pour chaque voie de mesure lors d'une prise de données avec une source de neutron d'une durée de 10,5 heures. On ne voit pas d'évolution significative du détecteur. Il nous semble donc raisonnable de penser que le volume fiduciel n'évolue pas au cours de l'expérience, et que son estimation n'est pas faussée par une dérive due à du piégeage d'espace ou de surface.

Conclusion

Les calibrations neutron ont permis de comparer l'estimation du volume fiduciel faite par des calculs d'électrostatique à celle déduite des expériences. Le résultat expérimental est de $53 \pm 3\%$ alors que pour ces conditions de polarisation le volume fiduciel simulé est de 61% . Cette calibration est importante car elle permet de vérifier que la sélection des événements du volume fiduciel préserve bien les événements neutron qui sont de la même nature que les événements de WIMPs.

Chapitre 7

Réponse du détecteur à une source d'électrons

Les électrons ont une pénétration très faible dans la matière. Ils interagissent donc en surface et peuvent donner lieu à des événements à faible rendement d'ionisation simulant un signal WIMP (cf 2.6). La population des événements β du ^{210}Pb (provenant de la décroissance du radon) a été identifiée comme donnant la principale contribution au bruit de fond dans la zone du signal WIMP lors des expériences EDELWEISS I et II. Elle est donc, à l'heure actuelle, la principale limitation à la sensibilité de l'expérience. On présente ici une calibration avec des sources de ^{109}Cd qui est un émetteur d'électrons d'énergies déterminées (électrons de conversion) ainsi que de photons (expérience réalisée au CSNSM). On présente aussi les résultats d'une calibration avec une source de ^{210}Pb implantée proche du même détecteur placée cette fois-ci au Laboratoire Souterrain de Modane : ce test permet de caractériser les performances de rejet des événements β avec une source qui a exactement les mêmes caractéristiques que le bruit de fond rencontré lors des expériences de recherche de matière noire mais avec l'avantage d'une activité plus élevée et ceci dans les conditions exactes de l'expérience finale.

7.1 Expérience avec des sources d'électrons de ^{109}Cd

7.1.1 Caractéristiques d'émission des sources de ^{109}Cd

Pour le cadmium on se trouve en présence de la réaction suivante : $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}^* \rightarrow ^{109}\text{Ag}$. La transmutation du cadmium en argent se fait par capture électronique. Un électron du cortège électronique du cadmium

s'associe avec un proton du noyau pour donner un neutron et un neutrino (qui est indétectable) : $e^- + p \longrightarrow n + \nu_e$. Le cortège électronique se désexcite immédiatement en émettant un photon X de 22 ou 25 keV. On se retrouve ainsi avec un atome d'argent dont le noyau est excité. Cette désexcitation peut se faire par émission d'un γ de 88 keV avec une constante de temps de 40 secondes. Mais ce γ de 88 keV peut donner son énergie à un électron du cortège (par effet Auger) qui sort donc avec une énergie qui est égale à 88 keV moins son énergie de liaison : soit 62.5 keV pour les électrons de la couche K (41% des cas), soit 84 keV pour les électrons de la couche L (45% des cas), soit 87 keV pour les électrons de la couche M (10% des cas). Cette émission s'accompagne de l'émission simultanée d'un photon X de 25.5 keV, de 4 keV ou de 1 keV respectivement par réorganisation du cortège électronique (la somme des énergies des particules émises est toujours de 88 keV). Finalement, l'émission d'un électron de 62.5, 84 ou 87 keV s'accompagne toujours de l'émission simultanée d'un photon X de respectivement 25.5, 4 ou 1 keV (il n'y a pas de corrélation angulaire entre les 2 particules émises). Dans 4% des cas on a émission d'un γ de 88 keV (dont la longueur d'absorption est d'environ 2 mm).

Par des considérations géométriques (angle solide du détecteur vu à partir de la source), il est possible de calculer la proportion des événements où l'on a simultanément un γ et un électron interagissant dans le détecteur. Chaque fois qu'un électron de 62 keV est détecté la probabilité d'avoir un photon X de 25 keV en coïncidence est de 0.34.

La figure 7.1 montre le spectre de l'énergie déposée dans le détecteur simulé dans les conditions expérimentales avec le logiciel GEANT 3. Ce spectre n'est calculé qu'en simulant événement par événement. Il ne tient pas compte du fait qu'un électron et un γ peuvent interagir en même temps dans le détecteur.

La présence de photons d'énergie déterminée (22 et 88 keV) permet de calibrer le détecteur. On utilise le même montage expérimental que l'expérience précédemment décrite au chapitre 5 mais pour tester les caractéristiques de réponse des deux faces du bolomètre, deux sources sont placées, une sur chaque côté du détecteur. Chaque source donne environ 0.5 coup par seconde dans le détecteur. Une simulation de la position d'interaction des électrons et des photons d'une source de cadmium dans les conditions expérimentales est présentée figure 7.2. On observe que les dépôts d'énergie d'une source de cadmium se font principalement en surface.

Remarque : le seuil de déclenchement est fixé à 8 keV sur les électrodes CS et CI. Quelle que soit la position de l'évènement dans le détecteur, si la charge développée est supérieure au seuil de déclenchement l'enregistrement est déclenché car il y a toujours au moins une des électrodes CS ou CI qui

7.1. EXPÉRIENCE AVEC DES SOURCES D'ÉLECTRONS DE ^{109}Cd

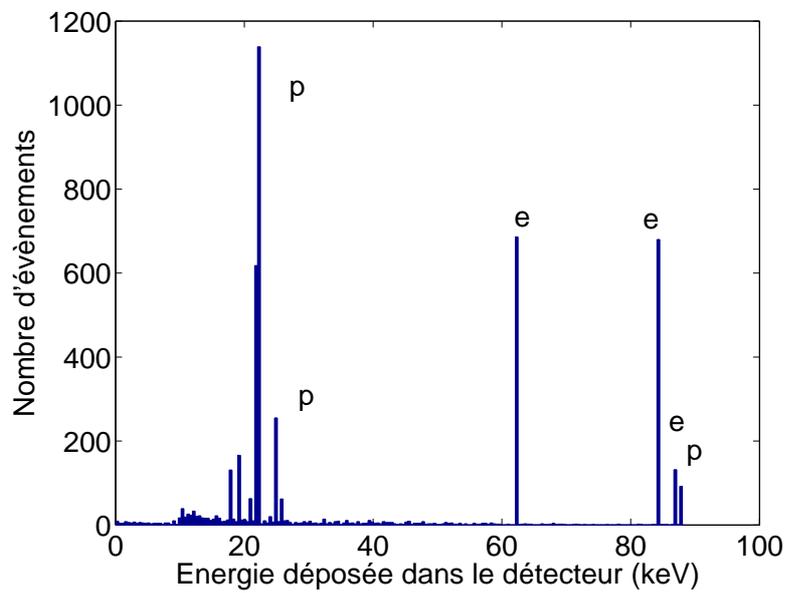


FIG. 7.1 – Spectre simulé de l'énergie déposée par les électrons (e) et les photons (p) d'une source de ^{109}Cd (5000 évènements simulés). Simulation obtenue avec le logiciel GEANT 3 en tenant compte de la géométrie du dispositif expérimental mais sans tenir compte des évènements en coïncidence (électron+ γ).

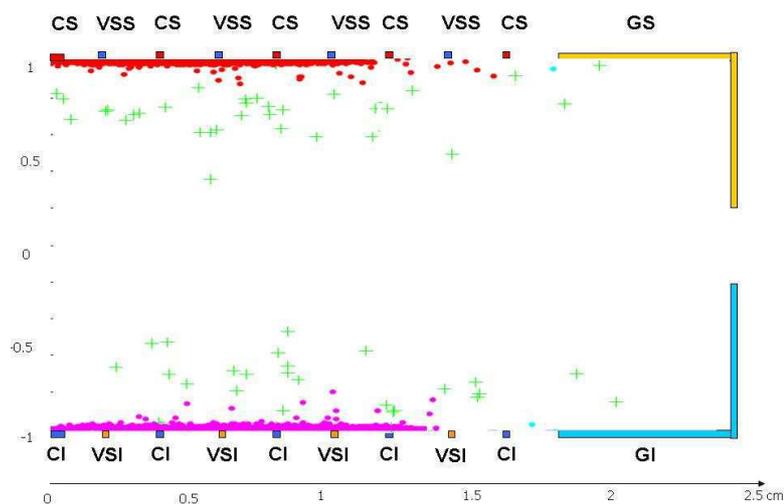


FIG. 7.2 – Simulation de la position des dépôts d'énergie d'une source de ^{109}Cd dans les conditions de notre expérience. Les sources sont placées en $R=0$ cm, $Z=1.3$ cm et $R=0$ cm, $Z=-1.3$ cm. Chaque point correspond à un dépôt d'énergie. Les points rouges signifient que la charge est collectée entre l'électrode collectrice du côté supérieure (CS) et l'électrode de veto-surface du côté supérieure (VSS) : ce sont principalement les électrons de 62 et 84 keV et les photons de 22 et 25 keV. Les points magenta signifient que la charge est déposée sur les électrodes collectrices inférieures (CI) et veto-surface inférieure (VSI). Les croix vertes signifient que la charge est collectée sur les électrodes collectrices (CS et CI) et l'évènement est considéré comme évènement du volume fiduciel (principalement les γ de 88 keV). Les conditions de polarisation simulées sont : $V_{CS}=2$ V, $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{GS}=0.5$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{GI}=-0.5$ V.

7.1. EXPÉRIENCE AVEC DES SOURCES D'ÉLECTRONS DE $^{109}\text{CD161}$

collecte toutes les charges d'un type de porteur (dans le cas d'un évènement à collecte complète et en faisant abstraction des évènements de garde).

7.1.2 Résultats expérimentaux

La figure 7.3 présente le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul lors d'une prise de données avant sélection des évènements de volume mais après rejet des évènements de garde.

On distingue la ligne des photons γ de 88 keV (p88 sur la figure) pour des rendements d'ionisation groupés autour de 100%. Les photons γ de 22 et 25 keV présentent des rendements d'ionisation très hétérogènes qui vont de 90% jusqu'au seuil de déclenchement (p22 sur la figure). La présence de ces évènements à des rendements d'ionisation faible doit être due à la faible pénétration des photons de 22 keV (environ 100 μm) qui peuvent donner de la charge sur les lignes de champ coupant les surfaces libres.

Les électrons de 62 et 84 keV (e62, e84) sont placés à des rendements d'ionisation centrés autour de 30% (dans la bande de recul nucléaire). Cette distribution à bas rendement d'ionisation ne dépend pas de la tension appliquée sur l'électrode collectrice : des expériences avec des tensions appliquées plus élevées (et moins élevées) n'ont pas montré de variation significative du rendement d'ionisation des électrons.

Les électrons sont des particules chargées et perdent donc de l'énergie de manière continue dès leur entrée dans le matériau. La profondeur de pénétration maximale d'un électron de 84 keV est d'environ 20 μm (et d'environ 10 μm pour un électron de 62 keV (cf 2.1.2)). Une grosse proportion de ces évènements interagit dans les zones du détecteur où les lignes de champ coupent les surfaces libres. On en déduit donc qu'une forte proportion des évènements donne lieu à du piégeage en surface. La correction de l'effet Luke n'est rigoureusement exacte que pour des évènements dont toute la charge est collectée. Ceci rend difficile l'interprétation du tracé du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul avant sélection des évènements de volume (qui eux sont bien collectés et ont donc un effet Luke bien corrigé).

7.1.3 Étude des différents évènements de l'expérience pour les évènements qui ne font pas partie du volume fiduciel

L'étude des différentes populations avant rejet des évènements de surface détaillée dans ce paragraphe n'est pas indispensable à l'utilisation du détecteur, car ce sont les évènements du volume fiduciel qui nous intéressent,

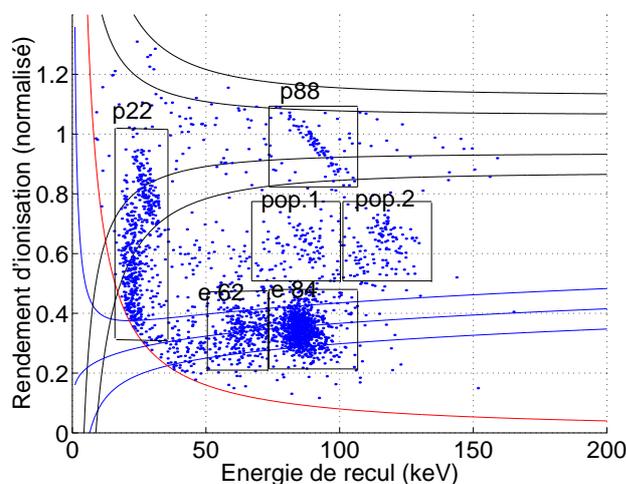


FIG. 7.3 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul pour une expérience avec des sources de ^{109}Cd sans sélection des évènements de volume mais avec rejet des évènements de garde (conditions de polarisation : $V_{CS}=2$ V, $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{GS}=0.5$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{GI}=-0.5$ V).

mais cette étude apporte des informations sur le fonctionnement du bolomètre.

L’étude du rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul permet de constater la présence de différents groupes d’évènements. C’est une représentation très complète et qui décompose bien les différentes populations mais qui n’est pas toujours très facile à déchiffrer (à cause notamment des évènements dont la collecte de charge est incomplète).

Il est possible de sélectionner chaque groupe d’évènements dans la représentation du rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul (cf figure 7.3) et d’étudier les populations une à une dans des diagrammes d’amplitude des signaux sur les différentes voies de mesure (cf figure 7.4).

Comme on l’a dit précédemment, on distingue clairement les photons γ de 88 keV et 22 keV (ainsi que les évènements de 22 keV dont le rendement d’ionisation est faible), les électrons de 84 keV et 62 keV, et 2 populations qui semblent se détacher (pop. 1 et pop. 2). Les évènements du bruit de fond radioactif sont distribués pour des rendements d’ionisation de l’ordre de 100% et ceci dans toute la gamme d’énergie observée.

