



HAL
open science

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

Véronique Sanglard

► **To cite this version:**

Véronique 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. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. Français. NNT: . tel-00178567

HAL Id: tel-00178567

<https://theses.hal.science/tel-00178567v1>

Submitted on 11 Oct 2007

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.



N° d'ordre 234-2005
LYCEN – T 2005-47

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Véronique 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**

Soutenue le 30 novembre 2005
devant la Commission d'Examen

Jury :	Mme C.	Leluc	Rapporteur
	M. G.	Chardin	
	M. P.	De Marcillac	
	M. B.	Ille	Président du jury
	M. Y.	Giraud-Héraud	Rapporteur
	M. J.	Gascon	Directeur de thèse

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLÔME DE DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

Spécialité : Physique des Particules

par

Véronique 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

Soutenue le 30 Novembre 2005
devant la Commission d'Examen

Jury :	Mme Leluc	Catherine	Rapporteur
	M. Chardin	Gabriel	
	M. De Marcillac	Pierre	
	M. Ille	Bernard	Président de jury
	M. Giraud-Héraud	Yannick	Rapporteur
	M. Gascon	Jules	Directeur de thèse

À Clévie

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à mon directeur de thèse Jules Gascon qui a su, au cours de ces 3 années et même au cours des 3 précédentes, être toujours présent pour répondre à mes nombreuses questions, me soutenir dans tous les instants et surtout lors de la rédaction de ce manuscrit, me guider et me recentrer lors des différentes étapes de mon travail.

Je tiens ensuite à remercier tous les membres du groupe MANOIR que j'ai pu cotoyer durant ces années pour leur accueil, leur gentillesse et leur disponibilité. J'ai été ravie de rencontrer Daniel Drain et Bernard Chambon dont la bonne humeur est légendaire et dont les qualités scientifiques ne le sont pas moins. Merci aussi à Evelyne Gerlic, Martine Stern et Philippe Di Stefano pour leur soutien, leur patience et pour l'aide qu'ils m'ont apporté lors de la rédaction de mémoire. Je ne voudrais pas oublier Maryvonne de Jésus avec sa joie de vivre et surtout son rire si communicatif. Je remercie aussi mes deux compagnons de bureau du début Olivier Martineau et Laurent Chabert qui ont rendu ces années inoubliables. Olivier je te rassure les volumes fiduciaux sont toujours Lyonnais. Je souhaite bonne chance à Mélisa Luca pour sa thèse. Je n'oublie pas non plus Lionel Vagneron et Florence Charlieux pour leur sympathie et leur bonne humeur.

Ce travail de thèse s'est fait au sein de la collaboration EDELWEISS et je tiens à tous les remercier vivement de leur accueil et de leur soutien sans eux ce travail aurait été impossible. Merci tout particulièrement à Gérard Nollez et à Alex Juillard pour leurs conseils, leur disponibilité et leur aide pour toute la partie analyse de données. Merci à Maurice Chapellier de son humeur et de sa joie de vivre mais surtout de m'avoir fait découvrir le routier de Modane. Je ne voudrais pas oublier les autres thésards d'EDELWEISS, Benjamin Censier et plus particulièrement Simon Fiorucci avec qui la traque aux événements a été plus que passionnante. Je remercie aussi l'ensemble du personnel du laboratoire de Modane.

Je suis très reconnaissante à Yannick Giraud-Héraud et à Catherine Leluc d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse, à Bernard Ille d'avoir bien voulu présider mon jury ainsi qu'à Gabriel Chardin et Pierre de Marcillac d'avoir accepté d'en faire partie. Merci à tous pour la relecture attentive de mon manuscrit.

Je remercie aussi tous les membres de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon ainsi que les autres thésards de ma promotion avec qui j'ai pu partager les joies et les angoisses de faire une thèse.

Enfin cette thèse n'aurait pas existé sans l'aide et le soutien inconditionnel de toute ma famille en commençant par mes parents à qui j'exprime toute ma gratitude. Pour finir je voudrais remercier de tout mon coeur Emmanuel qui partage ma vie et a donc partagé cette thèse. Merci de m'avoir soutenu tout au long de ces années de m'avoir écouté et de m'avoir permis de continuer. A nous deux on a joué à celui qui rentrait le plus tard le soir moi à cause de ma thèse et toi pour ton chef d'oeuvre de meilleur ouvrier de France.

Je tiens aussi à dédier cette thèse à ma filleule Clévie le rayon de soleil de ma vie.

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
1 La matière noire dans l'Univers	3
1.1 La matière noire dans l'Univers	3
1.1.1 Un peu de cosmologie	3
1.1.2 Existence de la matière noire	5
1.1.2.1 A l'échelle galactique	5
1.1.2.2 A l'échelle intergalactique	6
1.1.2.3 A l'échelle cosmologique	8
1.2 Nature de la matière noire	9
1.2.1 Matière noire baryonique	9
1.2.2 Matière noire non-baryonique	10
1.2.2.1 Matière noire chaude	10
1.2.2.2 Matière noire froide	10
1.2.3 Le WIMP	11
1.2.3.1 La densité relique de WIMP	11
1.2.3.2 Un candidat supersymétrique	12
1.3 La détection indirecte	16
1.3.1 Principe	17
1.3.2 Distribution des neutralinos au sein du halo galactique	17
1.3.3 Les neutrinos signatures de l'annihilation de neutralinos	18
1.3.4 Les particules des rayons cosmiques	20
1.3.5 Les rayons gammas comme signature de l'existence des neutralinos	21
1.4 Conclusion	22
2 La détection directe des WIMPS	23
2.1 Introduction	23
2.2 Principe (interaction neutralino-matière)	24
2.3 Spectre de recul théorique de WIMPS	25
2.3.1 Calcul du spectre	25
2.3.2 Correction due à la rotation de la Terre	30
2.3.3 Correction due au facteur de forme	31
2.3.3.1 Cas d'une interaction indépendante du spin	31
2.3.3.2 Interaction dépendante du spin	34

2.3.4	Spectre de recul théorique final	35
2.4	Établissement des courbes d'exclusion	38
2.4.1	Interaction indépendante du spin	39
2.4.2	Interaction dépendante du spin	39
2.4.3	Prédictions supersymétriques dans le cadre d'une interaction indépendante du spin	40
2.5	Techniques de la détection directe	42
2.5.1	Signatures du WIMP	42
2.5.2	Les différents modes de détection	43
2.5.3	Détecteurs germanium à ionisation	44
2.5.4	Scintillation	45
2.5.4.1	Les scintillateurs solides	45
2.5.4.2	Les scintillateurs gaz rares	47
2.5.5	Détecteurs cryogéniques	49
2.5.6	Autres techniques	50
2.6	Conclusion	50
3	L'expérience EDELWEISS	51
3.1	Les détecteurs	52
3.1.1	Les différents processus d'interaction	52
3.1.1.1	Interactions des photons	52
3.1.1.2	Interaction des électrons	52
3.1.1.3	Interaction des alphas	53
3.1.1.4	Interaction des neutrons	53
3.1.2	Caractéristiques des détecteurs d'EDELWEISS-I	54
3.1.3	Détection de la chaleur	56
3.1.3.1	Le senseur thermique de type thermistance	57
3.1.3.2	La cryogénie	58
3.1.4	Détection de l'ionisation	59
3.1.4.1	Principe	59
3.1.4.2	Collecte incomplète des charges	59
3.1.5	La double détection ionisation et chaleur	60
3.1.5.1	Mesure de l'ionisation	60
3.1.5.2	Mesure de la chaleur	61
3.1.5.3	Détermination de Q , Q' et E_R	62
3.2	Le système d'acquisition	63
3.2.1	Type de système d'acquisition	63
3.2.2	Programme d'acquisition	64
3.2.3	Déclenchement ionisation	65
3.2.4	Déclenchement chaleur	65
3.3	Protections passives contre le bruit de fond	66
3.3.1	Le rayonnement cosmique	66
3.3.2	La radioactivité	66
3.3.3	Le radon	67
3.3.4	Perturbations mécaniques et électromagnétiques	68
3.4	Conclusion	68

4	Analyse des données d'EDELWEISS-I	69
4.1	Traitement des signaux	69
4.1.1	Ajustement au moindre carré	69
4.1.2	Construction des gabarits	70
4.1.3	Cas particulier des événements dits NTD	73
4.2	Étalonnage des signaux	74
4.2.1	Détermination des gains ionisation	74
4.2.2	Détermination des gains chaleur	74
4.2.3	Linéarité de l'étalonnage à basse énergie	76
4.2.4	Correction de la non-linéarité en énergie de l'étalonnage des voies chaleur	76
4.3	Les résolutions des différentes voies	77
4.4	Étalonnage neutron	80
4.4.1	Zone de reculs nucléaires	81
4.4.2	Les collisions inélastiques	84
4.4.3	Volume fiduciel	86
4.4.4	Les coïncidences	87
4.4.5	Seuils en énergie	87
4.4.6	Conclusion sur les étalonnages neutrons	90
4.5	La sélection des reculs nucléaires	90
4.6	Test à grande statistique de la discrimination γ	92
5	Les simulations	95
5.1	Les neutrons	95
5.1.1	Introduction	95
5.1.2	Simulations des données expérimentales	96
5.1.2.1	Description de la simulation	96
5.1.2.2	Comparaison du nombre absolu d'événements	98
5.1.2.3	Comparaison des pentes des spectres	101
5.1.3	Comparaison en terme d'interactions multiples	102
5.1.4	Simulation du fond	103
5.2	Le signal WIMP	103
5.2.1	Spectre de recul de WIMPs attendu dans les détecteurs	103
5.2.2	Efficacité de détection	104
5.3	La méthode de Yellin	106
5.3.1	Description	107
5.3.1.1	Maximum Gap	107
5.3.1.2	Optimum interval	108
5.3.2	Simulations	110
5.3.2.1	Test de la méthode du "Maximum Gap"	111
5.3.2.2	Test de la méthode de l'Optimum Interval	111
5.4	Conclusion	114
6	Les résultats finals d'EDELWEISS-I	115
6.1	Jeux de données	115
6.1.1	Données 2000 et 2002	115
6.1.2	Le run 2003i	118

6.1.3	Le run 2003p	123
6.1.4	Spectre en énergie dans la zone des reculs nucléaires	127
6.1.5	Interprétation des candidats reculs nucléaires	128
6.1.5.1	Fond dans la bande γ	130
6.1.6	Compatibilité des différents runs	131
6.2	Section efficace d'interaction d'un WIMP sur un nucléon	131
6.2.1	Interactions indépendantes du spin	133
6.2.1.1	Limite d'exclusion	133
6.2.1.2	Interprétation de cette limite	133
6.2.2	Interactions dépendantes du spin	137
6.3	Leçons pour EDELWEISS-II	141
6.4	Conclusion	141
Conclusion		143
A Mesure de l'activité de la source neutron		145
A.1	Installation expérimentale	145
A.2	Étalonnage en énergie	145
A.3	Spectre de la source de Californium	147
A.3.1	Les différents alphas émis par la source.	147
A.3.2	Détermination de l'activité totale de la source	148
B Signification statistique d'une modulation annuelle		153

Introduction

Le problème de la matière noire a été posé pour la première fois en 1933 par l'astronome F. Zwicky. En étudiant la dynamique de l'amas de galaxies Coma, il est arrivé à la conclusion qu'une grande quantité de matière invisible devait se trouver au sein des galaxies. Plus tard, d'autres résultats ont confirmé que 90 % de la matière de notre Univers n'est pas visible par des méthodes d'observation traditionnelles mais uniquement par ces effets gravitationnels. Cette composante de la matière est dite noire ou sombre. Sa nature nous est encore inconnue, une grande fraction étant non-baryonique. Le candidat le plus souvent évoqué pour composer cette matière noire non baryonique est le WIMP : par définition, c'est une particule massive n'interagissant que très faiblement avec la matière, elle est de plus neutre et stable. D'un point de vue théorique, la supersymétrie fournit un candidat au WIMP, le neutralino, la particule supersymétrique la plus légère.