La figure 7.4 représente l’amplitude (en valeur absolue) de la voie CS ajoutée de la voie VSS divisé par 2 ($\frac{CS+VSS}{2}$) en fonction de la voie CI ajoutée de la voie VSI divisé par 2 ($\frac{CI+VSI}{2}$). Ceci correspond à l’amplitude des charges collectées sur la face inférieure du bolomètre en fonction de

7.1. EXPÉRIENCE AVEC DES SOURCES D'ÉLECTRONS DE $^{109}\text{CD163}$

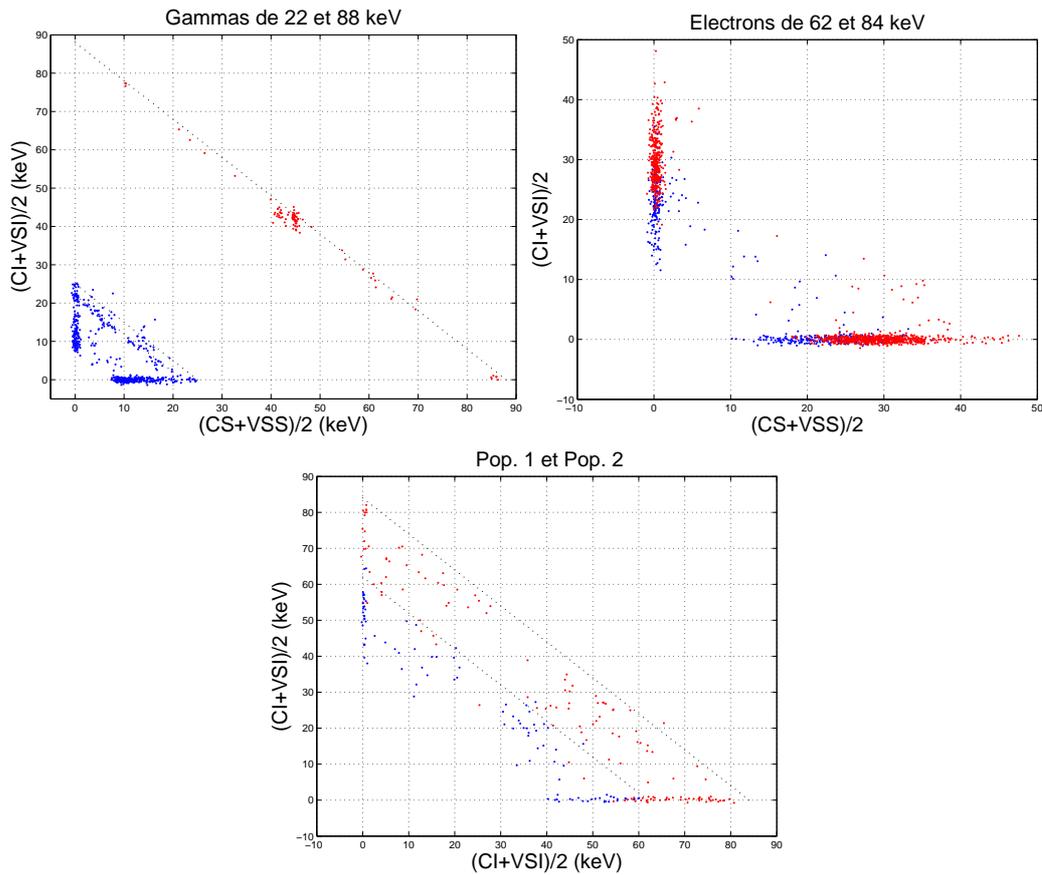


FIG. 7.4 – $(\frac{CS+VSS}{2})$ en fonction de $(\frac{CI+VSI}{2})$: amplitude des charges collectées sur la face inférieure en fonction de l'amplitude de la charge collectée sur la face supérieure. Figure du haut à gauche : les évènements de la zone p 22 et p 88 de la figure 7.3 (photons de 22 keV en bleu et de 88 keV en rouge), en haut à droite : les évènements de la zone e62 et e84 de la figure 7.3 (électrons de 62 keV en bleu et de 84 keV en rouge), en bas : les évènements de la zone pop. 1 (en bleu) et pop. 2 (en rouge) de la figure 7.3.

l'amplitude des charges mesurées sur la face supérieure du bolomètre pour chacune des zones de population sélectionnées dans la représentation de la figure 7.3. Dans la représentation de la figure 7.4, les événements d'une même raie et dont la collecte est complète sont distribués sur la droite de pente -1 dont l'ordonnée à l'origine est l'énergie nominale de cette raie, et ceci quelque soit la position de l'évènement dans le détecteur (elle est notée en pointillés noirs sur les figures 7.4) (par la suite on l'appellera "diagonale de collecte totale").

Population γ de 88 keV (p88)

Sur le graphique en haut à gauche (de la figure 7.4), on observe les événements γ de 88 keV et de 22 keV (événements sélectionnés dans les fenêtres p22 et p88 de la figure 7.3). Pour les γ de 88 keV, les événements sont distribués sur la diagonale de collecte totale signifiée en pointillés noirs (droite de pente -1 dont l'ordonnée à l'origine est l'énergie nominale de cette raie). La collecte pour ces événements est donc totale.

Hormis les événements avec des dépôts multiples dans le détecteur, il est impossible d'observer des événements qui donnent de la collecte de charge sur la voie VSS en même temps que sur la voie VSI. Ce qui implique que si autant de charges sont déposées sur le côté supérieur et inférieur du bolomètre, aucune charge n'est collectée sur les voies de veto-surface. La population d'évènements situés au milieu de la diagonale de collecte totale représente donc les événements du volume fiduciel qui donnent lieu à autant de collecte de charge sur les voies CS et CI.

Les événements situés sur l'axe des ordonnées sont les événements qui ne donnent de la collecte que sur les voies CS et VSS, ce sont des événements proches de la surface supérieure. Les événements situés sur l'axe des abscisses sont les événements proches de la surface inférieure : ils ne donnent lieu à de la collecte que sur les électrodes CI et VSI.

Les événements distribués sur la diagonale de collecte totale mais ni sur les axes, ni en son centre, sont les événements à partage de charge. Ce peut être par exemple entre les électrodes CS, VSS et CI (ou entre les électrodes CI, CS et VSI). Ils sont à collecte complète puisqu'ils se situent sur la diagonale de collecte totale.

Population γ de 22 keV (p22)

De même que précédemment, une diagonale de collecte totale est clairement visible pour les photons de 22 keV ainsi que pour les photons de 25 keV (dans la représentation de la figure 7.4). Une partie des photons de 22 keV

7.1. EXPÉRIENCE AVEC DES SOURCES D'ÉLECTRONS DE $^{109}\text{CD165}$

(et 25 keV) a donc une collecte presque totale. On note que la majorité de ces événements est distribuée au voisinage des axes. Ceci provient du fait que les γ de cette énergie ne pénètrent que de environ 100 μm dans le détecteur. Très peu sont donc détectés comme événements de volume. On observe de plus une population dont la collecte n'est pas totale. Ces événements s'ils sont situés sur les axes (ce qui est très majoritairement le cas) sont rejetés en tant qu'événements proches des surfaces (car ils donnent de la collecte sur une électrode de veto-surface). Une bonne résolution sur les voies VSS et VSI est indispensable pour rejeter à basse énergie les événements γ à mauvaise collecte de charge.

En revanche une partie des événements donne autant de charges sur les électrodes CS et VSS que sur les électrodes CI et VSI (ce qui signifie en réalité autant de charges sur CS et CI). Dans la représentation de la figure 7.4, ils sont situés en $\frac{CS+VSS}{2} = \frac{CI+VSI}{2}$. Ce sont donc des événements de volume qui peuvent donner un signal dans la bande de recul nucléaire à très basse énergie de recul et qui donnent des signaux d'ionisation inférieurs à 22 keV. Ces événements peuvent provenir du bruit de fond de neutrons (car la zone p22 englobe une partie de la bande de recul nucléaire).

Population électrons de 62 et 84 keV (e62 et e84)

Sur le graphique de droite (de la figure 7.4) on observe les événements de la zone e62 et e84 de la figure 7.3 qui sont peuplées des électrons de 62 et 84 keV. La majorité de ces événements est collectée sur les surfaces supérieure ou inférieure (car ils sont situés sur les axes de la figure). On note la présence d'événements mixtes, c'est-à-dire donnant lieu à de la collecte de charge sur CS (CI), VSS (VSI) et CI (CS). Ces événements peuvent être rejetés car ils donnent de la collecte sur une électrode de veto-surface.

Des événements sont situés exactement sur la droite où la charge collectée sur CS est égale à la charge collectés sur CI (et donc rien sur les électrodes de veto-surface). Ces événements peuvent être dus à des neutrons du bruit de fond ambiant (les zones e84 et e62 englobent une partie de la bande de recul nucléaire où sont situés les neutrons).

La population des électrons de 62 keV est très peu nombreuse en comparaison des électrons de 84 keV. Or, sur le spectre simulé, sans tenir compte du fait qu'un électron et un γ peuvent interagir simultanément dans le détecteur, on a à peu près le même nombre pour ces deux populations. Il est possible que l'effet de somme de deux particules collectées en même temps grossisse la population e84 au détriment de la population e62. En effet, dans environ un tiers des cas où un électron de 62 keV est émis, un photon X de 25 keV dépose son l'énergie en coïncidence dans le bolomètre. Cet événement pourra

donc être situé dans la zone e84 au lieu de la zone e62.

Population pop. 1 et pop. 2

Le graphique du bas de la figure 7.4 représente les événements de la zone pop. 1 et pop. 2 de la figure 7.3 (en bleu pour pop. 1 et rouge pour pop. 2). Les droites tracées en pointillés noirs (figure 7.4 du bas) représentent la position où devraient se distribuer dans cette représentation les événements électrons de 62 et 84 keV si leur collecte était totale.

Les événements pop. 2 (en rouge) sont présents sur la droite (de collecte totale) où on attend les électrons bien collectés et à des amplitudes moins élevées que 84 keV (à cause du piégeage de charge). Ils semblent donc provenir d'une population d'événements d'électrons de 84 keV dont le rendement d'ionisation est compris entre 1 et celui des événements de la population e84. Or on observe que leur rendement d'ionisation est systématiquement inférieur à 0.8 (cf figure 7.3). Ceci peut provenir d'une sous-estimation de l'effet Luke pour cette population d'événements.

Remarque : les populations pop. 2 et pop. 1 sont décalées en énergie de recul (cf figure 7.3). C'est à dire que pop. 2 (pop. 1) qui contient les électrons de 84 (62) keV est plutôt centrée de 115 (80) keV en énergie de recul. Ceci provient probablement d'une mauvaise correction de l'effet Luke à cause du piégeage de charge sur les surfaces libres.

Ces événements à rendement d'ionisation plus élevé que ceux de la population e84 peuvent provenir de l'interaction d'électrons de 84 keV ayant eu lieu sous les électrodes (sous la partie métallique de la surface du bolomètre).

On attend effectivement qu'une proportion d'événements interagisse sous les électrodes. Cette proportion est liée au rapport de la surface des électrodes par la surface totale du détecteur. Les électrodes mesurent 200 μm et sont espacées de 2 mm. La surface métallisée des électrodes représente donc 10% de la surface totale du bolomètre. Le nombre d'événements de pop. 1 est de 121. Le nombre d'événements de la population e84 est de 985. La proportion des événements de pop.1 est donc de $\frac{121}{121+985} = 11\%$. Ceci va dans le sens de dire que la population pop. 1 constitue des événements d'électrons de 84 keV ayant eu lieu sous les électrodes. La surface des électrodes collectrices et des électrodes de veto-surface étant la même, on attend le même nombre d'événements sous chacune des électrodes.

Parmi la population d'événements sous les électrodes, certains donnent de la collecte uniquement entre les électrodes CS et VSS et d'autres donnent de la collecte sur trois électrodes. La forme des lignes de champ (cf figure 3.6) montre en effet que sous les électrodes de veto-surface, toutes les charges mobiles sont collectées entre les électrodes VSS et CS et ceci jusqu'à environ

7.1. EXPÉRIENCE AVEC DES SOURCES D'ÉLECTRONS DE ^{109}Cd

1 mm de profondeur. En revanche, sous l'électrode collectrice, si une partie des charges est faiblement déviée du dessous de l'électrode (par exemple à cause de l'expansion du nuage de charge), elle sera collectée sur une électrode de veto-surface. Autrement dit, étant donné la forme des lignes de champ et l'expansion du nuage de charge, il est très peu probable qu'aucune charge n'aille sur VSS (VSI). Il résulte donc un évènement avec du partage de charge entre 3 électrodes.

Les évènements qui ne donnent de la collecte que sur 2 électrodes peuvent provenir de dépôts d'énergie sous les électrodes de veto-surface. Les évènements donnant lieu à du partage de charge sur 3 électrodes (c'est-à-dire non situés sur les axes de la figure 7.4) ne peuvent que provenir quant à elles du dessous des électrodes collectrices. Le nombre d'évènements à collecte sur 2 électrodes est de 57 alors qu'il est de 64 pour les évènements à partage de charge sur trois électrodes. Le fait que ces 2 populations soient également partagées semble vérifier le fait que ces évènements sont bien les évènements ayant eu lieu sous les électrodes collectrices et de veto-surface car la surface des électrodes collectrices et de veto-surface est sensiblement la même.

Les évènements qui peuvent être problématiques sont les évènements qui ont eu lieu sous les électrodes collectrices avec une mauvaise collecte et ne donnant pas de charge sur une électrode de veto-surface. Mais on démontre dans la partie 7.2 que ces évènements problématiques ne sont pas apparents car les évènements de surface donnent toujours lieu à de la collecte sur les électrodes VSS ou VSI, même les électrons sous les électrodes collectrices.

La population pop. 1 (figure 7.4 en bas, points bleus) avec le même raisonnement que précédemment, semble provenir des évènements électrons de 62 keV ayant eu lieu sous les électrodes.

7.1.4 Optimisation de la sélection des évènements du volume fiduciaire (expérience ^{109}Cd)

La sélection des évènements du volume fiduciaire se fait comme exposé précédemment en éliminant les évènements donnant de la collecte sur les électrodes de veto-surface VSS et VSI. La sévérité de cette sélection (liée à l'amplitude maximale acceptée sur les électrodes de veto-surface) doit être ajustée en fonction des bruits de lignes de base de ces électrodes.

La figure 7.5 représente le nombre d'évènements sélectionnés en fonction de l'énergie maximale acceptée sur les électrodes de veto-surface (VSS et VSI) en rouge pour des évènements dont le rendement d'ionisation est inférieur à 50% (ce qui englobe donc la bande de recul nucléaire) et en vert pour les évènements dont le rendement d'ionisation est supérieur à 50% (ce qui

englobe la bande de recul électronique).

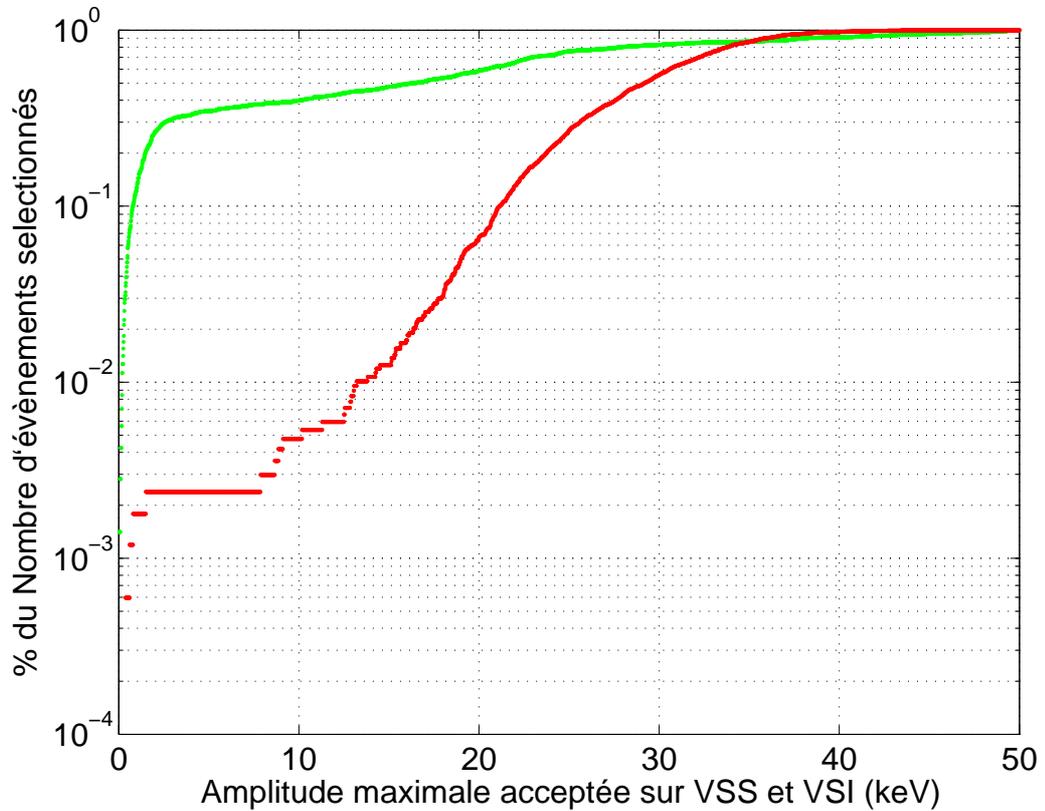


FIG. 7.5 – Évolution du nombre d'événements sélectionnés en fonction de la coupure effectuée sur les électrodes de veto-surface pour les événements dont le rendement d'ionisation est inférieur à 50% (courbe rouge) et pour les événements dont le rendement d'ionisation est supérieur à 50% (courbe verte).

Pour les événements à bas rendement d'ionisation, on observe que le nombre d'événements diminue quand l'énergie maximale acceptée sur les électrodes de veto-surface diminue. On a un palier pour des coupures comprises entre 7 et 2 keV : ces événements à bas rendement d'ionisation persistent. Ils ne donnent pas de collecte sur les électrodes de veto-surface et ne peuvent donc pas être éliminés du volume fiduciel. Ces événements proviennent, selon notre interprétation, de l'interaction de neutrons du bruit de fond du laboratoire dans le volume fiduciel car on verra dans la suite du chapitre que cette population est inexistante pour des expériences faites au Laboratoire Souterrain de Modane.

Pour des coupures inférieures à 2 keV, la coupure devient du même ordre

7.1. EXPÉRIENCE AVEC DES SOURCES D'ÉLECTRONS DE $^{109}\text{CD169}$

que le bruit de ligne de base associé aux voies veto-surface et l'on élimine donc progressivement tous les évènements y compris ceux du volume fiduciel.

Les évènements dont le rendement d'ionisation est supérieur à 50 % commencent à être éliminés pour une énergie maximale acceptée d'environ 25 keV. Ceci correspond à l'élimination des évènements γ de 25 keV qui interagissent presque tous dans les zones de surface. On observe bien que pour une énergie maximale acceptée sur VSS et VSI inférieure à 2 keV, tous les évènements sont éliminés y compris ceux de volume.

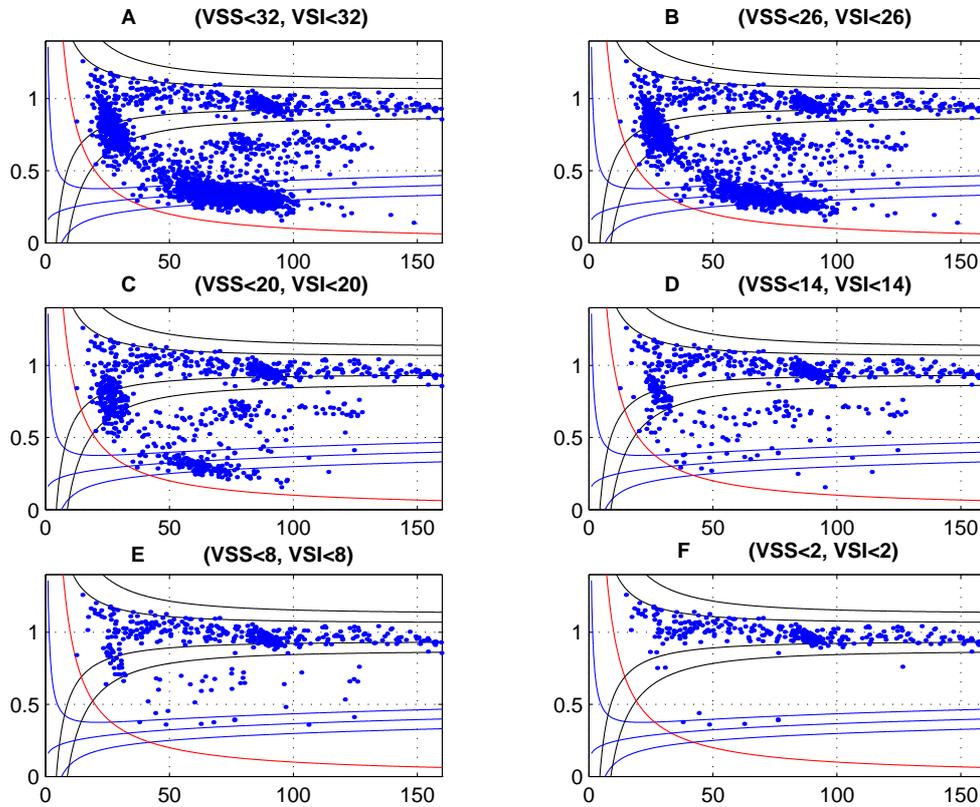


FIG. 7.6 – Rendement d'ionisation (normalisé à 1) en fonction de l'énergie de recul (en keV) pour différentes coupures effectuées sur l'amplitude des voies de veto-surface. La valeur de l'amplitude maximale acceptée sur VSS et VSI est spécifiée au dessus de chaque graphique (unités en keV).

La figure 7.6 représente le tracé du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour des coupures variées de plus en plus contraignantes sur l'amplitude des voies de veto-surface. Une très grosse proportion des évènements électrons qui se situent dans la zone de recul nucléaire est déjà éliminée par une coupure appliquée sur les électrodes de veto-surface de 14

keV (cf figure 7.6 D).

Pour des coupures plus sévères (figure 7.6 D et E), on note que la résistance aux coupures des évènements électron à 70% de rendement d'ionisation est meilleure que pour les évènements électrons à bas rendement d'ionisation. Ceci provient probablement de la population des électrons sous les électrodes collectrices qui donnent lieu à peu de collecte de charge sur les électrodes VSS et VSI.

Finalement, pour une coupure de 2 keV sur les électrodes de veto-surface (figure 7.6 F reproduite pour plus de lisibilité figure 7.7), restent 4 évènements dans la bande de recul nucléaire (et un évènement juste au dessus de la bande) qui ne peuvent être éliminés. Appliquer une coupure plus contraignante éliminerait tous les évènements.

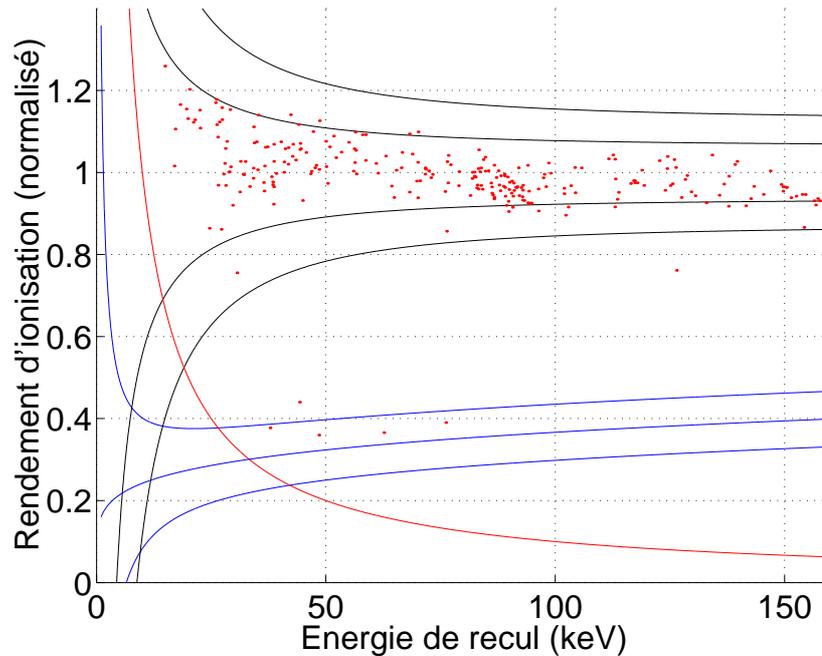


FIG. 7.7 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul après exclusion des évènements de surface. Coupure sur les électrodes veto-surface : 2 keV.

Il est possible de donner une limite inférieure sur l'efficacité de rejet des électrons. Le nombre d'évènements de la zone électron ($50 \text{ keV} < E_{\text{recul}} < 100 \text{ keV}$ et $20\% < \text{rendement d'ionisation} < 50\%$) est de 2348 évènements. Après sélection 2 évènements persistent dans cette zone. On peut donc en déduire une efficacité de réjection minimale :

$$\text{Efficacite de rejet} \geq \frac{2348 - 2}{2348} \approx 99,9\%$$

Etant donnée la durée de l'expérience, le nombre de neutrons du bruit de fond du laboratoire au cours de cette prise de données peut être de l'ordre de la dizaine et peut donc constituer le facteur limitant pour le calcul de l'efficacité de rejet. Un test dans un environnement bas bruit de fond se révèle donc nécessaire pour caractériser de manière plus précise l'efficacité de rejet du bolomètre (cf 7.2).

7.2 Expérience avec une source d'électrons de ^{210}Pb

Cette expérience, réalisée au Laboratoire Souterrain de Modane dans le cryostat de l'expérience EDELWEISS II, permet de connaître les performances réelles de rejet des événements de surface (provenant du ^{210}Pb , identifié comme la principale source du bruit de fond de l'expérience limitant les bolomètres sans rejet des événements de surface) en s'affranchissant du bruit fond neutron et ceci dans les conditions expérimentales réelles de l'expérience finale de détection de matière noire.

7.2.1 Montage expérimental

Le bolomètre est placé dans le cryostat EDELWEISS II, chacune de ses faces exposées à un capot de cuivre implanté en ^{210}Pb par exposition au radon.

Comme on l'a vu au paragraphe 2.5.2, une source de ^{210}Pb émet des α (d'une énergie de 5.3 MeV) et β (spectre β avec un "end-point" à 63 et 15 keV et 1.17 MeV) et γ (46.5 keV). Le taux d'alpha interagissant dans le détecteur est de 80 par heure (74 h^{-1} du côté de l'électrode CI et 6 h^{-1} de l'autre côté). Le taux des événements β de basse énergie (inférieure à 63 keV) est approximativement le même que celui des électrons de haute énergie (énergie maximale ou "end-point" de 1.17 MeV) qui est environ égale à celui des α .

Le bolomètre est régénéré toutes les 24 heures avec une source de ^{60}Co (paragraphe 2.2.3). Il faut noter que dans cette expérience l'électronique d'une voie de garde (GS) ne fonctionnait pas (mais l'électrode correspondante est polarisée correctement). Les conditions de polarisation de l'expérience sont les suivantes : $V_{CS}=2 \text{ V}$, $V_{VSS}=-0.75 \text{ V}$, $V_{VSI}=0.75 \text{ V}$, $V_{CI}=-2 \text{ V}$ et

$V_G = -V_H = 0.5$ V (l'électrode la plus proche de la garde est l'électrode de veto-surface, qui sont les conditions expérimentales de la figure 5.3).

Remarque : Le déclenchement est effectué dans cette expérience sur le signal chaleur, ce qui permet d'avoir un seuil de déclenchement plus bas (en énergie de recul) notamment pour les événements à bas rendement d'ionisation. Mais le seuil n'est pas tout à fait le même pour les événements de surface et les événements de volume qui n'ont pas le même effet Luke car ils ne sont pas collectés sous les mêmes tensions (cf paragraphe 6.3). Ceci n'est pas un problème car le seuil de déclenchement est plus bas pour les événements du volume fiduciel que pour les événements qui donnent de la collecte sur les électrodes VSS ou VSI car l'effet Luke y est moins important.

7.2.2 Évolution du détecteur

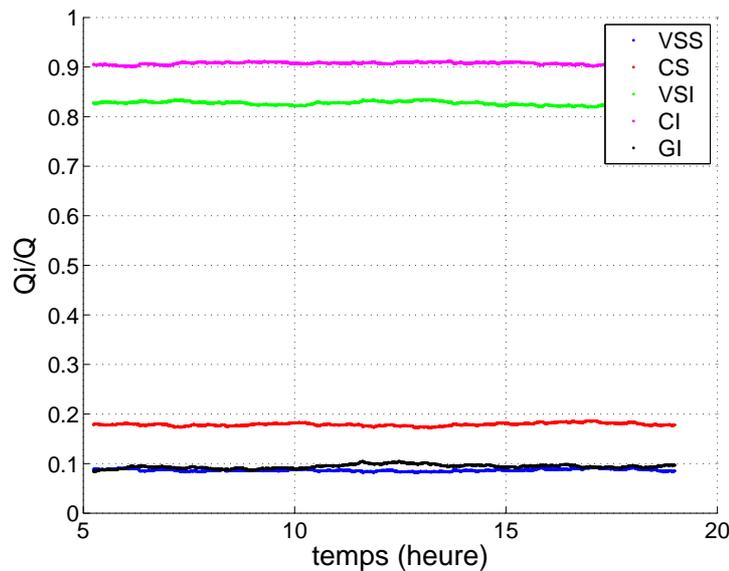


FIG. 7.8 – Évolution temporelle de la moyenne glissante (faite sur 1000 évènements) de la proportion des charges collectées sur chaque électrode.

La figure 7.8 présente la moyenne glissante de la proportion des charges collectées sur chaque électrode en fonction du temps. On ne remarque pas de dégradation apparente du détecteur malgré la présence d' α qui déposent une grande énergie sur les surfaces du détecteur (80 α par heure équivaut à une création d'environ 2.4×10^6 paires électron-trou créées par minute, ce qui est somme toute relativement faible par rapport à la dégradation due aux muons cosmiques dans un laboratoire de surface étudiée en 5.3.3). Cependant, à la

différence des muons, le dépôt des charges par les α se fait ici principalement sur la surface du bolomètre.