Le chapitre 1 fait une revue rapide de l'état du problème de la matière noire en insistant plus particulièrement sur le WIMP et son candidat théorique le neutralino. Deux méthodes existent pour détecter la matière noire sous forme de WIMPs. La première, indirecte, consistant en l'observation des produits de l'annihilation de deux WIMPs sera détaillée dans ce chapitre en évoquant les plus récents résultats dans le domaine. La deuxième méthode cherche à mettre en évidence les reculs nucléaires induits par la diffusion d'un WIMP sur un noyau cible placé en laboratoire.

Le chapitre 2 est consacré à la détection directe et au calcul du spectre de recul théorique d'un WIMP dans un détecteur. Ce calcul permet l'interprétation de spectres et de taux de comptage expérimentaux en termes de limites sur la section efficace d'interaction entre un WIMP et un nucléon, et ce en fonction de la masse du WIMP. Enfin, les différentes techniques de détection directe seront présentées dans ce même chapitre avec une rapide revue des avancées expérimentales.

L'expérience EDELWEISS (Expérience de Détection des Wimps en Site souterrain) utilise la détection directe pour rechercher les WIMPs. Les détecteurs utilisés sont des bolomètres cryogéniques en germanium de 320 g permettant une mesure simultanée de l'élévation de température et de l'ionisation produites suite à l'interaction d'une particule. Le chapitre 3 décrit tout d'abord les caractéristiques des détecteurs utilisés par l'expérience ainsi que les moyens utilisés pour détecter la chaleur et l'ionisation, le système d'acquisition, puis l'expérience dans sa globalité au laboratoire souterrain de Modane. Un des problèmes majeurs de ce type de détection d'événements rares est le bruit de fond. Nous verrons les moyens utilisés par EDELWEISS pour réduire au maximum les différentes composantes du bruit de fond. L'avantage de la double détection ionisation et chaleur réside en la possibilité de discriminer événement par événement les reculs électroniques induits par des gammas et des béta d'une part et les reculs nucléaires induits par les neutrons et les WIMPs d'autre part.

Une grande partie de ce travail de thèse a consisté en l'analyse des données issues du dernier trio de détecteurs placés dans le cryostat d'EDELWEISS-I. Le chapitre 4 détaille les différentes étapes de cette analyse en commençant par les étalonnages en énergie, les corrections de non-linéarités et l'étude des performances des détecteurs en termes de résolutions et de seuils en énergie. Puis, nous décrivons la sélection effectuée pour ne garder que les reculs nucléaires pouvant être considérés comme des événements WIMPs.

Le chapitre 5 est consacré aux différentes simulations effectuées dans le cadre de cette analyse. Tout d'abord, nous étudierons les résultats d'une comparaison entre les données expérimentales d'un étalonnage en reculs nucléaires avec une source de ^{252}Cf et les résultats d'une simulation de cet étalonnage. Puis nous verrons, comment, à partir des spectres de recul théoriques calculés au chapitre 2, nous obtenons la réponse de nos détecteurs à l'interaction d'un WIMP ainsi que l'efficacité en fonction de l'énergie de recul de chacun des détecteurs. Enfin, lors de l'analyse, il s'est avéré nécessaire de faire appel à une méthode permettant de dériver une limite supérieure sur un taux d'événements en présence d'un bruit de fond inconnu. Cette méthode a été développée par S. Yellin de la collaboration CDMS. La dernière partie de ce chapitre présente le principe de cette méthode ainsi que les résultats d'une simulation servant à valider son utilisation pour l'interprétation des résultats expérimentaux d'EDELWEISS-I.

Le dernier chapitre de cette thèse fait la synthèse de tous les résultats obtenus avec les détecteurs de 320 g d'EDELWEISS-I entre 2000 et 2003 en vue d'une interprétation globale. Nous décrivons donc les différents jeux de données avant de vérifier leur compatibilité. Un bruit de fond inconnu est apparu dans la région où sont attendus les reculs nucléaires. Une étude succincte de ce bruit de fond est faite en regardant les populations d'événements simples et multiples présentes dans les régions limitrophes. Puis, nous établirons les limites d'exclusion de la section efficace WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP pour l'ensemble des données EDELWEISS-I, que nous comparerons avec les sensibilités atteintes par les meilleures expériences de détection directe actuelles. Cette étude de la limite est faite dans le cadre d'une interaction indépendante du spin et également dans celui d'une interaction dépendante du spin. Enfin, nous essayerons de tirer quelques leçons de cette première phase d'EDELWEISS pour la seconde qui comportera 28 puis 110 détecteurs.

Chapitre 1

La matière noire dans l'Univers

Une constatation étonnante peut se faire aujourd'hui : plus de 80% de l'Univers nous est inconnu. Dans une première partie, nous allons passer en revue différentes observations indiquant la présence d'une matière sombre. De récentes mesures montrent que l'Univers est fait de 70 % d'énergie dite noire et de 30 % de matière majoritairement non lumineuse et non baryonique. Cette matière dite aussi noire ou sombre n'émet ni n'absorbe de rayonnements électromagnétiques. A ce jour, elle n'a été détectée que par ces effets gravitationnels au niveau galactique et intergalactique (§ 1.1).

Dans la deuxième partie, nous allons tenter de comprendre la nature de la matière noire en énumérant quelques uns des candidats possibles (§ 1.2), en insistant sur la particule favorisée actuellement par la communauté scientifique, le WIMP (Weakly Interactive Massive Particle) et son candidat théorique dans le cadre de la supersymétrie.

Enfin, dans une troisième partie, nous aborderons un premier aspect de la recherche des WIMPs, la détection dite indirecte (§ 1.3). Le deuxième aspect de cette recherche, la détection directe sera l'objet du chapitre suivant.

1.1 La matière noire dans l'Univers

1.1.1 Un peu de cosmologie

La description de la dynamique de l'Univers se fait à partir des équations d'Einstein de la relativité générale et du principe cosmologique qui suppose un Univers homogène et isotrope. On obtient l'équation de Friedmann [1] :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.1)$$

où G est la constante de gravitation, $a(t)$ un facteur d'échelle, ρ la densité de l'Univers, Λ la constante cosmologique et k la courbure de l'espace.

On définit le taux d'expansion de l'Univers par $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$. Une estimation de sa valeur actuelle est $H_0 = 72 \pm 8$ km/s/Mpc [2] obtenue à partir des résultats du "Hubble Space Telescope Key Project".

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 dans l'Univers et ρ_c la densité critique de l'Univers ($= \frac{3H^2}{8\pi G}$). La valeur actuelle de ρ_c est $1.88 \times 10^{-26} h^2$.kg/m³, h étant le paramètre de Hubble réduit donné par $h = \frac{H_0}{100}$ km/Mpc/s. La densité cosmologique totale de l'Univers notée Ω_{tot} est la somme de ces différentes

densités :

$$\Omega_{tot} = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda \quad (1.2)$$

avec Ω_m la densité de matière, Ω_r la densité de rayonnement et Ω_Λ la densité associée à la constante cosmologique.

De récentes mesures [3, 4] montrent que l'Univers est plat avec $\Omega_{tot} = 1$ ($\Leftrightarrow k = 0$), $\Omega_m \simeq 0.3$, $\Omega_r \simeq 0$ et $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$ (cf § 1.1.2).

Un bref résumé de l'histoire de l'Univers, dans le cadre de la théorie du Big-Bang aujourd'hui adoptée par la majorité de la communauté des physiciens, est présenté sur la figure 1.1.

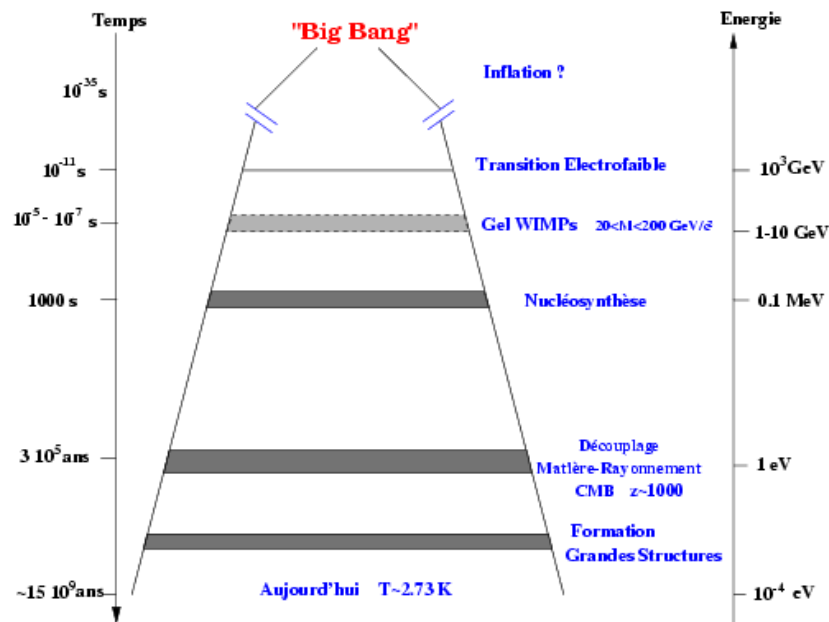


FIG. 1.1 – Schéma de l'évolution de l'Univers depuis le Big-Bang jusqu'à aujourd'hui. Les principaux événements sont indiqués avec le temps et l'énergie correspondants.

Les cosmologistes ont tenté d'extrapoler la physique connue actuellement jusqu'à l'ère de Planck soit $\sim 10^{-43}$ s après le Big-Bang. A partir de ce moment, correspondant à $T \sim 10^{19}$ GeV, nous allons donner les points importants de l'histoire de l'Univers.