7.2.3 Résultats expérimentaux

Le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul (avec exclusion des évènements de garde) est tracé figure 7.9 (figure du haut).

Evènements α

Sur cette figure, on voit les populations des α (en rouge et vert) pour des énergies de recul situées entre 6 et 9 MeV. On sait que ces α ont une énergie initiale de 5.3 MeV. L'énergie de recul est donc mal évaluée et systématiquement surestimée. Cet effet peut venir d'un problème de non-linéarité de la voie chaleur à haute énergie. En effet, l'ionisation est linéaire jusqu'à des énergies élevées alors que la chaleur est systématiquement surestimée à haute énergie. Ce phénomène encore inexpliqué existe aussi pour les bolomètres standard (à électrodes planaires) [63].

On observe une 'traînée' d'évènements (en noir) à partir de la population α due à du straggling en énergie (la particule α perd une partie de son énergie pour sortir du matériau où est implanté l'atome de départ). On voit qu'en réalité la population α est constituée de 2 sous-populations : une est à plus haute énergie de recul (en vert) et à plus haut rendement d'ionisation. Cette première population représente environ 19% des α , la population rouge à plus basse énergie de recul et à plus bas rendement d'ionisation constitue 81% des α . La différence de ces deux populations est peut être due à la position d'interaction sur la surface du détecteur.

La figure 7.9 du bas représente la charge collectée d'un côté du bolomètre en fonction de la charge collectée de l'autre côté. On note que la source la plus intense est celle qui se situe du côté des électrodes VSI et CI. Les α interagissent en surface, on s'attend donc à ce qu'ils soient représentés uniquement sur l'axe des abscisses ou sur l'axe des ordonnées de la figure. Or, on note que certains évènements donnent de la collecte sur 3 électrodes au moins (VSS, CS et CI par exemple). Ceci ne semble pas dû à une mauvaise correction de diaphonie électrique à haute énergie car si on trace l'amplitude de la voie VSS en fonction de la voie VSI (figure 7.10) on observe bien qu'un évènement donnant de la charge sur une voie ne donne pas de charge sur l'autre et ceci quelque soit la nature de la particule ou son énergie.

Bien qu'encore inexplicée, cette observation pourrait suggérer un effet de partage de charge entre voies de mesure (et non une mauvaise correction

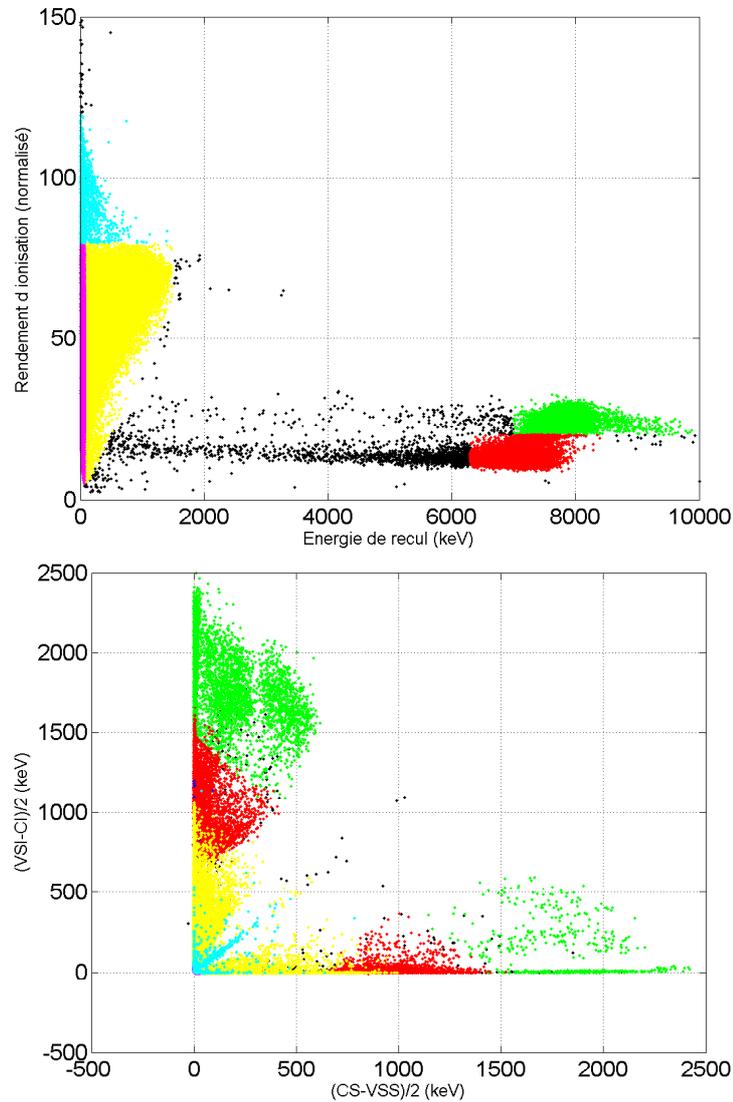


FIG. 7.9 – **Figure du haut** : Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul après exclusion des évènements de garde mais sans sélection des évènements de volume. Les couleurs délimitent différentes populations : en vert les α avec le rendement d'ionisation le plus élevé, en rouge les α avec le rendement d'ionisation le moins élevé, en jaune les électrons de haute énergie, en magenta les électrons de basse énergie et en cyan les évènements γ . **Figure du bas** : Charge collectée sur les électrodes du côté des électrodes VSI et CI ($((CI-VSI)/2)$) en fonction de la charge collectée du côté des électrodes VSS et CS ($((CS-VSS)/2)$) pour des évènements ne donnant pas de charge sur les électrodes de garde (mais sans sélection des évènements de volume). Dans cette représentation, un évènement de surface pur du côté des électrodes VSI et CI se trouve sur l'axe des ordonnées et un évènement de surface pur du côté des électrodes VSS et CS sur trouve sur l'axe des abscisses. Un évènement de volume se trouve sur la médiatrice. Le code couleur pour les deux figures est le même.

7.2. EXPÉRIENCE AVEC UNE SOURCE D'ÉLECTRONS DE ^{210}PB 175

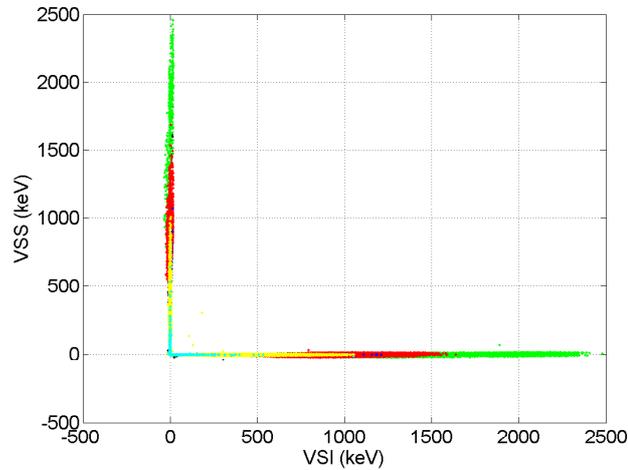


FIG. 7.10 – Amplitude de la voie VSS en fonction de la voie VSI (après exclusion des évènements de garde). Le code couleur est le même que celui des figures précédentes.

de diaphonie), associé à l'expansion des nuages de charges pour certaines positions d'impacte des α vis-à-vis des électrodes.

Quoi qu'il arrive, le bruit de fond α n'est pas problématique pour notre expérience principalement car les α se situent à beaucoup plus haute énergie que la zone où se situe le signal WIMP et qu'ils donnent toujours lieu à de la collecte sur les électrodes VSS ou VSI (on verra dans la suite de ce chapitre qu'après un bombardement des faces du bolomètre par environ 30000 α , aucun signal n'est visible dans la bande de recul nucléaire entre 0 et 200 keV).

Evènements électrons (β) et γ

Sur la figure 7.11 qui représente le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul (entre 0 et 1200 keV), on observe principalement la population des β lors de la désintégration du ^{210}Bi en ^{210}Po . L'énergie maximale des électrons émis est de 1163 keV. Cette population d'électrons est le seul processus de décroissance du ^{210}Bi en ^{210}Po : dans ce cas une seule particule est émise en même temps. On note que le rendement d'ionisation croît pour des énergies de recul élevées. La profondeur de pénétration maximale d'un électron de 1 MeV est d'environ 700 μm alors que pour un électron de 100 keV elle n'est que de 25 μm environ. Ceci peut expliquer pourquoi le rendement d'ionisation croît quand on va des basses vers les hautes énergies car plus l'évènement a lieu en surface et plus il est susceptible d'avoir une partie

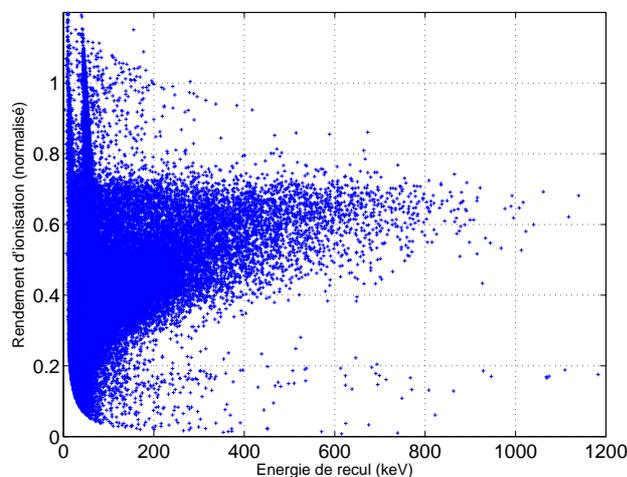


FIG. 7.11 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul entre 0 et 1200 keV (après exclusion des événements de garde).

de ses porteurs piégée sur les surfaces libres.

La figure 7.12 est un agrandissement entre 0 et 200 keV du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul. On distingue la raie des γ de 46 keV (à des rendements d'ionisation autour de 100% et pour des énergie de recul centrée autour de 46 keV), la population des β du ^{210}Bi (qui ont un spectre se terminant à 63.5 keV dans 16 % des cas ou avec un spectre se terminant à 17 keV avec émission simultanée d'un γ de 46 keV ou d'un électron de 30 keV). La population des β se trouve à des rendements d'ionisation compris entre 70 % et le seuil de détection. A basse énergie de recul on voit des photons X et quelques γ provenant de la cosmogénèse à 10 keV.

Le tracé de $(\text{CS}+\text{VSS})/2$ en fonction de $(\text{CI}+\text{VSI})/2$ (cf figure 7.13) permet de distinguer la ligne des γ de 46 keV. Une faible proportion de celle-ci est collectée sur la bissectrice (notée "volume" sur la figure) ce qui signifie que très peu des événements de cette raie sont collectés dans le volume fiduciel du détecteur (la profondeur de pénétration d'un γ de 46 keV est inférieure à 1 mm dans le germanium). On voit aussi les γ de l'activation cosmique proches de 10 keV qui sont sur la médiatrice car produits dans le volume du détecteur (notés 'cosmogénèse' sur la figure).

Sur la figure 7.12, on constate que la population des électrons entre 75 keV et 200 keV en énergie de recul semble présenter deux populations distinctes. C'est plus visible si on trace l'histogramme du rendement d'ionisation de ces événements (cf figure 7.14) qui montre une population majoritaire centrée à 40 keV et une population centrée à 65 keV. Un calcul approximatif du rapport de la population à plus haut rendement sur le nombre total de ces

7.2. EXPÉRIENCE AVEC UNE SOURCE D'ÉLECTRONS DE ^{210}Pb 177

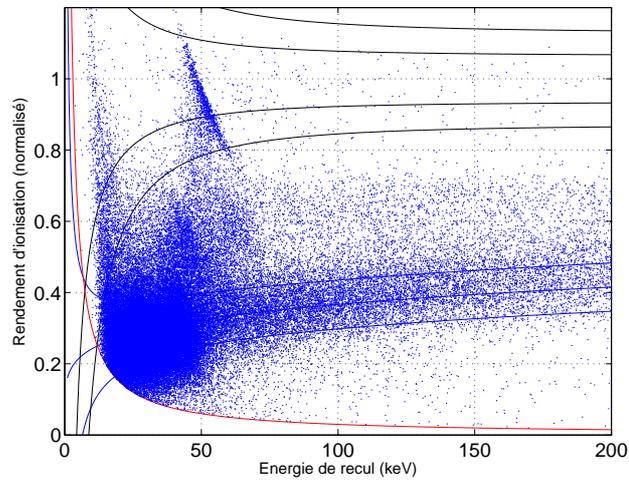


FIG. 7.12 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul entre 0 et 200 keV (après exclusion des évènements de garde).

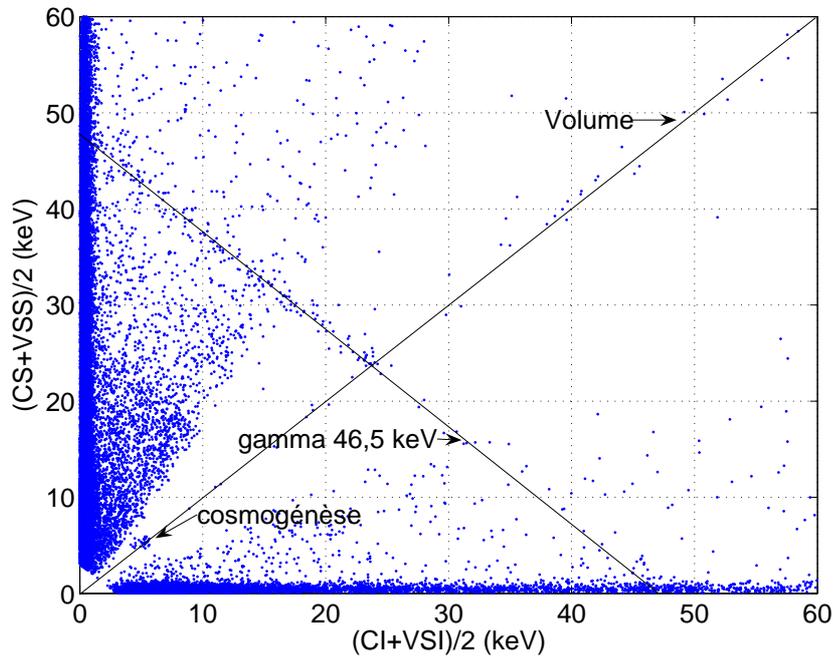


FIG. 7.13 – $(\text{CS}+\text{VSS})/2$ en fonction de $(\text{CI}+\text{VSI})/2$. On distingue la ligne des γ de 46.5 keV, la ligne des évènements du volume fiduciel et le pic de la cosmogénèse à environ 10 keV.