Au départ, la matière est en équilibre thermique total avec le rayonnement par absorption et émission. Puis avec l'expansion de l'Univers la densité et la température diminuent ce qui entraîne une rupture progressive de l'équilibre. L'histoire de l'Univers est donc une succession de ruptures d'équilibre :

- $T \sim 10^{16}$ GeV : brisure de la symétrie de grand unification : les interactions forte et électrofaible se séparent,
- $T \sim 10^3$ GeV : brisure de la symétrie électrofaible qui donne la masse à toutes les particules du modèle standard. L'Univers est donc constitué d'une soupe de quarks et leptons,

- $T \sim 10 \text{ GeV}$: gel de la densité de WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles) avec des masses de l'ordre du GeV/c^2 - TeV/c^2 (§ 1.2.3.1),
- $T \sim 10^{-1} \text{ GeV}$: transition de phase de QCD (ChromoDynamique Quantique) qui se traduit par le confinement des quarks, libres jusque là, en nucléons,
- $T \sim 1 \text{ MeV}$: découplage des neutrinos de la matière et gel de la densité de neutrons,
- $T \sim 500 \text{ keV}$: la réaction $e^+e^- \longleftrightarrow \gamma\gamma$ ne se fait plus que dans le sens de l'annihilation des paires e^+e^- ,
- $T \sim 100 \text{ keV}$: les taux de toutes les interactions faibles deviennent inférieurs au taux d'expansion de l'Univers, c'est le début de la nucléosynthèse primordiale (notée BBN pour Big Bang Nucleosynthesis). Les protons et neutrons fusionnent en noyaux d'éléments légers (D, He, Li) (§ 1.1.2.2),
- $T \sim 1 \text{ eV}$: la densité de matière devient très proche de la densité de rayonnement,
- $T \sim 4 \times 10^{-1} \text{ eV}$: les électrons libres se combinent aux noyaux pour donner des atomes, c'est la recombinaison,
- $T \sim 3 \times 10^{-1} \text{ eV} \sim 3000 \text{ K}$: les photons n'interagissant pas avec les atomes neutres, ils deviennent libres et peuvent se propager jusqu'à nous. C'est le découplage photon-matière qui se produit 300 000 ans après le Big Bang. L'Univers devient donc transparent aux photons qui constituent la radiation du fond diffus cosmologique (§ 1.1.2.3),
- $T \sim 10^{-3} \text{ eV}$: formation des premières structures dans l'Univers,
- $T \sim 5 \times 10^{-4} \text{ eV}$: l'Univers est dominé par une constante cosmologique Λ ,
- $T \sim 2 \times 10^{-4} \text{ eV} \sim 2.73 \text{ K}$: actuellement.

1.1.2 Existence de la matière noire

Après avoir rapidement décrit l'histoire de notre Univers, nous allons à présent voir quelques évidences expérimentales de la présence de matière noire en commençant à une petite échelle, galactique puis à plus grande échelle, intergalactique, pour finir à l'échelle cosmologique.

1.1.2.1 A l'échelle galactique

Une des preuves les plus directes de l'existence de la matière noire au niveau galactique provient de l'étude des courbes de rotation de galaxies spirales.

Les lois de la mécanique prédisent que la vitesse d'un objet à une distance r du centre d'un système s'écrit :

$$v = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.3)$$

où G est la constante de gravitation et $M(r)$ la masse contenue dans la sphère de rayon r .

Il est possible d'estimer les vitesses de rotation des objets subissant la gravitation due à la galaxie (étoiles et nuages d'hydrogène) par effet Doppler. Si la majeure partie de la masse de la galaxie spirale est sous forme de matière lumineuse, l'équation (1.3) indique que les vitesses de rotation des objets à la périphérie de la galaxie devraient fortement diminuer pour $r > r_{opt}$ (r_{opt} est le rayon optique qui mesure la taille du disque lumineux) suivant $v \propto 1/\sqrt{r}$.

Les mesures faites sur des galaxies spirales montrent que les vitesses de rotation restent constantes et forment un plateau pour de grandes distances et même pour des rayons très supérieurs au rayon optique. La seule explication serait la présence d'une grande masse bien au-delà du rayon optique.

La figure 1.2 montre une courbe de vitesses moyennes de rotation d'objets d'une galaxie spirale typique en fonction de la distance au centre de la galaxie. Les points expérimentaux suggèrent la présence

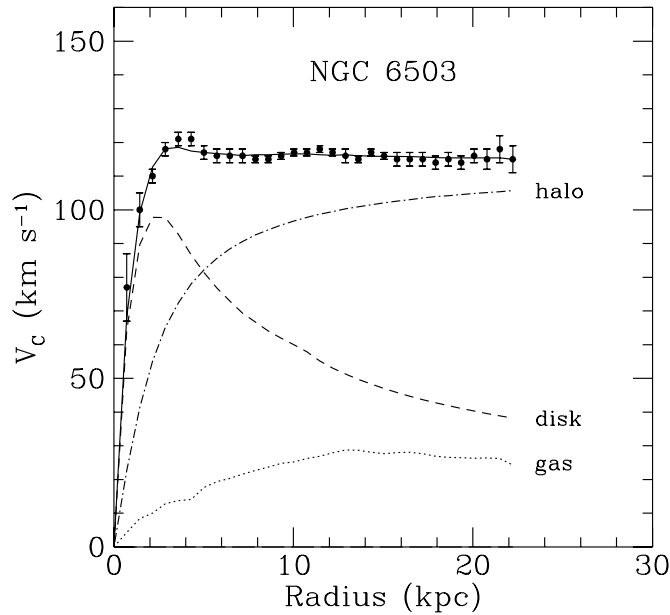


FIG. 1.2 – Courbe de rotation des objets de la galaxie spirale NGC6503 (points expérimentaux) en fonction de la distance au centre de la galaxie. La contribution des gaz à la vitesse de rotation est représentée en pointillés, celle de la matière du disque lumineux en tirets et enfin celle du halo présent autour de la galaxie en tirets-pointillés. La somme de ces trois contributions est tracée en trait plein. La distribution expérimentale est bien reproduite par l'ajout du halo de matière noire. Figure extraite de [5].

d'une matière non lumineuse en très grande quantité autour de la galaxie. Ce profil de vitesses de rotation est le même pour la grande majorité des galaxies spirales étudiées. Pour essayer de reproduire ces profils, on doit faire l'hypothèse d'un halo sphérique de matière noire autour de chaque galaxie avec une densité $\rho(r) \propto r^{-2}$. A partir de cette modélisation et de l'ajustement des courbes de rotation de la voie lactée, on peut déterminer la densité locale de matière noire. Ces mesures sont difficiles à cause de notre position désaxée dans la galaxie. On arrive à une moyenne de $\rho_0 \simeq 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ [6] avec une dispersion de vitesse des constituants du halo de $\bar{v} \simeq 270 \text{ km/s}$.

1.1.2.2 A l'échelle intergalactique

Étude des supernovae Ia Les supernovæ de type 1a sont le résultat de l'accrétion de matière d'une étoile par son compagnon, une naine blanche, qui provoque l'explosion de l'étoile. L'énergie libérée par les différentes SNIa ayant une très faible dispersion, elles sont considérées comme des chandelles standard.

De grandes campagnes de recherche de Supernovae de type Ia ont été entreprises dès 1999, par exemple lors du "Supernova Cosmology Project" [3]. L'objectif est de mesurer la distance de luminosité, notée d_L , de ces supernovae dont la luminosité absolue est supposée constante, en fonction de leur décalage vers le rouge, noté z . Cette évolution dépend de la géométrie de l'Univers, donc de Ω_m et Ω_Λ .

A partir des observations, il est possible de déterminer une combinaison des paramètres (Ω_m, Ω_Λ). Les résultats du "Supernova Cosmology Project" montrent que $1.3\Omega_m - \Omega_\Lambda \simeq -0.4 \pm 0.2$ [3]. Dans l'hypothèse d'un Univers plat, on obtient $\Omega_m = 0.28^{+0.09}_{-0.08}$ [3]. D'après ces résultats, notre Univers posséderait une constante cosmologique non-nulle. Le modèle correspondant s'appelle Λ -CDM.

Études des amas de galaxies Il existe trois méthodes permettant de mesurer la masse dynamique des amas galactiques.

La première a été utilisée dès 1933 par un astronome suisse, F. Zwicky. Il a fait une campagne de mesure des vitesses de dispersion des galaxies dans l'amas de Coma Berenice [7]. L'application du théorème du Viriel permet de relier ces vitesses à la masse dynamique de l'amas.

La deuxième consiste en l'étude du rayonnement X émis par les gaz chauds présents dans l'amas [8].

La dernière se base sur une conséquence de la relativité générale. En effet, le phénomène de lentille gravitationnelle induit une distorsion de l'image d'une galaxie située en arrière-plan de l'amas étudié. L'étude de ces distorsions permet la détermination de la masse de l'amas [9].

Toutes ces méthodes conduisent à une estimation de la masse totale de l'amas. Comme il est aussi possible de déterminer la masse de la partie visible du même amas, le rapport de ces deux masses indique la fraction de matière noire. En combinant les mesures faites à partir de ces trois méthodes sur plusieurs amas, on obtient un rapport masse sur luminosité qui indique la présence d'une grande quantité de matière non visible à l'échelle des amas de galaxies [10]. Cette valeur permet aussi d'estimer la densité de matière de l'Univers, on obtient $\Omega_m \simeq 0.3$ [11].

Une confirmation de ce résultat vient des campagnes de mesures des redshifts de galaxies. Par exemple, l'équipe du SDSS (Sloan Digital Sky Survey) a déjà étudié plus de 200 000 galaxies. A partir de ces données, le spectre de puissance des distributions de structures à grande échelle a pu être déterminé [12] ainsi que la fraction de matière dans l'Univers. En supposant un Univers Λ -CDM, les résultats donnent $\Omega_m = 0.30 \pm 0.04$ [13].

La nucléosynthèse primordiale [14] Quand la température de l'Univers atteint 1 MeV, la densité de neutrons gèle (cf. § 1.1.1). Les neutrons ne peuvent plus que se désintégrer par émission bêta. Le rapport neutron sur proton devient de l'ordre de 1/7. Les réactions nucléaires en chaîne de la nucléosynthèse commencent. Le premier noyau léger produit est le deutérium via la réaction $p(n, \gamma)D$. Mais tant que la température de l'Univers est supérieure à 100 keV, les noyaux de deutérium produits sont immédiatement photodissociés. Les réactions suivantes produisant de l'hélium 3 et 4 ont lieu à plus petite température et avec un taux beaucoup plus bas à cause de la très faible densité dans l'Univers à cette époque. Les noyaux plus lourds, lithium ou béryllium, ne sont produits qu'en infimes quantités à cause de l'importante barrière coulombienne à franchir. Une étude détaillée de ces différentes réactions nucléaires permet de prédire le nombre relatif des éléments légers (H, D, ^3He , ^4He , ^7Li) en fonction de la quantité de baryons, n_b . On définit $\eta = \frac{n_b}{n_\gamma}$ où n_γ est le nombre de photon émis par le fond diffus cosmologique. Cette variable est reliée à Ω_b , la densité relique de baryons par [14] :

$$\Omega_b h^2 = \frac{\rho_b}{\rho_c} \simeq \eta \frac{10^{10}}{274} \quad (1.4)$$

Les résultats donnent $0.012 < \Omega_b h^2 < 0.025$ pour un niveau de confiance de 95 % [14], ce qui est en accord avec la valeur obtenue à partir de l'observation du fond diffus cosmologique, comme nous le verrons plus loin. Comme $\Omega_b \ll \Omega_m$, la majorité de la matière de l'Univers est non-baryonique. De plus,

les mesures de la fraction de matière lumineuse de l'Univers montrent que $\Omega_{um}h \simeq 0.0024 \ll \Omega_b$ [15], la plus grande partie des baryons est donc sombre.

1.1.2.3 A l'échelle cosmologique

Les observations faites au niveau galactique ou intergalactique ne permettent pas de quantifier précisément la matière noire dans l'Univers. Par contre, cette valeur peut être extraite des observations du fond diffus cosmologique (ou CMB).

Le CMB est constitué des photons émis quand l'Univers avait $\sim 300\,000$ ans (cf. § 1.1.1), soit pour $T \simeq 3000$ K. Leur détection permet donc d'avoir une image de l'Univers à cette époque. Cette radiation est émise avec un spectre de corps noir (cf. fig. 1.3), dont la température est aujourd'hui de 2.728 K (et non plus 3000 K, à cause de l'expansion). A partir de cette valeur de la température, on peut déduire la valeur actuelle de la densité cosmologique de rayonnement : $\Omega_r h^2 = 2.45 \times 10^{-5} \approx 0$.

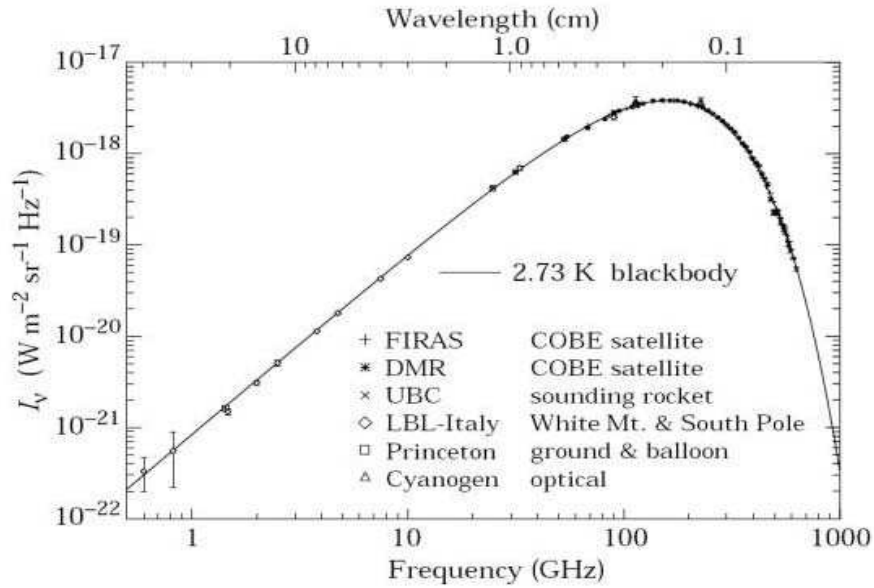


FIG. 1.3 – Mesure du spectre de puissance du CMB qui correspond à celui d'un corps noir pour une température de 2.728 K. Figure extraite de [16].

A grande échelle, le CMB est donc homogène et isotrope. Néanmoins pour permettre la formation des galaxies, des fluctuations de l'ordre de 10^{-5} devaient exister dans la densité de l'Univers primordial. Ces anisotropies du CMB ont récemment été mesurées avec une grande précision par le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) (cf. fig. 1.4).

Ces anisotropies dépendant d'un ensemble de paramètres cosmologiques [4], ceux-ci peuvent être directement déterminés à partir des données de la figure 1.4. Parmi ces paramètres, il y a la densité de baryons $\Omega_b h^2$, la densité de matière $\Omega_m h^2$ et la constante de Hubble réduite h .

Les résultats de WMAP [4] donnent : $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$ et $\Omega_m = 0.27 \pm 0.04$. En combinant ces résultats avec ceux du "HST Key Project Measurement of H_0 ", on arrive à un Univers plat avec $\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02$ [17]. Enfin, la densité de matière noire non-baryonique est évaluée à $\Omega_{DM} = 0.22 \pm 0.02$ pour un niveau de confiance de 2σ [18].

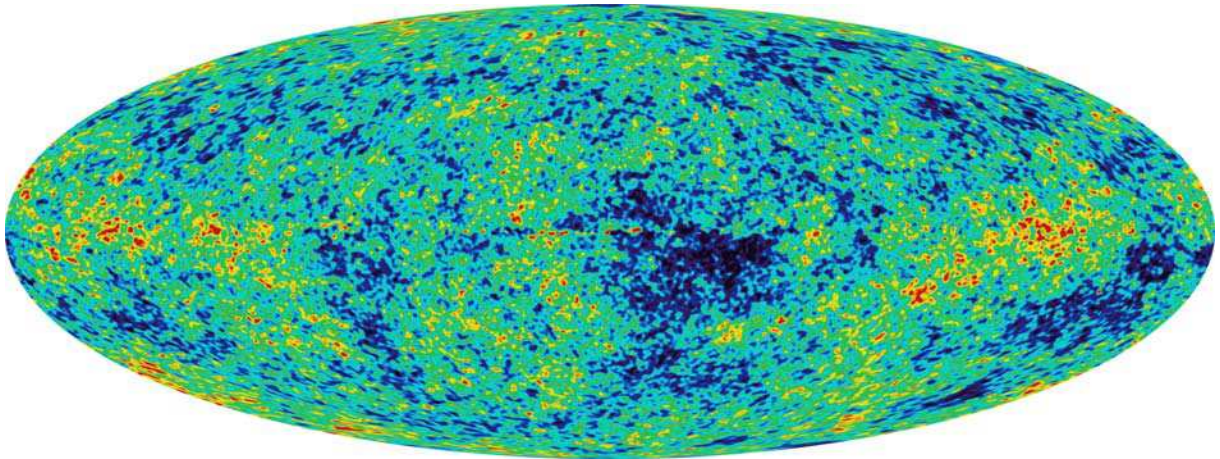


FIG. 1.4 – Carte des fluctuations de température du fond diffus cosmologique après soustraction des radiations dues à la galaxie. Figure extraite de [17].

Les résultats obtenus avec WMAP sur l'observation du fond diffus cosmologique sont en accord avec ceux obtenus à partir de mesures d'abondance d'éléments légers dans le cadre de la nucléosynthèse primordiale (pour Ω_b), l'étude des SN1a ou l'étude des amas de galaxie (pour Ω_m).

A partir de ces différentes observations, voici la composition de l'Univers que l'on obtient :

- La densité cosmologique totale de notre Univers est proche de l'unité.
- La matière constituerait environ 30 % de notre Univers, le reste étant attribuée à une énergie noire encore totalement mystérieuse.
- Seulement 4 % de notre Univers est fait de matière dite baryonique.
- La fraction de matière lumineuse est très faible, moins de 0.5 % de notre Univers, donc presque 90 % de la matière dans l'Univers est noire.
- La matière noire non-baryonique contribue pour 22 % à la masse de l'Univers.

1.2 Nature de la matière noire

Les caractéristiques de la matière noire permettent d'envisager de nombreux candidats. Dans la suite, nous allons faire un état des lieux de ces différents candidats en indiquant la fraction qu'ils représenteraient dans la matière noire ainsi que les recherches entreprises et les éventuels résultats obtenus jusqu'à présent.

Nous commencerons par les candidats de la matière baryonique (§ 1.2.1) puis nous décrirons ceux évoqués pour la matière non-baryonique (§ 1.2.2). Le candidat favorisé par la communauté scientifique est le WIMP auquel nous consacrerons la fin de cette partie (§ 1.2.3).

1.2.1 Matière noire baryonique

Dans les années 80, on envisageait que la masse manquante galactique puisse s'expliquer par les nombreux objets sombres découverts dans notre environnement astrophysique. Ce sont par exemple les planètes extra-solaires, les étoiles à neutrons, les naines brunes ou les trous noirs. Ils sont regroupés sous

le terme générique de MACHOs (MASSive Compact Halo Objects).

Ces objets ne sont détectables que par leurs effets gravitationnels. Les recherches se concentrent sur la détection de MACHOs dans le halo de notre galaxie. Le phénomène recherché s'appelle microlentille gravitationnelle. C'est une amplification de la luminosité d'une étoile lors du passage d'un astre sombre entre celle-ci et la Terre. Lors d'un alignement parfait, les rayons émis par l'étoile sont déviés par l'astre sombre et focalisés en un point vers l'observateur d'où une augmentation momentanée de la luminosité de l'étoile. La durée de ce phénomène permet de déduire la masse de l'astre occultant l'étoile.

Les deux expériences ayant donné les meilleurs résultats dans ce domaine sont EROS [19] en Europe, et MACHO [20] aux États-Unis, qui sont à présent terminées. Elles se sont concentrées sur les petit et grand nuages de Magellan en inspectant plusieurs millions d'étoiles. Le nombre d'événements détectés par les deux expériences est beaucoup trop faible pour que les MACHOs constituent plus de 20 % du halo avec des objets d'une masse comprise entre 2×10^{-7} et $1 M_{\odot}$, pour un niveau de confiance de 95 % [19, 20]. Les nouvelles expériences se concentrent sur la galaxie M31 pour rechercher des microlentilles gravitationnelles dues à des MACHOs. Par exemple, l'expérience POINT-AGAPE a détecté 6 événements sur une période de 3 ans [21]. La limite obtenue sur le nombre de MACHOs présents dans notre halo galactique est de 20 % pour des masses comprises entre 0.5 et $1 M_{\odot}$ avec un niveau de confiance de 95 %, ce qui est compatible avec les résultats précédents.

Ces résultats confirment que le halo de matière noire entourant la Voie Lactée est constitué en grande partie de matière noire non-baryonique.

1.2.2 Matière noire non-baryonique

Il existe deux types de matière noire non baryonique, celle dite chaude (HDM pour Hot Dark Matter) et celle dite froide (CDM pour Cold Dark Matter). La différence se trouve dans la vitesse des particules lors du découplage rayonnement-matière (cf. § 1.1.1). Les particules relativistes à ce moment appartiennent à la matière noire chaude et celles non-relativistes à la matière noire froide.

1.2.2.1 Matière noire chaude

Le principal candidat de la matière noire non-baryonique chaude est le neutrino. Le nombre de neutrinos dans l'Univers est très élevé et leur production par l'Univers primordial a été intense. Ils constituent une fraction de la HDM, celle-ci étant d'autant plus importante que la masse des neutrinos est grande. Cela ne semble pas être le cas, même si à ce jour aucune mesure directe de la masse du neutrino n'a abouti. La limite la plus forte sur la densité relique de neutrinos dans notre Univers provient des résultats de WMAP combinés aux données de l'expérience 2dFGRS. Cette expérience, tout comme SDSS, inspecte de nombreuses galaxies et mesure leurs redshifts. A partir de ces données, le spectre de puissance à grande échelle est déduit et les valeurs de certains paramètres cosmologiques peuvent être estimées. Ainsi dans la référence [17] une valeur de $\Omega_{\nu} h^2 < 0.0076$ est obtenue, pour un niveau de confiance de 95 %.