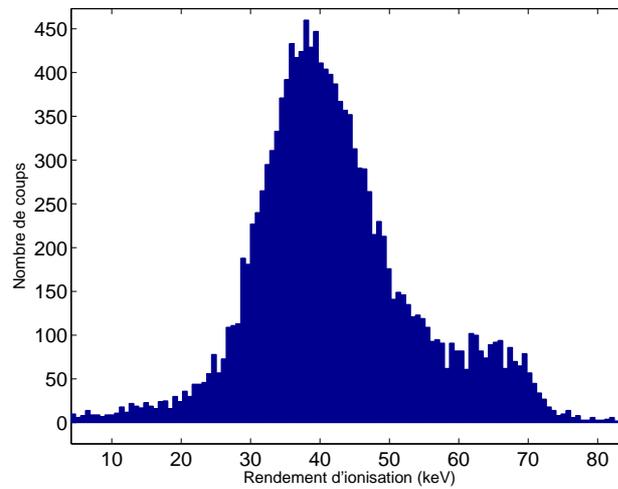


FIG. 7.14 – Histogramme du rendement d'ionisation des événements situés entre 75 et 200 keV en énergie de recul.

événements donne 11%. Or le rapport de la surface métallisée à la surface totale du bolomètre est de 10%. Une explication simple est que la population des événements à haut rendement d'ionisation est peut-être causée par des électrons interagissant sous les électrodes et celle à bas rendement d'ionisation par la population des électrons qui ont interagi entre les électrodes (comme ce qui a été observé lors des calibrations avec le ^{109}Cd).

Sélection des événements de volume

La figure 7.15 est le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul avec une sélection 'lâche' des événements du volume fiduciel ($amplitude_{VSS} < 2$ keV, $amplitude_{VSI} < 2$ keV). L'essentiel des événements électrons est éliminé à part les événements situés à basse énergie de recul. Ces événements développent très peu de charge et la coupure sur les électrodes VSS et VSI n'est pas suffisante.

Finalement le tracé du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul après une sélection 'sévère' des événements du volume fiduciel est présenté figure 7.16. Pour sélectionner les événements du volume fiduciel on applique une coupure sur les électrodes VSS et VSI (les événements donnant plus de 1.5 keV sur une de ces voies sont éliminés). Pour enlever les événements proches du seuil on demande une condition supplémentaire sur la différence de charges collectées sur les électrodes CS et CI du type : $\frac{CS-CI}{CS+CI} < 15\%$. Il a été montré en 6.3 que pour ces conditions de sélection qui sont sévères, l'essentiel des événements du volume fiduciel est conservé.

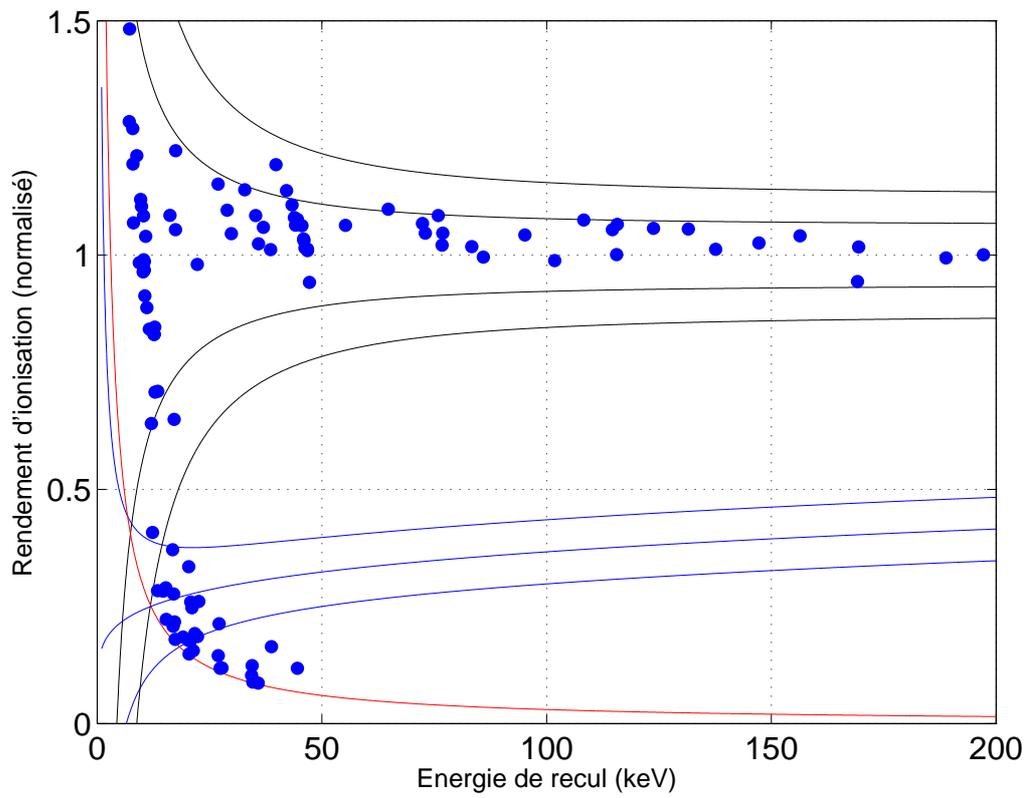


FIG. 7.15 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour les événements du volume fiduciel (avec une sélection 'lâche' du type : $amplitude_{VSS} < 2 \text{ keV}$, $amplitude_{VSI} < 2 \text{ keV}$).

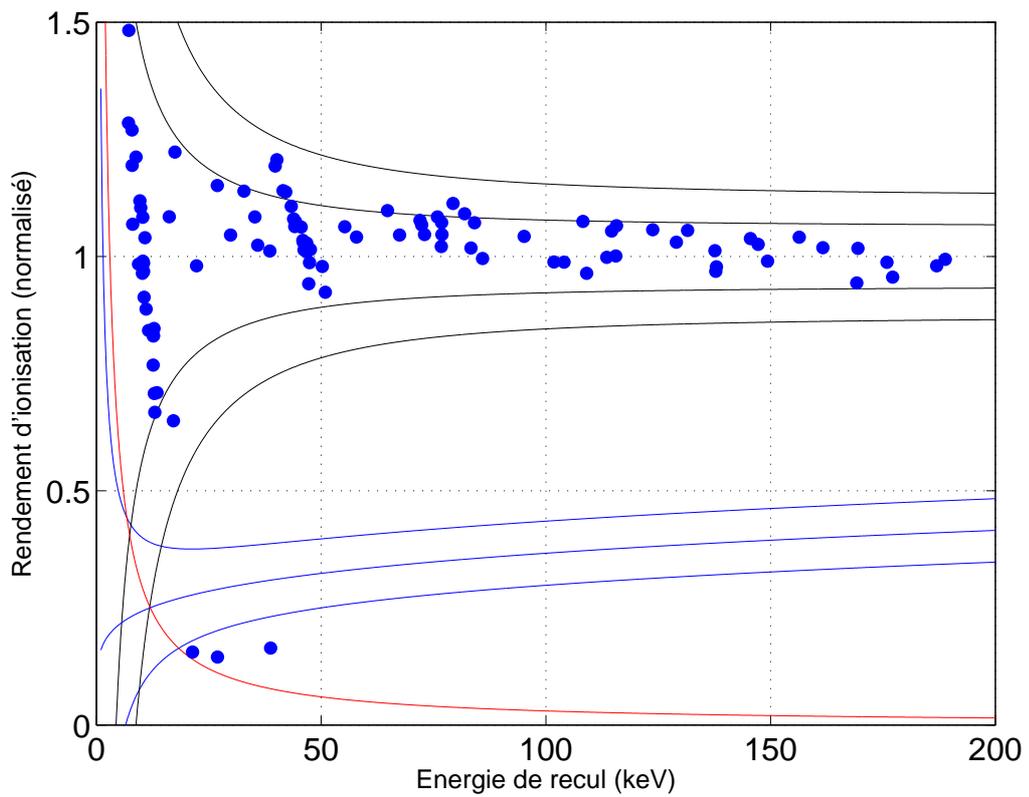


FIG. 7.16 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour les événements du volume fiduciel (avec une sélection du type : $amplitude_{VSS} < 1.5$ keV, $amplitude_{VSI} < 1.5$ keV, $\frac{CS-CI}{CS+CI} < 15\%$).

7.2. EXPÉRIENCE AVEC UNE SOURCE D'ÉLECTRONS DE ^{210}Pb 181

En plus de la sélection des évènements de volume, les données ont été découpées en tranche de 1 heure sur lesquelles on calcule la moyenne de la résolution de ligne de base pour la voie chaleur et la voie ionisation. Ceci permet d'éliminer les périodes bruyantes sur le signal chaleur ou ionisation (on ne conserve ici que les périodes dont la résolution de ligne de base de la voie chaleur est inférieure à 3 keV et dont la résolution de ligne de base ionisation est inférieure à 1.5 keV). On se retrouve avec une exposition "efficace" de 21 jours.

On distingue les évènements de la raie de γ de 46.5 keV ainsi que quelques évènements γ provenant du bruit de fond radioactif. La présence des évènements de l'activation cosmique du germanium à 10 keV est la meilleure preuve que les évènements de volume ne sont pas enlevés. Après un bombardement très important par les électrons, la bande de recul nucléaire est bien préservée des évènements de surface induits par les électrons. Il reste 3 évènements en dessous de la bande de recul nucléaire. L'énergie d'ionisation associée à ces évènements est trop faible pour que la sélection des évènements de volume soit efficace.

Le nombre d'évènements issus de l'excitation cosmique à 10 keV (homogènes en volume) permet d'estimer (très sommairement) un volume fiduciel d'environ $44 \pm 18\%$ alors que le volume fiduciel théorique pour ces conditions de polarisation est de 36%. Les coupures effectuées préservent donc bien les évènements de volume.

Avant sélection des évènements du volume fiduciel (figure 7.12) le nombre d'évènements entre 0 et 200 keV avec des rendements d'ionisation inférieurs à 70% (donc essentiellement des électrons) est de 59876. Après sélection des évènements volume, aucun évènement ne se trouve dans la bande de recul nucléaire. On peut donc déduire :

$$\text{Efficacite de rejection des electrons} \geq \frac{59876 - 1}{59876} \approx 99,998\%$$

Ceci équivaut à un résidu après rejet meilleur que $\frac{1}{59876} \approx 2.10^{-5}$. Cette efficacité de rejet est bien meilleure que celle mesurée en laboratoire de surface. Ceci confirme que l'on se trouvait, lors de l'expérience faite en surface (^{109}Cd), dominé par un bruit de fond de neutrons dans la bande de recul nucléaire.

De plus, nous allons voir dans le paragraphe suivant que cette efficacité de rejet des électrons est bien meilleure que celle qui était attendue au regard de la géométrie du champ du détecteur.

Où sont les événements électrons qui interagissent sous les électrodes CS et CI ?

On remarque que l'efficacité de rejet est bien supérieure à celle qui était attendue au regard des lignes de champ du bolomètre. En effet, 1 événement sur 20 tombe sous une électrode collectrice et n'est donc pas, selon la lecture des cartes de champ électrique, détectable comme événement de surface car ne donnant pas de signal sur les électrodes VSS ou VSI (cf paragraphe 3.4.4).

Or si l'on se base sur les expériences faites avec des bolomètres à électrodes planaires, environ 2% des événements électrons sont dans la bande de recul nucléaire au dessus de 30 keV en énergie de recul (cf paragraphe 2.6). Sous l'hypothèse que l'on peut extrapoler les résultats des bolomètres à électrodes planaires, on s'attend à avoir ici $\frac{1}{20} \times 0.02 \times 59876 = 60$ événements dans la bande de recul nucléaire. Mais aucun événement ne se trouve dans la bande de recul nucléaire.

Cette extrapolation des résultats d'un bolomètre planaire aux résultats d'un bolomètre à électrodes interdigitées est moyennement valable car les deux types de bolomètres ont des caractéristiques très différentes : par exemple dans le bolomètre à électrodes interdigitées, le champ sous les électrodes est très élevé et très inhomogène mais les surfaces libres étendues.

Une autre hypothèse est de dire que les électrons qui interagissent sous les électrodes collectrices sont bien collectés à cause du champ très élevé qui se trouve sous l'électrode. Sous cette hypothèse, on en attendrait $\frac{1}{20} \times 59876 \approx 3000$. Or, on ne voit pas non plus de population électron dans la bande de recul électronique (après sélection des événements du volume fiduciel). Mais le nombre d'événements fiduciels est de 121 ce qui est compatible avec le taux de bruit de fond (avec la raie 46.5 keV du ^{210}Pb en plus). Cette hypothèse est donc fautive elle aussi.

Les événements électrons sous les électrodes collectrices ne font donc pas partie du volume fiduciel car ils donnent lieu à de la collecte sur les électrodes de veto-surface (VSS et VSI). Ceci peut être relié avec l'observation précédente d'une population d'événements électrons à plus haut rendement d'ionisation qui est due, selon notre interprétation, aux événements électrons qui interagissent sous les électrodes : le rendement d'ionisation de cette population est de environ 65% : de la charge est donc perdue pour cette population aussi puisque le rendement d'ionisation n'est pas de 100%.

Ceci signifie que le volume fiduciel n'a pas tout à fait la forme décrite par les cartes de champ mais que ce volume fiduciel ne va pas jusque sous les électrodes collectrices (CS et CI) mais reste confiné dans le volume du détecteur.

La figure 7.17 représente les lignes de champ dans le bolomètre avec un

7.2. EXPÉRIENCE AVEC UNE SOURCE D'ÉLECTRONS DE ^{210}PB 183

agrandissement sous l'électrode CS. Les lignes de champ du volume fiduciel se concentrent fortement quand on se rapproche du dessous de l'électrode. On voit sur la figure 5.3 que le volume fiduciel devient très fin sous les électrodes collectrices. Juste en dessous de l'électrode, elles sont concentrées dans un intervalle de moins de $50\ \mu\text{m}$ (ce qui n'est pas très grand devant le parcours maximal d'un électron de $100\ \text{keV}$ qui est environ de $25\ \mu\text{m}$).

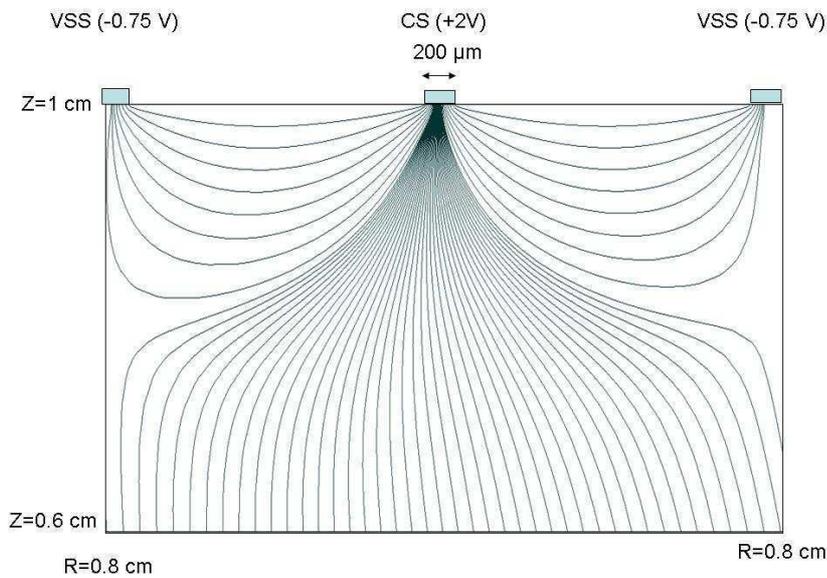


FIG. 7.17 – Lignes de champ dans le détecteur sous l'électrode CS pour les conditions de polarisation suivantes : $V_{CS}=2\text{ V}$, $V_{VSS}=-0.75\text{ V}$, $V_{GS}=0.5\text{ V}$, $V_{CI}=-2\text{ V}$, $V_{VSI}=0.75\text{ V}$, $V_{GI}=-0.5\text{ V}$.

Une hypothèse est que si un électron dépose la charge dans cet endroit et qu'une partie des porteurs s'échappent du "canal" de collecte qui se situe sous l'électrode collectrice à cause de l'expansion du nuage de charge, ces porteurs donneront lieu à de la collecte sur une des électrodes de veto-surface.

Cependant les évènements de volume, eux, sont bien collectés (aussi bien sur la face inférieure et supérieure du bolomètre) alors que eux aussi doivent emprunter le "canal" d'une taille inférieure à $50\ \mu\text{m}$. La différence avec un évènement de surface (un électron) est que pour un évènement dans le volume du détecteur, les charges ont le temps de dériver vers les électrodes, laissant aux nuages de charges (électrons et trous) le temps de croître (le champ moyen dans volume d'un détecteur à électrodes interdigitées est faible, ce qui laisse le temps au nuage de charges de croître). La densité de charge est donc moins élevée (à cause de l'expansion du nuage de charge notamment

dans la direction verticale Z et dans la direction perpendiculaire au plan de représentation de la figure 7.17) et le nuage de charge peut ainsi être concentré (dans la direction R) par le champ sous l'électrode afin que la collecte soit totale.

Conclusion

Les expériences faites avec des sources d'électrons ont permis de tester le comportement du détecteur en présence d'évènements de surface. L'étude des évènements qui ne sont pas du volume fiduciel a révélée la présence d'électrons à très bas rendement d'ionisation vraisemblablement à cause du piégeage de charge. Mais ce qui est important est qu'après la sélection des évènements du volume fiduciel, les électrons sont très bien éliminés, avec une efficacité qui est plus importante que ne laissait espérer l'étude des cartes de champ. La deuxième chose importante est que la sélection des évènements de volume fiduciel est la même que lors de la calibration neutron qui a permis d'évaluer le volume fiduciel. Il est donc possible d'avoir un rejet des évènements de surface tout en conservant un volume fiduciel élevé. Les deux tests présentés ici ont été effectués avec une source sur chaque face du bolomètre ce qui a permis de montrer que le rejet des évènements de surface est efficace sur chaque face du détecteur (comportement symétrique par rapport aux tensions de polarisation).

Le facteur de rejet des évènements β est supérieur à 99.998%. Après un bombardement des surfaces du bolomètre par environ 60000 électrons entre 0 et 200 keV (et environ 30000 α), aucun signal n'est visible dans la zone de recul nucléaire (zone de signal des WIMPs) lorsqu'on applique la sélection des évènements de volume fiduciel. Le taux d'évènements du bruit de fond β de l'expérience EDELWEISS II étant de $2 \text{ kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$, il est possible grâce au rejet des évènements de surface d'accumuler une statistique d'environ 30000 $\text{kg}.\text{jour}$ sans que les évènements de surface du ^{210}Pb du fond actuel de l'expérience EDELWEISS II ne donnent de signal dans la zone du signal WIMP. Ceci correspond à une diminution très importante de la contribution des évènements β dans la zone du signal WIMP par rapport aux détecteurs classiques (planaires) dont la contribution des β dans la zone WIMPs est de l'ordre $0.04 \text{ evt}.\text{kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$ (au dessus de 30 keV).

Le fait que le facteur de rejet soit bon aussi pour les évènements à basse énergie de recul permet en outre de travailler à plus bas seuil en énergie de recul et donc de gagner en sensibilité (à exposition équivalente).

Chapitre 8

Analyse du fond observé par le détecteur Interdigit

Le bolomètre ID201 a été placé dans l'environnement bas bruit de fond radioactif du Laboratoire Souterrain de Modane pendant une durée de 4 mois sans source radioactive (dans les conditions d'une prise de données de recherche de matière noire). A ces 4 mois, si on ôte les périodes de calibration, de régénération ou de maintenance cryogénique, la durée intégrée où le bolomètre était réellement actif est de 63 jours. Cette expérience constitue une étude du détecteur dans les conditions de l'expérience finale (laissé en comptage sans source radioactive à ses côtés).

Durant ces prises de données d'observation du fond radioactif, le bolomètre est laissé en comptage pendant une durée de 24 h maximum avant d'être régénéré : les électrodes du bolomètre sont mises en court-circuit avec la masse et le bolomètre est exposé à des sources radioactives pendant une durée minimale de 1 heure. Les sources de régénération utilisées sont 2 sources de ^{60}Co (photons gamma de 1.17 et 1.33 MeV) d'une activité de 300 kBq et qui peuvent induire plusieurs dizaines de coups par seconde dans le détecteur.

La température de fonctionnement du bolomètre est de 21 mK. Ce n'est pas la température optimale du bolomètre mais c'est la température qui permet d'avoir la résolution moyenne sur tous les détecteurs qui est la meilleure. Par la suite il est envisagé de mettre un chauffage individuel (découplage thermique) sur les bolomètres ce qui permettrait d'optimiser la température de fonctionnement détecteur par détecteur.

Le déclenchement de l'enregistrement d'un évènement est fait sur la voie chaleur ce qui permet d'abaisser les seuils notamment pour les reculs nucléaires qui donnent moins d'ionisation que les reculs électroniques. Ce seuil peut être ajusté automatiquement pour éviter d'enregistrer un très grand nombre d'évènements lorsque survient un épisode de bruit électronique. Les condi-

tions de polarisation sont celles de la figure 6.4 : $V_{VSS}=-0.75$ V, $V_{CS}=+2$ V, $V_{VSI}=0.75$ V, $V_{CI}=-2$ V, $V_{GS}=+0.5$ V, $V_{GI}=-0.5$ V.

La figure 8.1 présente le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul sans appliquer de sélection sur les évènements. Sur la figure de gauche on distingue les évènements causés par les α (croix rouges). Leur rendement d'ionisation se trouve entre 0 et 35% et leur énergie de recul entre 2 et jusqu'à plus de 10 MeV.

Ces α proviennent essentiellement de la présence de radon proche du détecteur (cf paragraphe 2.5). Le nombre d' α est de 340 sur toute la durée de l'expérience. Les rayons α interagissent en surface. La surface totale du bolomètre est de 66 cm². La surface de la partie centrale d'un bolomètre (surface d'une face du bolomètre moins la garde) est de 10 cm². Le rapport de la surface de centre à la surface totale du bolomètre est donc de 30%. Parmi les α , 118 ont une collecte de charge sur les électrodes de centre et 262 sur les électrodes gardes. Donc 34% des alphas interagissent sur le centre du détecteur. La contamination du bolomètre aux rayons α est donc homogène en surface. De même, parmi les évènements α de centre, 45% sont collectés sur la face supérieure du bolomètre et 55% sont collectés sur la face inférieure du bolomètre ce qui confirme l'homogénéité de la contamination.

Remarque : Comme observé au chapitre précédent, on note sur la figure 8.1 à gauche une très forte décroissance de la ligne des γ à haute énergie qui devrait se trouver à des rendements d'ionisation de 100%. L'ionisation étant sensée être linéaire même à des énergies importantes, cette décroissance peut être due à une non-linéarité du NTD. Une étude doit être effectuée afin de clarifier ce phénomène.

La figure 8.1 à droite présente le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul sans sélection des évènements pour des énergies de recul comprises entre 0 et 200 keV. On distingue les raies des gammas du plomb 210 (à 46.5 keV en énergie de recul). Ces évènements sont essentiellement présents dans les évènements de garde. Ils proviennent de la présence proche de la garde de soudures des contacts électriques (faite entre autre avec du plomb qui contient une petite proportion de ²¹⁰Pb).

On observe aussi la présence de γ provenant de l'activation cosmique du germanium à 10.37 et 8.98 keV (cf chapitre 2). Sur la figure 8.4 on peut voir dans les histogrammes les pics dus à l'activation cosmique du germanium.

Le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul après exclusion des évènements de garde (cf figure 8.2) révèle la présence d'évènements à très bas rendement d'ionisation qui sont vraisemblablement dus aux électrons émis lors de la décroissance du ²¹⁰Pb. Ils sont placés au même endroit que les électrons β en provenance du ²¹⁰Pb lors des calibrations précédemment exposées. D'après les calibrations γ faites avec du baryum, avant élimination

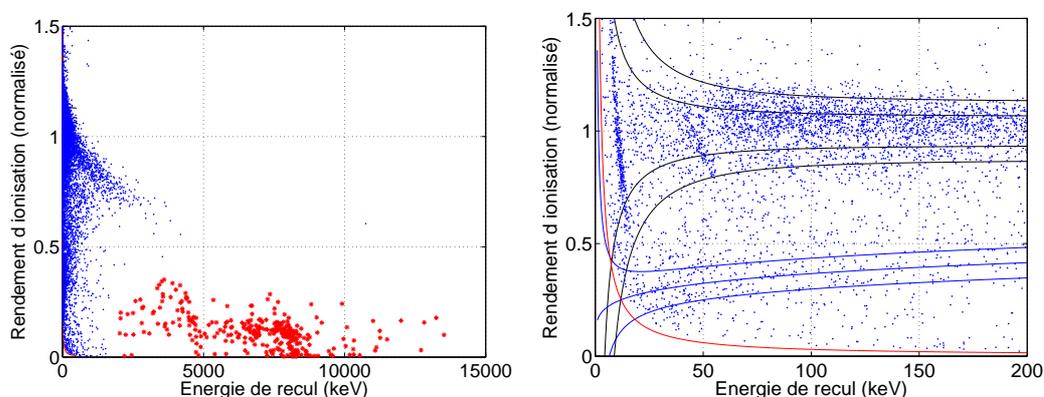


FIG. 8.1 – Sélection fiduciel du rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul pour les évènements de l’étude du fond radioactif. À gauche : Les évènements α sont marqués avec des croix rouges. À droite : même figure avec un agrandissement entre 0 et 200 keV.

des évènements de surface, 0.8% des évènements gamma (entre 20 et 200 keV en énergie de recul) sont mal collectés et donnent un rendement d’ionisation $< 50\%$. Or ici, le nombre d’évènements dont le rendement d’ionisation est supérieur à 50% est de 776 alors que le nombre d’évènements dont le rendement d’ionisation est inférieur à 50% est de 121 (pour $E_{recul} \leq 200 \text{ keV}$). Le nombre d’évènements électrons peut donc être évalué à : $121 - 0.008 \times 776 \approx 115$. On a vu au paragraphe 2.5 que le nombre d’évènements électrons peut être relié au nombre d’évènements α . D’après la chaîne de décroissance du ^{210}Pb , on attend 1 α pour un β (de basse énergie). Or ici le nombre d’ α qui tombent sur le centre est de 118. Ceci confirme donc l’hypothèse d’une pollution au ^{210}Pb .

Le tracé du rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul après sélection des évènements de volume uniquement avec une coupure stricte ($VSS < 1.5 \text{ keV}$, $VSI < 1.5 \text{ keV}$, $\frac{CS-CI}{CS+CI} < 15\%$) est donné figure 8.3. Cette figure est tracée en ne sélectionnant que les périodes où la résolution de la voie chaleur est inférieure à 2.5 keV et où la résolution de la voie ionisation est inférieure à 1.25 keV (ce qui correspond une exposition de 4 kg.jour). Aucun évènement ne réside dans la bande de recul nucléaire. Le rejet des évènements de surface s’est donc avéré efficace pour l’exclusion des évènements à bas rendement d’ionisation. De plus on observe que même à basse énergie de recul, on ne voit pas de β dont le rendement d’ionisation est faible (ce qui est attendu vu les performances de rejet exposées chapitre 7) permettant de travailler à plus bas seuil.

Les photons X provenant de l’activation cosmique du germanium étant

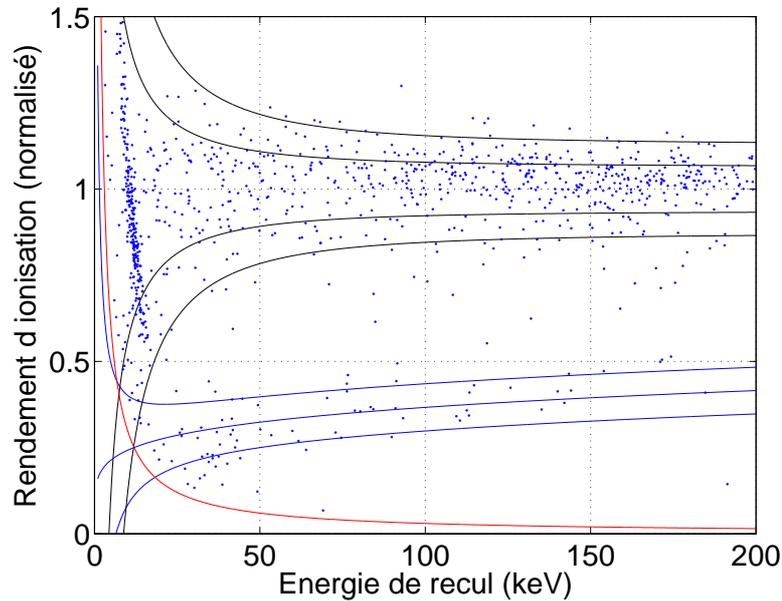


FIG. 8.2 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul après exclusion des évènements de garde.

émis de manière homogène en volume, il est possible de confirmer les résultats obtenus sur le volume fiduciel lors de la calibration neutron. La figure 8.4 présente l’histogramme de l’ionisation avant sélection, après exclusion des évènements de garde et après sélection des évènements de volume. Les pics des rayons X de l’activation cosmique du germanium γ sont clairement visibles (la résolution ne permet pas de distinguer les deux énergies à 8.98 et 10.37 keV). Pour évaluer le nombre de coups réellement dus aux rayons X de l’activation cosmique, il faut soustraire les photons qui apparaissent dans ces pics mais qui ne proviennent pas de l’activation cosmique du germanium. Pour ceci il faut calculer le nombre de coups qui résident de chaque côté de la gaussienne et, après renormalisation, de soustraire ces évènements au nombre d’évènements qui résident dans la gaussienne. Cette méthode est rudimentaire et relativement imprécise mais elle permet de confronter de manière approximative l’évaluation du volume fiduciel avec celle des calibrations neutrons.