1.2.2.2 Matière noire froide

D'après les résultats de WMAP, la densité relique de matière noire froide est $\Omega_{DM} = 0.22$ [18]. A l'heure actuelle, aucun candidat de la CDM n'a pu être identifié. Il en existe deux catégories suivant s'ils étaient ou non en équilibre thermique au moment de leurs découplages.

Les particules produites par des processus non thermiques sont :

- Les axions [22] : initialement proposés en tant que pseudo-boson de Goldstone pour résoudre le cas de la violation de CP dans les interactions fortes dans le cadre de QCD. Les contraintes cosmologiques et expérimentales permettent d'établir un intervalle de masse entre 10^{-6} . et 10^{-3} eV/c². Les deux expériences prometteuses dans ce domaine de recherche sont ADMX (Axion Dark Matter eXperiment) et CAST (Cern Axion Solar Telescope). Aucun signal n'a encore été observé.
- Les wimpzillas [23] : candidats super-lourds de la matière noire avec des masses supérieures à 10^{10} GeV/c².

Les particules en équilibre thermique lors de leurs découplages sont :

- Les LKP [24] (Lightest Kaluza-Klein Particles) introduites dans les modèles à dimensions supplémentaires avec des masses entre 600 GeV/c² et 1.5 TeV/c².
- Les particules scalaires [25] avec une masse comprise entre 1 et 100 MeV/c². Ce modèle est invoqué pour expliquer les récentes observations du satellite INTEGRAL (cf. § 1.3.5).
- Les WIMPs (Weakly Interactive Massive Particle) particules génériques avec une grande masse et un faible pouvoir d'interaction avec la matière ; ce sont des particules stables, donc un reliquat est encore présent de nos jours.

La suite de cette section sera consacrée au WIMP favorisé actuellement par les expérimentateurs et théoriciens car il pourrait être la particule la plus légère de la supersymétrie, le neutralino, activement recherché par les physiciens des particules.

1.2.3 Le WIMP

1.2.3.1 La densité relique de WIMP

Le calcul de la densité relique de WIMPs est important pour estimer sa pertinence en tant que principal candidat pour la matière noire. Dans ce paragraphe, le WIMP est assimilé à son candidat supersymétrique le neutralino, et il est considéré comme une particule de Majorana. On le notera χ .

La figure 1.5 montre l'évolution de la codensité de WIMPs, notée f_χ , en fonction du temps ¹. Tant que les réactions d'annihilation et de création de WIMPs par $\chi\bar{\chi} \rightleftharpoons ff$ sont possibles, les WIMPs sont en équilibre thermodynamique avec le reste de l'Univers. Quand la température de l'Univers diminue jusqu'à une valeur inférieure à la masse du WIMP, la réaction de création de WIMPs devient impossible. Le nombre de WIMPs va donc chuter rapidement. Quand la température atteint une valeur telle que le taux d'annihilation devient égal au taux d'expansion de l'Univers, les réactions d'annihilation se font de plus en plus rares à cause de la dilution de l'espace qui induit une diminution de la probabilité qu'un WIMP rencontre son antiparticule. Le WIMP étant une particule stable, sa population est gelée formant une densité relique encore présente de nos jours. Sur la figure 1.5, le trait plein correspond à la codensité à l'équilibre thermodynamique et les pointillés à sa valeur après le découplage pour différentes valeurs de section efficace d'annihilation du WIMP. On voit que la codensité de WIMPs reste constante après la rupture de l'équilibre.

La densité $\Omega_\chi h^2$ peut être calculée en résolvant l'équation de Boltzmann régissant l'évolution de la densité de WIMPs. On obtient pour la densité actuelle de WIMPs [26] :

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 / \text{s}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \quad (1.5)$$

où n_χ et m_χ sont respectivement la densité et la masse des WIMPs, et $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ le produit de la section efficace d'annihilation des WIMPs et de leurs vitesses relatives.

¹La codensité est plus adaptée comme variable que la densité car elle suit l'expansion de l'espace. Elle est définie par $f_\chi = \frac{n_\chi}{T^3}$ où n_χ est la densité de WIMPs et T la température.

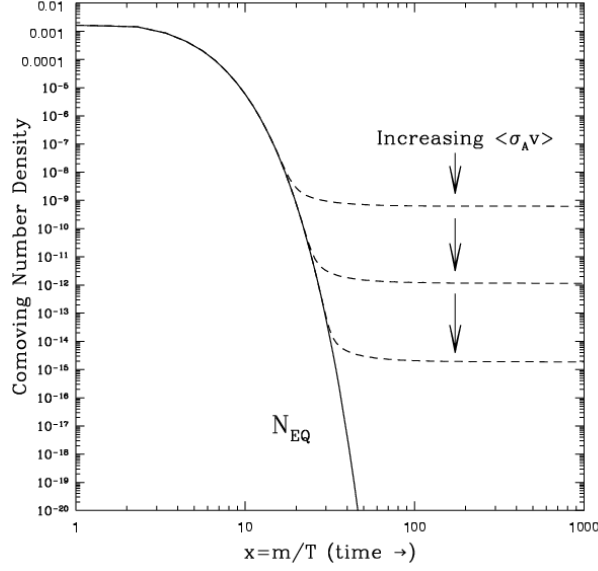


FIG. 1.5 – Variation de la codensité (aussi appelée densité comobile numérique) de WIMPs en fonction du rapport masse sur température. Le trait plein correspond à l'évolution de la codensité durant l'équilibre thermodynamique. Le début de la courbe en pointillés correspond au découplage des WIMPs puis la codensité se stabilise jusqu'à sa valeur actuelle. Le temps du découplage augmente avec la section efficace d'annihilation. Figure extraite de [26].

En combinant ce résultat avec ceux de WMAP, $\Omega_{CDM}h^2 = 0.113$ [18], on déduit que $\langle\sigma_{ann}v\rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$, qui est l'ordre de grandeur attendu pour l'interaction faible. Cette concordance entre un paramètre cosmologique et une grandeur physique, deux quantités apparemment totalement indépendantes, donne un fort argument en faveur du WIMP comme candidat de la CDM.

Le WIMP est une particule proposée pour tenter de résoudre le problème de la matière noire. Mais d'un point de vue théorique, la supersymétrie en fournit un candidat naturel, le neutralino noté χ .

1.2.3.2 Un candidat supersymétrique

La supersymétrie en quelques mots Les physiciens décrivent habituellement notre monde à l'aide du modèle standard qui est une théorie de jauge. Il est constitué de 3 familles de quarks et leptons (regroupés sous le nom de fermion avec chacun un spin 1/2) :

$$\text{quarks} \begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix} \quad \text{leptons} \begin{pmatrix} e & \mu & \tau \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Les interactions entre les fermions se font par l'intermédiaire de bosons de jauge de spin entier : les gluons pour les interactions fortes, les W^\pm et Z^0 pour les interactions faibles et les γ pour les interactions électromagnétiques. Les particules obtiennent une masse grâce au mécanisme de Higgs. A part le boson de Higgs H , toutes les particules du modèle standard ont été découvertes par des expériences effectuées auprès d'accélérateurs.

Ce modèle comporte 19 paramètres libres (3 constantes de couplages, 9 masses de fermions, 2 paramètres du potentiel de Higgs, 3 angles et la phase de la matrice CKM et enfin le paramètre associé à la violation de CP).

Le modèle standard ne permettant pas de décrire complètement notre univers, une nouvelle théorie a été proposée, la supersymétrie [27]. Elle permet la stabilité de la masse du boson de Higgs et l'unification des couplages de jauge des interactions forte et électrofaible à l'échelle de la grande unification, $E_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV.

Dans le cadre de la recherche de matière noire, cette théorie est très intéressante car elle donne un candidat naturel à la matière noire ce que ne permet pas le modèle standard.

Le principe de base de la supersymétrie est l'association à chaque particule du modèle standard d'un partenaire supersymétrique (aussi appelé sparticule ou superpartenaire) dont le spin diffère de 1/2. La supersymétrie associe donc à chaque boson un fermion, dénommé comme la particule standard avec un suffixe -ino, et à chaque fermion un boson, dénommé comme la particule standard avec un préfixe s-. Par exemple, le superpartenaire du photon est le photino et celui du neutrino est le sneutrino. La supersymétrie prédit donc une pléthore de nouvelles particules, mais aucune n'a été découverte à ce jour.

La supersymétrie a été brisée à une échelle typique Λ fixant la masse des sparticules. Le boson de Higgs responsable de la symétrie électrofaible a une masse de l'ordre de 100 GeV/c². Dans le cadre de la supersymétrie, pour que la masse du boson de Higgs reste légère et pas de l'ordre de la masse de grande unification, les masses des sparticules doivent être de l'ordre de 100 GeV/c² à 1 TeV/c² [26].

D'un point de vue expérimental pour étudier le spectre des particules supersymétriques, il est nécessaire de considérer des modèles plus spécifiques. Celui dans lequel nous allons nous placer est le MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) qui est l'extension supersymétrique minimale du modèle standard mais qui suffit dans le cadre de la recherche du WIMP.

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Dans le cadre de cette thèse, connaître les détails de ce modèle n'est pas essentiel. Une description précise se trouve dans [26]. Dans ce paragraphe, nous allons donner les notions nécessaires à l'identification du candidat supersymétrique pour le WIMP.

Description Le MSSM contient les particules du modèle standard. Il faut y ajouter un jaugino de spin 1/2 associé à chaque boson de jauge, deux superpartenaires de spin 0 associés à chaque lepton ($\tilde{\ell}_L$, ℓ_R) et à chaque quark (\tilde{q}_L , \tilde{q}_R) (les états L (Left) et R (Right) tiennent compte de la chiralité gauche-droite). En plus du doublet de Higgs qui donne la masse aux particules du modèle standard, l'ajout d'un deuxième doublet est nécessaire pour donner une masse à tous les nouveaux sfermions.

Le MSSM permet de réduire le nombre de paramètres libres de la théorie, mais ils sont encore au nombre de 124, ce qui rend impossible l'obtention de prédictions théoriques. Il faut encore plus contraindre le modèle en imposant l'unification des couplages de jauge, des masses des jauginos, des masses des scalaires, à l'échelle de grande unification. Les modèles ainsi contraints sont appelés CMSSM (Constraint MSSM) (ou mSUGRA (minimal Super GRAvity)) où seulement 5 paramètres libres subsistent :

- m_0 la masse universelle des champs scalaires
- $m_{1/2}$ la masse unifiée des jauginos
- $\tan \beta$ le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs
- A_0 le couplage trilineaire universel
- le signe de μ , le paramètre de masse du higgsino

Dès que ces 5 paramètres sont spécifiés, les masses et couplages des sparticules peuvent être déterminés pour ensuite calculer les sections efficaces qui pourront être comparées aux résultats expérimentaux.