Le nombre d’évènements dénombrés dans le pic de l’activation cosmique est de 610 lorsque aucune sélection n’est appliquée (l’analyse du bruit de fond de chaque côté de la gaussienne permet d’évaluer à 242 les évènements de cette gaussienne qui ne sont pas dus à l’activation cosmique). Après exclusion des évènements de garde on comptabilise 295 évènements dans la

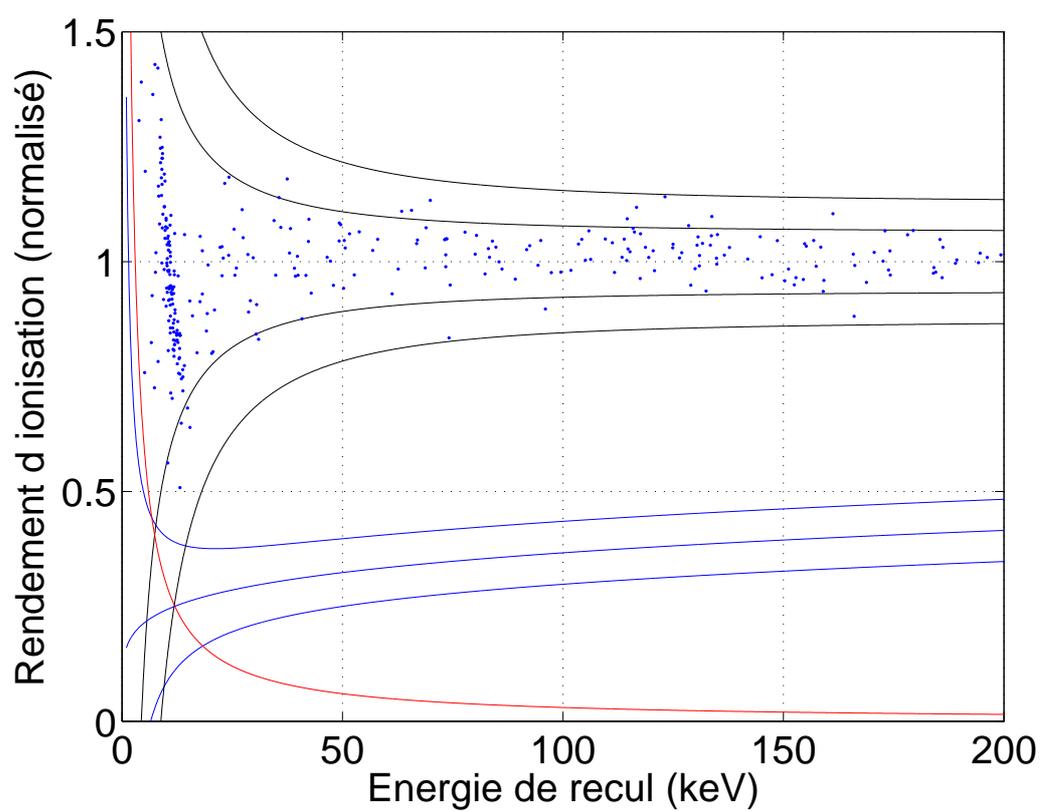


FIG. 8.3 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour la prise de données de fond radioactif avec une sélection des périodes avec une bonne ligne de base chaleur et ionisation. L'exposition associée est de 4 kg.jour.

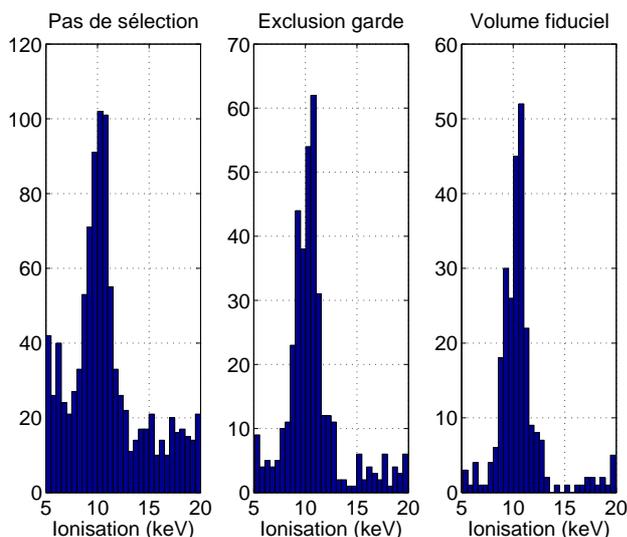


FIG. 8.4 – Histogramme ionisation entre 5 et 15 keV (autour des pics de la cosmogénèse) sans sélection (à gauche), après exclusion des évènements de garde (au milieu) et après sélection des évènements du volume fiduciel (à droite).

gaussienne (parmi eux 46 sont considérés comme ne venant pas de l'activation cosmique). Après sélection des évènements de volume, 211 évènements résident dans la gaussienne (11 sont considérés comme n'étant pas dus à l'activation cosmique).

Le volume fiduciel peut donc être évalué à $\frac{211-21}{610-242} = 52 \pm 7\%$ (32% de ce volume est perdu sur les gardes et 16% sur les zones proches des surfaces). Cette évaluation, qui reste somme toute assez qualitative, est compatible avec les résultats obtenus lors de la calibration neutron qui évaluait le volume fiduciel dans les conditions de polarisation à $48 \pm 3\%$ (cf paragraphe 6.3).

Le tracé du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour les bolomètres standard (à électrodes planaires) présente des évènements dans la bande de recul nucléaire causés par des électrons et en particulier en dessous de 30 keV (cf figure 2.20). La courbe de sensibilité est donc calculée avec ces détecteurs pour des énergies de recul supérieur à 30 keV. Mais l'abaissement du seuil de détection est primordial car à titre d'exemple, le passage d'un seuil de 30 keV à 15 keV permet de gagner un facteur 2 sur la sensibilité aux WIMPs et d'être plus sensible à un WIMP de basse masse.

Or, ici, les évènements à bas rendement d'ionisation sont éliminés par coupure des évènements de surface. Il est donc possible de travailler en dessous de 30 keV. Dans ce cas c'est le seuil de détection qui nous limite. Il

doit être déterminé de manière précise. Comme on l'a dit précédemment, le déclenchement de l'enregistrement d'un évènement est variable dans le temps. Le seuil en énergie est donc lui aussi variable dans le temps. D'après les calibrations neutrons, il peut être estimé entre 15 et 20 keV.

Conclusion

Cette étude du bruit de fond a permis de mettre en évidence que les bolomètres de type Interdigit peuvent être utilisés avec avantage pour une expérience d'une étude du fond radioactif (recherche de matière noire) sur de longues périodes sans présenter de problème.

La statistique accumulée est de 6 kg.jour (4 kg.jour après sélection des périodes non bruyantes). Aucun évènement n'est visible dans la bande de recul nucléaire y compris à basse énergie de recul. Ce bruit de fond des évènements de surface a des caractéristiques similaires à ce qui a été présenté lors des calibrations ^{210}Pb .

Conclusion générale et perspectives

La sensibilité de l'expérience EDELWEISS II est limitée par le bruit de fond de β (interagissant sur les surfaces du détecteur). Ce bruit de fond provient essentiellement d'une pollution au ^{210}Pb de l'environnement des détecteurs. Il est de l'ordre de 0.05 événement par $\text{cm}^2.\text{jour}^{-1}$ ce qui équivaut à 2 événements par $\text{kg}.\text{jour}$. Ce bruit de fond, sur un bolomètre standard à électrodes planaires, provoque dans la zone du signal WIMP environ 0.04 $\text{evt}.\text{kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$ (et ceci avec un seuil supérieur à 30 keV). Sachant que le but de l'expérience est d'obtenir une exposition de 1000 $\text{kg}.\text{jour}$ sans avoir d'événements dans la zone du signal WIMP, il est indispensable de travailler avec des détecteurs à rejet d'événements de surface. Ce travail de thèse constitue un travail exploratoire sur des détecteurs permettant un rejet des événements de surface avec la voie ionisation. Le principe est le même que les détecteurs standards de l'expérience EDELWEISS (double composante ionisation/chaleur) mais pour lequel les électrodes planaires centrales ont été remplacées par des électrodes imbriquées (dites interdigitées) pour le rejet des événements de surface par des signaux d'ionisation (bolomètre interdigit ID201 fabriqué au CSNSM en février 2007).

Pour des conditions de polarisation appropriées, le bolomètre donne des signaux différents en fonction de la position de dépôt d'énergie de la particule dans le détecteur. Il est ainsi possible d'identifier les événements qui déposent leur énergie dans le volume fiduciel du détecteur, volume où les événements de surface ne peuvent pas pénétrer. Ce qui permet une identification des événements de surface. On note par ailleurs la présence de zones de bas champ situées sous les électrodes de veto-surface dont l'incidence possible sur les performances du détecteur a nécessité une clarification.

Le premier prototype de bolomètre ID201 a été étudié dans un premier temps au CSNSM (en mars 2006) grâce à un banc de test spécialement monté à cet effet dans cette thèse. Ces tests ont consisté en l'étude du fonctionnement du bolomètre lorsqu'il est placé à proximité d'une source d' ^{241}Am qui

émet entre autres des photons γ de 59.5 keV. La confrontation des simulations de la position d'impacte des particules (par le logiciel GEANT 3) couplée à des simulations de cartes de champ permettent de vérifier que le comportement du bolomètre est au premier ordre celui que l'on attend. Certaines lignes de champ coupent les surfaces libres du détecteur entre les électrodes ce qui conduit à du piégeage. Dans ce bolomètre le nombre d'évènements à bas rendement d'ionisation est bien plus important que dans un bolomètre normal. Cependant ces évènements ne font pas partie du volume fiduciel. Après sélection des évènements du volume fiduciel, qui consiste à éliminer les évènements donnant un signal sur les électrodes de veto-surface, tous les évènements à bas rendement d'ionisation sont supprimés (à part les évènements neutron du fond radioactif du laboratoire). De plus il a été démontré que les zones de champ faible ne sont pas problématiques : non seulement, elles donnent lieu à des évènements donnant de la collecte sur les électrodes de veto-surface (donc ne font pas partie du volume fiduciel) mais en plus, elles donnent lieu à des évènements dont le rendement d'ionisation est élevé. Il faut noter qu'à cause de la grande quantité d'évènements de très haute énergie (muons), une évolution du bolomètre est visible même si celle-ci ne compromet pas son fonctionnement.

En octobre 2006, un test avec des sources d'électrons a été pratiqué à Orsay (avec une source de ^{109}Cd). Les évènements électrons de la partie non fiducielle donnent une contribution à des rendements d'ionisation de l'ordre de 0.3 (vraisemblablement à cause d'effets de piégeage). Mais ce qui est important est que lors de la sélection fiducielle, le rejet des évènements électrons s'avère très efficace. Cependant, la mesure des performances de rejet sont limitées par le fond de neutrons du laboratoire d'Orsay.

Partant de ces résultats, nous avons installé le bolomètre (en septembre 2007) au Laboratoire Souterrain de Modane afin d'en mesurer les performances réelles sur le site même de l'expérience dans un environnement très bas bruit radioactif (sans bruit de fond de neutrons). Une calibration γ (source de ^{133}Ba qui émet des γ de 356 keV) a été effectuée avec une statistique d'environ 50000 évènements. La sélection des évènements du volume fiduciel préserve parfaitement la zone du signal WIMP. Mais des calibrations à encore plus haute statistique doivent encore être effectuées afin de s'assurer que le rejet des γ est suffisant pour atteindre une exposition de 1000 kg.jour sans avoir d'évènement dans la zone du signal WIMP. Il a été montré qu'en site souterrain, il est possible de trouver des conditions de polarisation pour lesquelles le détecteur fonctionne de manière stable sans qu'une évolution ne soit décelable entre les régénérations.

Une calibration avec une source de neutrons a été effectuée à Modane. Cette calibration a permis de confronter la mesure du volume fiduciel aux si-

mulations de cartes de champ. Le résultat est que le volume fiduciel expérimental mesuré est de $53 \pm 3 \%$ (48% pour une sélection stricte). La simulation des cartes de champ donne une valeur de 61% pour les mêmes conditions de polarisation. La sélection des évènements du volume fiduciel conserve donc bien une part importante des évènements à recul nucléaire. Ceci est très important car c'est exactement ce type de signal que l'on attend lors de l'interaction avec un WIMP.

Le bolomètre a ensuite été mis en comptage proche d'une source de ^{210}Pb qui est une source d'électrons (c'est cet élément qui a été identifié comme le bruit de fond limitant la sensibilité de l'expérience). Ceci a permis de calculer les performances de rejet du bolomètre lorsqu'il est bombardé par une source d'électrons en l'absence de neutrons. Après un bombardement d'environ 60000 électrons β sur les surfaces du bolomètre (entre 0 et 200 keV en énergie de recul), aucun évènement n'est visible dans la bande de recul nucléaire, y compris à basse énergie de recul. Ce résultat implique que ce type de détecteur devrait permettre d'accumuler une statistique d'au moins 30000 kg.jour sans être limité par le bruit de fond d'électrons. Il devrait donc permettre à l'expérience EDELWEISS II de s'affranchir de son bruit de fond électron qui limitait jusque là sa sensibilité. Le fait que le rejet des évènements à basse énergie soit efficace permet de travailler avec des seuils plus bas que ceux utilisés jusqu'ici ce qui se traduit par un gain important de la sensibilité de l'expérience notamment pour de faibles masses de WIMPs.

Enfin, un test de prise de données du fond radioactif (en condition de recherche de matière noire), réalisé pendant une durée de 4 mois, a permis d'accumuler une statistique de 4 kg.jour avec un seuil inférieur à 20 keV sans évènement dans la zone de recul nucléaire. Ces bolomètres peuvent donc être utilisés de manière stable pour de longues prises de donnée.

Devant les résultats obtenus, la collaboration EDELWEISS a choisi ce type de détecteur pour équiper l'expérience. Le CSNSM a fourni (en juin 2008) un bolomètre de 400g (basé sur le modèle du bolomètre ID201) qui est actuellement en comptage au Laboratoire Souterrain de Modane. De plus des bolomètres de ce type ont été commandé par le CEA/IRFU auprès de la firme Cambera qui a, elle aussi, fourni un détecteur en juin 2008. Les résultats de calibration γ (source de ^{133}Ba) ont permis de vérifier qu'après un bombardement de environ 80000 γ , les bolomètres fournis par le CSNSM et par Cambera ne présentent pas d'évènements dans la bande de recul nucléaire.