La R-parité et la LSP Pour justifier l'absence d'observation d'une désintégration rapide du proton, il est nécessaire de supposer la conservation d'un nouveau nombre quantique appelé la R-parité. Il est défini à partir de B , L et S , qui sont respectivement les nombres baryoniques, leptoniques et le spin, par [26] :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.6)$$

Les particules du modèle standard ont une R-parité égale à $+1$ et leurs superpartenaires à -1 . La conservation de la R-parité implique que la Particule Supersymétrique la plus Légère (LSP) ne peut se désintégrer en une particule du modèle standard. La LSP est donc stable, la production de particules supersymétriques ne se faisant que par paire. La disparition de la LSP ne pourra donc se faire que par annihilation.

Dans le cadre du MSSM, la LSP est le plus léger des quatre neutralinos², qui sont des combinaisons linéaires des superpartenaires du photon, du Z^0 et des bosons de Higgs neutres :

$$\chi_i = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}^3 + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0 \quad (1.7)$$

avec $i = 1, 2, 3$ ou 4 . La LSP est le neutralino χ_1 que l'on notera plus simplement χ . Les propriétés inhérentes du neutralino sont qu'il est :

- neutre de charge et de couleur
- stable
- avec un faible pouvoir d'interaction avec la matière, $10^{-11} < \sigma_{\chi-n} < 10^{-5}$ pb (cf. § 2.4.3)
- une particule de Majorana ($\chi = \bar{\chi}$) avec un spin de $1/2$

Les contraintes expérimentales et théoriques sur la masse du WIMP sont que [28] :

$$40 \text{ GeV}/c^2 < M_\chi < 1 \text{ TeV}/c^2$$

Ces différentes propriétés font du neutralino un excellent candidat pour la matière noire non-baryonique, donc pour le WIMP.

Les prédictions théoriques Il n'existe actuellement aucune preuve expérimentale accréditant l'existence de la supersymétrie, la construction des différents modèles et les prédictions théoriques qui en découlent sont donc difficiles à obtenir. De plus, en changeant la valeur de certains paramètres supersymétriques, les sections efficaces calculées peuvent varier d'un ordre de grandeur ou plus pour une même masse de neutralino, ceci même dans des modèles contraints comme le CMSSM.

Il est quand même possible de restreindre l'espace des paramètres par des résultats obtenus sur accélérateur ou à partir de l'observation du fond diffus cosmologique. Les contraintes typiques appliquées au modèle CMSSM sont sur :

- m_{Higgs} et $m_{chargino}$
- $\Omega_{CDM} h^2$
- le rapport de branchement de la réaction $b \rightarrow s\gamma$
- le moment magnétique anormal du μ , a_μ

Habituellement, les prédictions sont représentées dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour un jeu de $(\tan \beta, A_0$ et $\mu)$ donné. La figure 1.6 montre des prédictions calculées dans [29] pour différentes valeurs des paramètres supersymétriques avec $A_0 = 0$ et $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$.

²Le sneutrino pourrait aussi être la LSP, mais il est déjà exclu par les expériences de détection directe et indirecte, la théorie prédisant des section efficaces élevées [32].

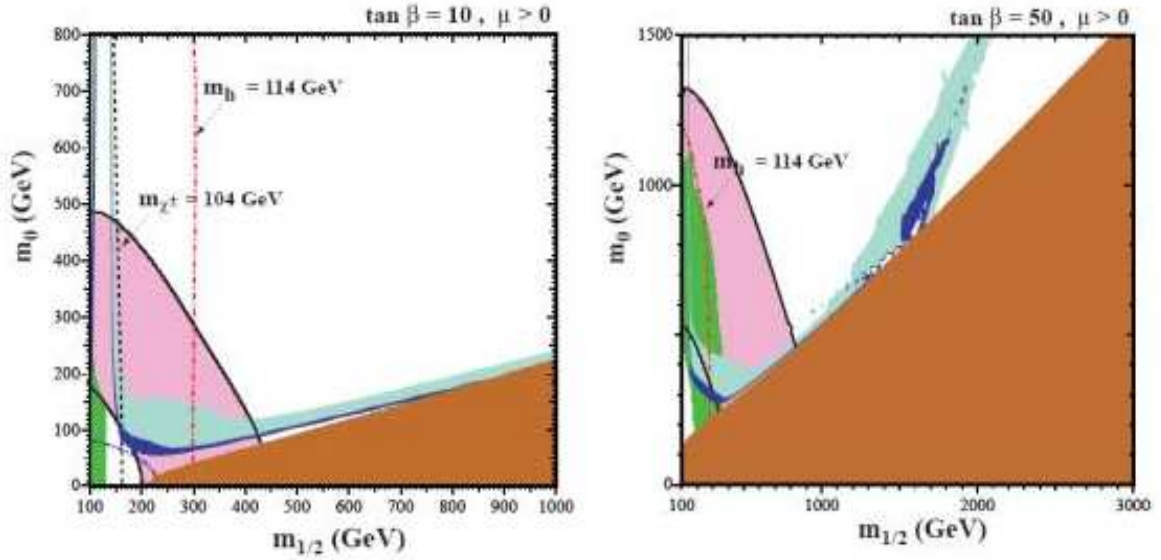


FIG. 1.6 – Régions contraintes dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ par les données de LEP et WMAP, pour $A_0 = 0$, $\mu > 0$, $\tan \beta = 10$ (gauche) et 50 (droite). La région la plus foncée correspond à la nouvelle contrainte de WMAP sur la densité relique neutralinos, $0.094 \leq \Omega_\chi h^2 \leq 0.129$, la région la plus claire montre la zone moins contrainte, $0.1 \leq \Omega_\chi h^2 \leq 0.3$ avant WMAP. La région foncée vers les hautes valeurs de $m_{1/2}$ et les faibles valeurs de m_0 correspond à $m_{\tilde{\tau}} < m_\chi$, celle moins foncée à l'opposé est exclue par les mesures sur $b \rightarrow s\gamma$ et a_μ . Les lignes sont les contours correspondant à $m_{\text{chargino}} > 104 \text{ GeV}/c^2$ (tirets) et $m_{\text{Higgs}} > 114 \text{ GeV}/c^2$ (tirets-pointillés). Figure extraite de [29].

La région la plus foncée sur les 2 figures représente la zone autorisée dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ en tenant compte des résultats de WMAP. Celle-ci est très fine et couvre seulement une toute petite zone. La région de découverte du neutralino est donc très petite mais varie suivant la valeur de $\tan \beta$ et le signe de μ . Pour de faibles valeurs de $\tan \beta$, on voit apparaître une zone plus large pour des valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ inférieures à $300 \text{ GeV}/c^2$ appelée "bulk region", celle-ci sera la première zone couverte par les expériences et en particulier celles placées sur accélérateur.

Recherche de la matière noire avec des collisionneurs Dans la suite, on détaillera les recherches de WIMPs dans des expériences hors accélérateur, mais celles situées sur le LHC (Large Hadron Collider), en construction au CERN, ont de bonnes chances de produire des particules supersymétriques et donc de mesurer les caractéristiques du neutralino. L'énergie maximale dans le centre de masse des collisions pp sera de 14 TeV . Les particules devant avoir des masses inférieures au TeV/c^2 , la production de particules supersymétriques est donc théoriquement possible. La recherche de neutralino se fait indirectement par la détection d'une énergie manquante anormale dans l'état final de la réaction étudiée. De nombreuses études de détectabilité des particules supersymétriques ont été effectuées pour les expériences du LHC [30].

Les autres types de collisionneurs sont le Tevatron à Fermilab qui exploite la réaction $p\bar{p}$ et un futur collisionneur linéaire qui utiliserait la réaction e^+e^- . La figure 1.7 montre les sensibilités attendues pour les

trois types de collisionneurs.

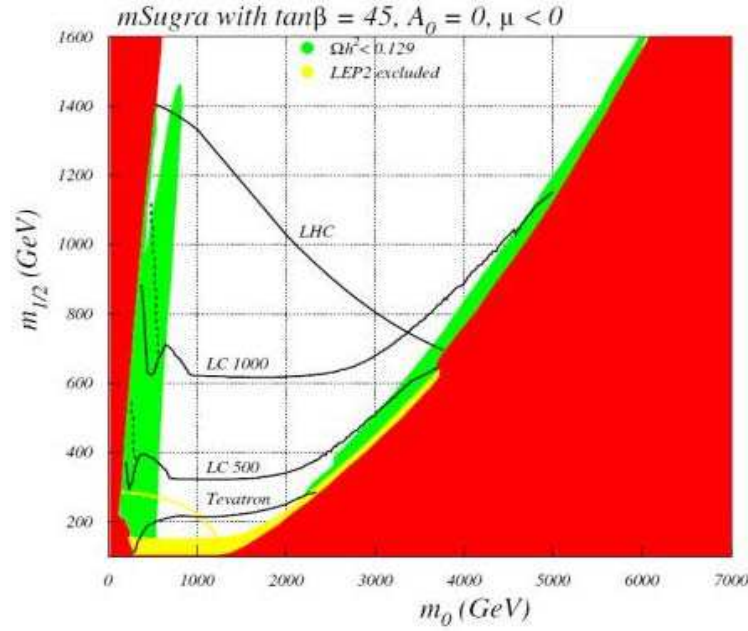


FIG. 1.7 – Limites attendues dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour le Tevatron, le LHC et un collisionneur linéaire, dans le cadre du modèle supersymétrique mSUGRA. Figure extraite de [31].

Les régions noircies sont exclues par les différentes contraintes expérimentales mentionnées précédemment [31]. Pour des valeurs de $m_0 < 2 \text{ MeV}/c^2$ et $m_{1/2} < 1.2 \text{ MeV}/c^2$, le LHC couvrira tout l'espace des paramètres. Le collisionneur linéaire sera plus sensible à de grandes valeurs de m_0 .

Si la supersymétrie existe, le LHC devrait la découvrir dans les prochaines années. Mais si le LHC trouve le neutralino, pour le confirmer en tant que WIMP, il devra être détecté dans les expériences hors accélérateur pour démontrer sa présence dans notre galaxie. De même, si une expérience hors accélérateur détecte un WIMP, pour être sûr que cette particule est supersymétrique, il faudra la voir aussi dans une expérience sur accélérateur, sinon il sera nécessaire de trouver un autre candidat théorique. Les deux types d'expériences sont donc complémentaires.

1.3 La détection indirecte

La première manière de rechercher les WIMPs consiste en la détection, dans les rayons cosmiques, des produits de l'annihilation de deux WIMPs ; c'est la détection indirecte. Dans cette partie, nous allons brièvement présenter le principe de cette détection ainsi que certaines expériences utilisant cette méthode. Dans cette section et pour la suite, nous nous plaçons dans le cadre du CMSSM avec comme candidat théorique pour le WIMP, le neutralino.

1.3.1 Principe

La détection indirecte de la matière noire repose sur l'observation des produits de l'annihilation d'un neutralino et de son antiparticule. La probabilité d'annihilation est plus importante là où les neutralinos peuvent être piégés gravitationnellement et avoir une densité élevée. Le taux d'annihilation de neutralinos par unité de volume est proportionnel au carré de la densité de neutralinos [32] :

$$\Gamma_{ann} = \frac{\sigma_{ann}\rho^2 v}{M^2} \quad (1.8)$$

où σ_{ann} est la section efficace d'annihilation de deux neutralinos, ρ la densité de neutralinos, v la vitesse relative des deux neutralinos qui interagissent et M la masse du neutralino.

Les expériences vont donc se concentrer sur la recherche d'un signal en provenance d'un endroit où on peut trouver une accumulation de WIMPs, tel que le centre galactique, le halo galactique, le cœur de la Terre ou Soleil.

Une étude détaillée des réactions d'annihilation des neutralinos se trouve dans [26]. L'annihilation du neutralino et de son antiparticule conduit à différents états finals comprenant des particules du modèle standard :

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow q\bar{q} \text{ ou } l\bar{l} \text{ ou } W^+W^- \text{ ou } Z^0Z^0 \text{ ou } H_h i_j \text{ ou } W^+h^- \text{ ou } Z^0H_i \quad (1.9)$$

où q est un quark, l un lepton, W et Z des bosons de jauge et H le boson de Higgs. Puis ces particules se désintègrent en produisant d'autres particules peut-être identifiables en tant que signature de la présence de matière noire.

Les particules intéressantes pour signer la matière noire doivent être stables et avoir des caractéristiques particulières pour être différenciées des autres particules du rayonnement cosmique. Parmi les particules possibles, cinq sont privilégiées par les expérimentateurs ; ce sont :

- Les neutrinos ν de hautes énergies produits lors de l'annihilation $\chi\bar{\chi}$ au centre du soleil ou de la Terre (§ 1.3.3)
- Des antiparticules présentes dans les rayons cosmiques : positons, antiprotons et antideutons produits lors de l'annihilation $\chi\bar{\chi}$ au centre de la galaxie ou dans le halo galactique (§ 1.3.4)
- Les rayons gammas (§ 1.3.5)

Les rayons gammas et les neutrinos ont l'avantage de conserver la direction initiale de l'annihilation, alors que les particules chargées peuvent être déviées par les champs magnétiques interstellaires.

Les expériences cherchent à observer une composante exotique dans le spectre attendu de ces particules, celui-ci doit donc être parfaitement connu. Dans la suite, nous allons décrire pour chacune des 5 particules les méthodes de détection ainsi que les expériences les ayant mis en œuvre.

1.3.2 Distribution des neutralinos au sein du halo galactique

La détection indirecte repose sur l'annihilation de deux neutralinos. Le signal produit est amplifié si la densité de neutralinos n'est pas uniforme (cf. éq. (1.8)). Suivant les modèles, l'amplification du signal varie de 2 à 1000 [33–35].

Plusieurs simulations [36] indiquent que le profil en densité du halo est plus compliqué que le simple cas isotherme ($\rho \propto r^{-2}$) et présente une divergence au centre. La paramétrisation usuelle du halo est [37] :

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^\gamma \left(\frac{1 + (r_0/a)^\alpha}{1 + (r/a)^\alpha} \right)^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}} \quad (1.10)$$

où (α, β, γ) est un jeu de paramètres libres, $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ la densité locale de matière noire, r_0 la distance entre le soleil et le centre galactique ($= 8 \text{ kpc}$) et a un facteur d'échelle. Il existe trois paramétrisations particulières listées dans la table 1.1.

TAB. 1.1 – *Les trois modèles de halo galactique utilisés dans les prédictions théoriques et dans les calculs : le modèle isotherme [38], le modèle développé par Navarro, Frenck et White (noté NFW) [39] et le modèle développé par B. Moore [40].*

α	β	γ	a (kpc)	modèles
2	3	3	4	isotherme
1	3	1	25	NFW
1.5	3	1.5	30	Moore

La divergence centrale correspond à une densité de neutralino $\propto r^{-\gamma}$. Pour de grandes valeurs de γ la densité de neutralinos au centre de la galaxie va être importante d'où une augmentation du taux d'annihilation et une meilleure possibilité de détecter un signal de la présence de neutralinos. La grande densité de neutralino au centre de la galaxie pourrait par exemple expliquer les observations du satellite EGRET (cf. 1.3.5).

Dans un tel cas, les simulations ont aussi mis en évidence la présence de grumeaux au sein du halo où la densité de neutralinos est particulièrement élevée et la potentialité de détecter un signal renforcée [41].

1.3.3 Les neutrinos signatures de l'annihilation de neutralinos

Les neutralinos sont présents partout dans notre système solaire. Au bout d'une longue période, à la suite de leur interaction avec la matière, ils pourront être piégés gravitationnellement au centre du Soleil ou de la Terre. Après avoir été piégés, ils sont attirés gravitationnellement vers le cœur du corps céleste. La densité de neutralinos y atteint un équilibre quand leur taux d'accumulation est compensé par leur taux d'annihilation.

De toutes les particules émises lors de ces annihilations, seul le neutrino va pouvoir se propager jusqu'à la surface sans être absorbé.

Le neutralino étant une particule de Majorana, sa section efficace d'annihilation en fermions est proportionnelle à la masse des fermions produits. La probabilité d'une désintégration directe de $\chi\bar{\chi}$ en $\nu\bar{\nu}$ est donc très faible. Les neutrinos sont donc majoritairement émis lors de désintégrations secondaires telles que :

$$b \rightarrow c\ell\nu_\ell \quad c \rightarrow s\ell\nu_\ell \quad W \rightarrow \ell\nu_\ell \quad Z^0 \rightarrow \nu_\ell\bar{\nu}_\ell \quad (1.11)$$

où c et b sont les quarks charmé et beau.

Le spectre attendu de ces neutrinos sera un continuum. Les neutrinos émis auront une énergie de l'ordre de la moitié de la masse du neutralino, soit entre quelques dizaines de GeV et quelques TeV. De ce fait, ils ne peuvent être confondus avec les neutrinos solaires qui ont des énergies de l'ordre du MeV.

La détection de ces neutrinos se fait dans des télescopes dits à neutrinos qui exploitent l'effet Cerenkov. Les neutrinos émis par l'annihilation $\chi\bar{\chi}$ se propagent dans le Soleil et la Terre, jusqu'à ce qu'ils interagissent avec la matière environnant le détecteur (roche, eau, glace). Par une interaction de courant chargé, les ν_ℓ se convertissent en ℓ . La piste privilégiée dans ce type de détection est celle du neutrino muonique noté ν_μ qui se convertit donc en muon, μ , qui est une particule assez stable pouvant donc traverser plusieurs kilomètres de roche. Dans la glace, ou dans l'eau, le muon se propageant plus vite

que la lumière, il y a émission de rayonnement Cerenkov détectable par des photomultiplicateurs. Dans le cas de neutrinos très énergétiques, le muon secondaire garde quasiment la même direction que le neutrino incident. Cette directionnalité du muon permet de le distinguer de ceux produits par des neutrinos atmosphériques.

Les expériences dédiées à cette recherche n'ont observé aucun excès de neutrinos, mais plusieurs ont pu établir des limites sur le flux de muons en fonction de la masse du neutralino : SuperKamiokande [42] au Japon, BAIKAL [43] en Sibérie, BAKSAN [44] au Caucase, MACRO [45] au LNGS (Laboratoire National du Gran Sasso) en Italie et AMANDA [46] au pôle sud (cf. fig. 1.8).

D'autres expériences sont en cours de construction avec des volumes actifs de détection beaucoup plus grands. Ce sont par exemple ANTARES [47], NESTOR [48] et NEMO [49] dans la Méditerranée, ou IceCube [50] au pôle sud qui aura un volume actif de l'ordre du km^3 .

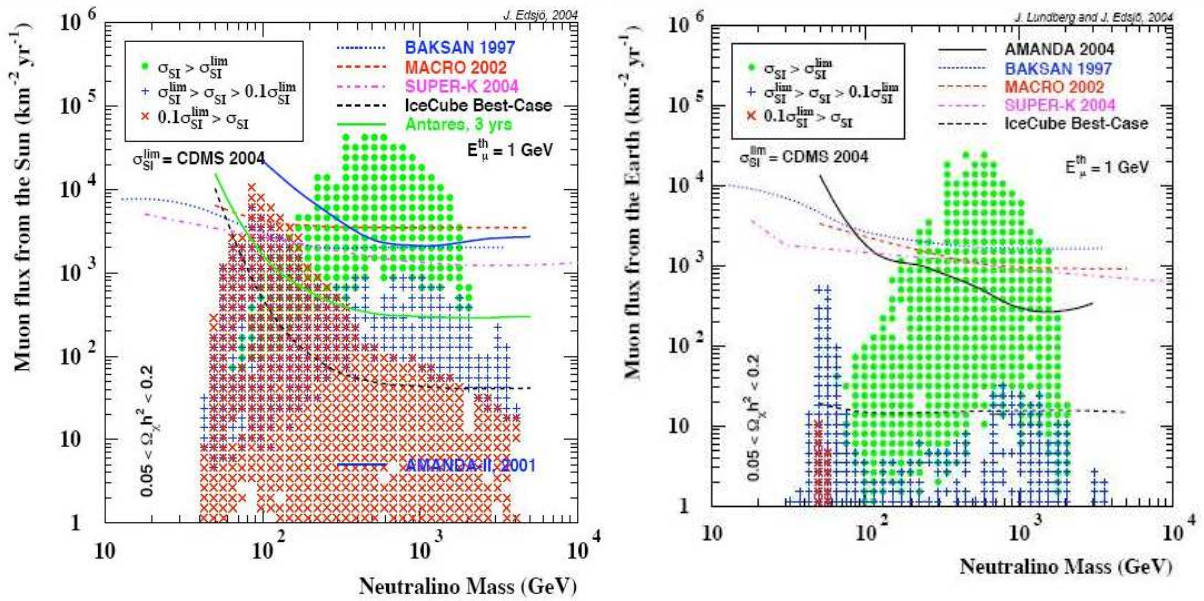


FIG. 1.8 – Limites sur le flux de muons issus de la conversion de ν_μ eux-mêmes produits de l'annihilation de deux neutralinos au centre du Soleil (à gauche) et de la Terre (à droite) (figures extraites de [51]). Les limites actuelles sont tracées ainsi que les projections pour IceCube. Pour comparer, les modèles déjà exclus par la meilleure sensibilité obtenue en détection directe (expérience CDMS [52]) sont représentés par des \bullet , ceux exclus pour une sensibilité 10 fois meilleure par des $+$ et ceux exclus par des sensibilités encore plus basses par des \times (voir [51] pour plus de détails).