Le transfert de technologie a donc fonctionné pour le passage à un bolomètre de taille plus importante. De plus, à cause de sa relative simplicité, ce procédé est industrialisable ce qui est très important dans la perspective d'utiliser une grande masse de détecteurs. La collaboration EDELWEISS prévoit d'installer 9 bolomètres à électrodes interdigitées de plus sur le site

de l'expérience pour la fin de l'année 2008 et de remplacer progressivement les bolomètres à électrodes planaires par des bolomètres à électrodes interdigitées.

De plus ces bolomètres sont tout a fait compatibles avec une électronique permettant de lire le transitoire des signaux d'ionisation. On a montré la différence du transitoire des signaux pour des reculs nucléaires donnant un dépôt d'énergie dans différents endroits du détecteur. Ceci permet d'apporter une information supplémentaire sur la position de l'évènement (si celui-ci possède une énergie d'ionisation suffisamment élevée) dans le détecteur qui sera très importante dans l'éventualité de détecter un signal WIMP. L'expérience EDELWEISS II va prochainement s'équiper d'une électronique résolue en temps.

Lors de développements futurs, la technologie d'électrodes interdigitées pourra être appliquée au détecteur dans son ensemble (en remplaçant les électrodes de garde par l'alternance des électrodes collectrice et de veto-surface) ce qui pourrait permettre d'augmenter le volume fiduciel du détecteur, de réduire le nombre d'électrodes et d'éliminer les zones de champ faible sous les électrodes de garde.

En conclusion, les détecteurs à électrodes interdigitées nous paraissent, grâce à leurs performances et leur simplicité de fabrication et de traitement des données, de très bons candidats pour la détection directe de matière noire nécessitant de grandes masses de détecteurs comme le projet européen EURECA.

Bibliographie

- [1] CDMS Collaboration. A search for wimps with the first five-tower data from cdms. *arXiv :astro-ph*, 2008.
- [2] D.N. Spergel et al. Wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) three year observations : Implications for cosmology. *Astrophys. J. Suppl.*, 170 :377, 2007.
- [3] CERN. *Particle Data Booklet*.
- [4] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies - dark haloes and modified dynamics. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 249 :523, 1991.
- [5] E. J. Hallman, P.M. Motl, J.O. Burns, and M.L. Norman. Challenges for precision cosmology with x-ray and sunyaev-zeldovich effect gas mass measurements of galaxy clusters. *arXiv :astro-ph*, page 0509460, 2005.
- [6] F. Zwicky. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6 :110, 1933.
- [7] R. de Putter and M. White. Using weak lensing to find halo masses. *New Astron.*, 10 :676, 2005.
- [8] N. A. Bahcall, J.P. Ostriker, S. Perlmutter, and P.J. Steinhardt. Cosmology - the cosmic triangle : Revealing the state of the universe. *Science*, 284 :1481, 1999.
- [9] D. Clowe, M. Bradac, A.H. Gonzalez, M. Markevitch, S.W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *arXiv :astro-ph*, page 0608407, 2006.
- [10] S. Eidelman, K.G. Hayes, and K.A. Olive. Review of particle physics. *Phys. Lett. B*, 592 :1, 2004.
- [11] Burles, Nollet, and Turner. Big-bang nucleosynthesis : Linking inner space and outer space. *astro-ph*, page 9903300, 2003.
- [12] M. Fukugita. The cosmic baryon budget. *Astrophys. J.*, 503 :518, 1998.
- [13] S. Perlmutter et al. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *Astrophys. J.*, 517 :565, 1999.

- [14] M. Tegmark et al. Cosmological parameters from sdss and wmap. *Phys. Rev. D*, 69 :103501, 2004.
- [15] M. Kamionkowski and A. Kinkhabwala. Galactic halo models and particle dark-matter detection. *Phys. Rev. D*, 57 :3256, 1998.
- [16] S. Perlmutter. *Physics Today*, 56 :53, 2003.
- [17] T. Lasserre, C. Afonso, and J.N. Albert. Not enough stellar mass machos in the galactic halo. *Astronomy and Astrophysics*, 355 :L39, 2000.
- [18] C. Alcock et al. (collaboration MACHO). The macho project : Microlensing results from 5.7 years of large magellanic cloud observations. *Astrophys. J.*, 542 :281, 2000.
- [19] D. Kinion et al. Searches for astrophysical and dark matter axions. *Nucl. Phys. B*, 2005.
- [20] E. W. Kolb, D.J.H. Chung, and A. Riotto. Wimpzillas! *Dark matter in astrophysics and particle physics 1998 : Proceedings*, page 592, 1999.
- [21] G. Servant and T. Tait. Is the lightest kaluza klein particle a viable dark matter candidate? *Nucl. Phys. B*, 650 :391, 2003.
- [22] S. P. Martin. A supersymmetry primer. *arXiv :hep-ph*, page 9709356v1, 1997.
- [23] M. Milgrom. A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical Journal*, 270 :365, 1983.
- [24] J. D. Bekenstein. Relativistic gravitation theory for the mond paradigm. *Phys. Rev. D*, 70 :083509, 2004.
- [25] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric dark matter. *arXiv :hep-ph*, page 9506380v1, 1995.
- [26] Yousaf M. Butt. A message from the dark side. *Nature*, 456 :329, 2008.
- [27] Peng fei Yin and al. Pamela data and leptonically decaying dark matter. *arXiv :hep-ph*, page 0811.0176, 2008.
- [28] R. Lemrani. Damned : outil de calcul pour la matière noire, 'http ://pisrv0.pit.physik.uni-tuebingen.de/darkmatter/'.
- [29] L. Roszkowski, R. Ruiz de Austri, and R. Trotta. Implications for the constrained mssm from a new prediction for b to s gamma. *JHEP*, 07 :075, 2007.
- [30] L. Baudis. Direct detection of cold dark matter. *arXiv*, page 0711.3788, 2007.
- [31] R. Bernabei. First results from dama/libra and the combined. *arXiv*, page 0804.2741, 2008.

- [32] C.E. Aalseth et al. Experimental constraints on a dark matter origin for the dama annual modulation effect results with dama/nai. *arXiv*, page 0807.0879, 2008.
- [33] R. Gaitskell and J. Filippini. An interactive plotter for experimental and theoretical data. <http://dmtools.berkeley.edu/limitplots/>, 2007.
- [34] Roberto Trotta, Farhan Feroz, Mike Hobson, Leszek Roszkowski, and Roberto Ruiz de Austri. The impact of priors and observables on parameter inferences in the constrained mssm. *arxiv*, page 0809.3792v2, 2008.
- [35] XENON10 Collaboration. Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross-sections from the xenon10 experiment. *arXiv :astro-ph*, 2008.
- [36] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley and sons, 1989.
- [37] A. H. Compton. A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements. *Phys. Rev.*, 21 :483, 1923.
- [38] E. J. Williams. Multiple scattering of fast electrons and alpha-particles. *Phys. Rev.*, 58 :292, 1940.
- [39] H. A. Bethe. *Physics Handbook*. Springer, 1933.
- [40] C. A. Klein. Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 39 :2029, 1968.
- [41] S. M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley and Sons, 1981.
- [42] L. C. Feldman and J. W. Mayer. *Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis*. North Holland-Elsevier, 1986.
- [43] D. Drouin et al. *monte CARlo SIMulation of electroN trajectory in sOlids*. PhD thesis, Université de Sherbrooke, 2002.
- [44] B. Censier. *Etude et optimisation de la voie ionisation dans l'expérience EDELWEISS de détection directe de la matière noire*. PhD thesis, Université de Paris-Sud XI, 2006.
- [45] C. Kittel. *Introduction à la physique de l'état solide*. Dunod Université, 1981.
- [46] A. Juillard. *Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 1999.
- [47] C. Marrache-Kikuchi. *Effets dimensionnels dans un système désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2006.

- [48] S. Marnieros. *Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolometrie à très basse température.* PhD thesis, Université de Paris-Sud XI, 1998.
- [49] P.N. Luke. Voltage-assisted calorimetric ionization detector. *J. Appl. Phys.*, 64 :6858, 1988.
- [50] K.M. Sundquist and B. Sadoulet. Detectors of the cryogenic dark matter search : Charge transport and phonon emission in ge $\langle 100 \rangle$ crystals at 40 mk. *J. Low. Temp. Phys.*, 151 :443, 2008.
- [51] C. Jacoboni, F. Nava, C. Canali, and G. Ottaviani. Electron drift velocity and diffusivity in germanium. *Phys. Rev. B*, 24 :1014, 1981.
- [52] L. Reggiani, C. Canali, F. Nava, and G. Ottaviani. Hole drift velocity in germanium. *Phys. Rev. B*, 16 :2781, 1977.
- [53] V. I. Perel V. N. Abakumov and I. N. Yassievich. Capture of carriers by attractive centers in semiconductors (review). *Sov. Phys. Semicond.*, 12 :1, 1978.
- [54] B. Censier, A. Broniatowski, A. Juillard, L. Berge, and L. Dumoulin. Surface trapping and detector degradation in ge bolometers for the edelweiss dark matter search : experiment and simulation. *Nuclear Instruments and Methods*, 520 :156, 2004.
- [55] A. Broniatowski, B. Censier, A. Juillard, L. Berge, and the Edelweiss Collaboration. Dead layer and degradation effects in cryogenic germanium detectors for dark matter search. *Nuclear Instruments and Methods*, 559 :402, 2006.
- [56] S. Ramo. Currents induced by electron motion. *Proc. IRE*, 27 :584, 1939.
- [57] A. Broniatowski, B. Censier, A. Juillard, L. Bergé, and the Edelweiss Collaboration. Cryogenic germanium detectors for dark matter search : Surface event rejection by charge measurement. *Nucl. Inst. Meth. A*, 559 :378, 2006.
- [58] Lindhard. Integral equations governing radiation effects. *Matematisk-fysiske Meddelelser*, 1963.
- [59] B.S. Neganov et al. Application of ionization to heat conversion to the light absorption spectra measurement in silicon at 1k through adiabatic calorimetry. *J. Low Temp. Phys.*, 93 :417, 1993.
- [60] A. Benoit and the EDELWEISS collaboration. Measurement of the response of heat-and-ionization germanium detectors to nuclear recoils. *NIM A*, 577 :558, 2007.

- [61] C. Chasman, K.W. Jones, and R.A. Ristinen. Measurement of the energy loss of germanium atoms to electrons in germanium at energies below 100 keV. *Phys. Rev. Lett.*, 15 :245, 1965.
- [62] P. Di Stefano et al. Background discrimination capabilities of a heat and ionization germanium cryogenic detector. *Astropart. Phys.*, 14 :329, 2001.
- [63] V. Sanglard. *Recherche de la matière noire non-baryonique à l'aide de détecteurs cryogéniques à double composante ionisation et chaleur : Analyse et Interprétation des données de l'expérience EDELWEISS-I*. PhD thesis, Université Lyon I, 2005.
- [64] S. Fiorucci and The EDELWEISS Collaboration. Identification of backgrounds in the edelweiss-i dark matter search experiment. *Astroparticle Physics*, 28 :143, 2007.
- [65] V. Sanglard and the EDELWEISS collaboration. Final results of the edelweiss-i dark matter search with cryogenic heat-and-ionization ge detectors. *Phys. Rev. D*, 71 :122002, 2005.
- [66] V. Chazal, R. Brissot, J.F. Cavaignac, B. Chambon, M. de Jesus, D. Drain, Y. Giraud-Heraud, C. Pastor, A. Stutz, and L. Vagneron. Neutron background measurements in the underground laboratory of modane. *Astroparticle Physics*, 9 :163, 1998.
- [67] M. Horn. *Simulation of the muon induced neutron background of the EDELWEISS II experiment for dark matter*. PhD thesis, Universitat Karlsruhe, 2007.
- [68] L. Chabert. *Étude du bruit de fond neutron induit par les muons dans l'expérience EDELWEISS-II*. PhD thesis, Université Lyon I, 2004.
- [69] T. Shutt. A solution to the dead-layer problem in ionization and phonon-based dark matter detectors. *J. Low. Temp. Phys.*, 444 :340, 2000.
- [70] Y. Dolgorouky. *Etude de bolomètre à film minces de NbSi pour la rejection des évènements de surface pour l'expérience de détection de matière noire EDELWEISS*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2008.
- [71] N. Mirabolfathi. *Identification des évènements de surface dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson and application à la détection directe de matière noire*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2002.
- [72] A. Juillard, S. Marnieros, Y. Dolgorouky, L. Berge, S. Collin, S. Fiorucci, F. Lahu, and L. Dumoulin. Development of ge/nbsi detectors for edelweiss-ii with identification of near-surface events. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 559 :393, 2006.

- [73] O. Frisch. *British Atomic Energy Report*, BR 49 :unpublished, 1944.
- [74] P.N. Luke. Unipolar charge sensing with coplanar electrodes - application to semiconductor-detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42 :207, 1995.
- [75] M. Amman and P.N. Luke. Three-dimensional position sensing and field shaping in orthogonal-strip germanium gamma-ray detectors. *NIM A*, 452 :155, 2000.
- [76] P.L. Brink et al. First test runs from a dark-matter detector with interleaved ionization electrodes and phonon sensors for surface-event rejection. *NIM A*, 559 :525, 2006.
- [77] T. Shutt. *A dark matter detector based on the simultaneous measurement of phonons and ionization at 20mK*. PhD thesis, Thèse de l'université de Californie (Berkeley), 1993.
- [78] T. Shutt et al. Simultaneous high resolution measurement of phonons and ionization created by particle interactions in a 60 g germanium crystal at 25 mk. *Phys. Rev. Lett.*, 1992.
- [79] A. Broniatowski, X. Defay, A. Juillard, S.Marnieros, L. Dumoulin, M. Chapellier, X.F. Navick, F. Schwamm, and the EDELWEISS collaboration. Cryogenic ge detectors with interleaved electrodes : design and modeling. *J. Low. Temp. Phys.*, 151 :830, 2008.
- [80] X. Defay, A. Broniatowski, A. Juillard, S.Marnieros, L. Dumoulin, M. Chapellier, X.F. Navick, S. Collin, L. Berger, F. Lalu, and the EDELWEISS collaboration. Cryogenic ge detectors for dark matter search : Surface event rejection with ionization signals. *J. Low. Temp. Phys.*, 151 :896, 2008.
- [81] A. Broniatowski. A simulation code for the ionization and heat signals in low-temperature germanium detectors for dark matter research. *Nucl. Inst. Meth. A*, 520 :178, 2004.
- [82] Chistian Enss and Siegfried Hunklinger. *Low Temperature Physics*. Springer, 2005.
- [83] Paul Horowitz. *The art of electronics*. Cambridge University Press, 1980.
- [84] H. Spieler. Lectures on detector techniques stanford linear accelerator center. <http://www-physics.lbl.gov/spieler>, 1998.
- [85] CERN. <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>.
- [86] W.-M. Yao et al. Review of particle physics. *Journal of Physics*, 33 :1, 2006.
- [87] T. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.