La meilleure limite supérieure sur le flux de muons en provenance du Soleil est donnée par l'expérience SuperKamiokande, soit environ $1000 \mu/\text{km}^2/\text{an}$ et celle sur le flux de muons en provenance de la Terre par l'expérience AMANDA, soit environ $300 \mu/\text{km}^2/\text{an}$. Les projections de limites pour les futures expériences, ANTARES et IceCube montrent qu'une amélioration de respectivement un et deux ordres de grandeur est attendue sur les sensibilités en terme de flux de muons. Enfin, les modèles supersymétriques exclus par la détection directe [52] sont indiqués par des points (\bullet). Ceux qui seraient exclus par une amélioration d'un facteur 10 de la sensibilité de la détection directe sont indiqués par des croix droites ($+$) et ceux avec une sensibilité encore meilleure par des croix penchées (\times). On voit que les expériences actuelles ne sont pas assez sensibles pour détecter un signal de neutrinos en provenance de

la Terre qui n'a pas déjà été exclu par les expériences de détection directe. Pour les neutrinos venant du Soleil, elles commencent à exclure certains modèles supersymétriques non exclus par la détection directe.

1.3.4 Les particules des rayons cosmiques

La probabilité d'avoir des annihilations $\chi\bar{\chi}$ dans le centre du halo galactique est grande car la concentration de neutralinos y est élevée. Parmi les particules intéressantes émises lors des désintégrations secondaires, il y a les positons e^+ , les antiprotons \bar{p} et les antideutons \bar{D} qui sont peu présents dans le rayonnement cosmique conventionnel. De grandes incertitudes subsistent sur la quantification des différents bruits de fond à prendre en compte. Une mesure précise du spectre en énergie du rayonnement cosmique est donc nécessaire.

Les positons L'annihilation de deux neutralinos peut engendrer des positons via la désintégration des bosons de jauge W ou Z . Le spectre en énergie attendu pour ces positons possède un pic à une énergie $E_{e^+} \approx M_\chi/2$ et un continuum à plus basse énergie dû aux réactions secondaires qui émettent des muons donc des positons en cascade. La forme du spectre est très dépendante de la masse du neutralino et de son mode d'annihilation [53].

L'expérience en ballon HEAT (High-Energy Antimatter Telescope) a déclaré avoir observé un excès de positons, par rapport aux taux prédits, autour de ~ 10 GeV [54]. La source de ces positons n'est pas encore déterminée, mais l'hypothèse d'une production par annihilation $\chi\bar{\chi}$ a été étudiée [33], aucun phénomène connu ne permettant de reproduire cet excès. Cependant, ce signal est trop intense pour venir de l'annihilation de deux neutralinos, dans le cadre d'un modèle classique de halo. Il faut donc faire appel à un facteur d'amplification du taux d'annihilation qui serait dû à la présence de surdensités confortant ainsi l'hypothèse de l'existence de grumeaux (cf. 1.3.2). Les données peuvent être reproduites par un modèle supersymétrique avec un facteur d'accélération supérieur à 100 et une masse de neutralino de l'ordre de $200 \text{ GeV}/c^2$ [34].

Les futures expériences de recherche d'antimatière devraient être suffisamment sensibles pour confirmer ou infirmer ce signal, comme les détecteurs spatiaux PAMELA [55] (expérience placée sur un satellite russe dont le lancement est programmé en 2006) et AMS-02 [56] (expérience placée sur la station spatiale internationale en 2007).

Les antiprotons Le flux d'antiprotons sur Terre peut avoir deux origines : les produits de l'annihilation de deux neutralinos que l'on appelle antiprotons primaires et les produits de réactions nucléaires de noyaux, (hydrogène ou hélium) présents dans les rayons cosmiques, avec la matière interstellaire que l'on appelle antiprotons secondaires. Le spectre des antiprotons primaires se trouve en majorité à basse énergie (< 1 GeV) contrairement aux antiprotons secondaires. Une observation d'antiprotons en excès à basse énergie pourrait signer la présence de neutralinos. Cependant, les antiprotons secondaires interagissent avec la matière interstellaire ce qui déplace leur spectre vers les basses énergies. Il est donc important d'estimer avec précision le flux d'antiprotons secondaires, mais ce calcul est difficile ce qui induit de grosses incertitudes sur les résultats.

Cette méthode de détection est peu favorable. On peut noter qu'en 1998 l'expérience sur ballon BESS montrait un excès d'antiprotons à basse énergie [57, 58] mais les récents calculs du flux d'antiprotons secondaires [59] indiquent que le spectre mesuré est compatible avec celui issu des calculs pour les antiprotons secondaires. Les futures expériences pouvant utiliser cette signature seront placées sur satellites

(PAMELA) ou sur la station spatiale internationale (AMS-02) pour diminuer le bruit de fond dû aux antiprotons atmosphériques.

Les antideutons Les antideutons pourraient être une signature intéressante de l'annihilation de neutralinos dans le halo galactique [60]. La composante ordinaire dans le flux de rayons cosmiques d'antideutons est négligeable et même beaucoup plus faible que celle due aux antiprotons. En effet, la production d'antideutons par spallation est un phénomène très peu probable à cause du seuil élevé en énergie. Cependant, l'annihilation de neutralinos en antideutons est un phénomène assez rare. Il faut la création d'antiprotons et d'antineutrons pour faire des antideutons. Selon les modèles supersymétriques, une dizaine d'antideutons sont attendus en 3 ans dans AMS-02 [60].

1.3.5 Les rayons gammas comme signature de l'existence des neutralinos

La présence de neutralinos dans le halo de la Voie Lactée peut également être signée par l'annihilation de neutralinos en rayons gammas de haute énergie. Ces gammas, produits de manière monochromatique par des réactions du type $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$ ou $Z^0\gamma$, apparaîtront sous forme d'une raie dans le spectre à une énergie proche de la masse du neutralino. Le spectre comportera aussi un continuum très important à des énergies inférieures provenant de réactions secondaires via par exemple $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La forme du spectre dépend fortement de la masse du neutralino ainsi que de sa composition (cf. éq. (1.7)). La détection d'un pic de rayons gammas serait une signature sans équivoque de la présence du neutralino car on ne connaît aucune source astrophysique produisant des gammas monochromatiques. De plus, les gammas étant des particules neutres, elles gardent la direction de l'annihilation primaire, ce qui permet de situer leur source d'émission.

La difficulté d'une détection basée sur l'étude du continuum réside dans l'estimation précise du bruit de fond dû aux gammas produits par les sources astrophysiques. De récentes simulations de la distribution des neutralinos dans et autour de la voie lactée indiquent la possible accumulation de neutralinos dans le centre galactique qui renforcerait le signal d'annihilation de neutralinos (cf. § 1.3.2). Les recherches se concentrent donc sur le centre galactique. Deux types d'expériences de détection de gammas existent, celles placées au sol ou en orbite autour de la Terre.

Les premières utilisent les télescopes atmosphériques à effet Cerenkov qui détectent les gerbes produites par l'interaction de gammas de haute énergie dans l'atmosphère. L'expérience HESS [61] (High Energy Stereoscopic System) est composée de quatre télescopes de 13 m de diamètre placés en Namibie. Ils sont opérationnels depuis fin 2003 et sont sensibles à des rayons gammas d'énergie comprise entre 100 GeV et 20 TeV. De récents résultats montrent l'observation par HESS d'un excès de rayons gammas de très haute énergie provenant du centre de la galaxie [62]. La source de cet excès pourrait être astrophysique, par exemple le trou noir du centre galactique, ou l'annihilation de neutralinos, voire les deux. En interprétant ce signal comme provenant de l'annihilation de neutralinos, la masse déduite serait supérieure à $6 \text{ TeV}/c^2$ pour un niveau de confiance de 95 % [63], ce qui est peu compatible avec les prédictions de la supersymétrie. Des limites sur la section efficace d'annihilation peuvent être établies mais il semble impossible de contraindre des modèles supersymétriques à causes des grandes incertitudes astrophysiques. Les autres expériences au sol pouvant infirmer ou confirmer cet excès sont MAGIC [64] qui est composé d'un télescope de 17 m de diamètre placé à La Palma sur les îles Canaries fonctionnant depuis 2003, VERITAS [65], avec un télescope de 10 m aux USA en fonctionnement et trois autres en projet, et la phase trois de CANGAROO [66] qui fonctionne depuis 2004 avec quatre télescopes de 10 m placés en Australie. Enfin, la deuxième phase de l'expérience HESS comportera, en plus des quatre télescopes déjà en fonction, un très grand télescope Cerenkov de 28 m de diamètre.

Les expériences spatiales les plus intéressantes sont EGRET et GLAST. L'expérience EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) a été lancée avec le Compton Gamma Ray Observatory en 1991 [67]. L'intervalle en sensibilité de ce détecteur est de 30 MeV à 120 GeV. EGRET a observé le centre galactique et détecté un excès de rayons gammas [67] pour des énergies supérieures à 1 GeV (mais la position de la source gamma semble située à côté de celle observée par HESS [63]). Une interprétation de ce signal en tant que signature de l'annihilation de neutralino est présentée dans la référence [68]. Dans le cadre de mSUGRA, il faut un facteur d'amplification ~ 20 dans le taux d'annihilation pour ajuster correctement les données, ce qui renforce l'hypothèse de la présence de grumeaux dans la distribution de la matière noire [69] (cf. § 1.3.2), avec une masse de neutralino comprise entre 50 à 100 GeV/ c^2 . GLAST est un télescope de nouvelle génération qui devrait être placé en orbite en 2006. Il pourra confirmer ou infirmer ce signal grâce à l'accès à un intervalle en énergie plus large, une plus grande zone d'exposition ainsi qu'une meilleure résolution angulaire et énergétique [70]. Le télescope GLAST sera sensible au pic des gammas produits de manière monochromatique mais aussi au continuum à plus basse énergie.

Le satellite INTEGRAL a récemment observé un pic de rayons gammas à 511 keV en provenance du centre galactique non expliqué par les sources astrophysiques connues. Une interprétation en terme d'annihilation de neutralinos en paires e^+e^- qui produisent des gammas de 511 keV se trouve dans la référence [25]. Les particules responsables de l'annihilation primaire doivent être légères, d'une masse comprise entre 1 et 100 MeV/ c^2 , pour ne pas avoir d'états finaux hadroniques et pour que les positons et électrons produits restent au centre de la galaxie. Si elles existent, ces particules ne peuvent faire partie d'un modèle conventionnel de la supersymétrie.

Les diverses interprétations de ces résultats doivent être traitées avec prudence car elles sont très sensibles au modèle utilisé pour la distribution de matière noire spécialement dans des régions proches du centre galactique (cf. § 1.3.2).

1.4 Conclusion

Le problème de la matière noire est bien réel. Sa présence a été confirmée par l'étude des courbes de rotation de galaxies spirales, du fond diffus cosmologique, des supernovæ ainsi que par d'autres observations astrophysiques et cosmologiques. Si son existence est acceptée par la majorité de la communauté scientifique, sa nature reste cependant mystérieuse. En effet, la majeure partie de la matière noire est sous forme non-baryonique. Le candidat favorisé par les expérimentateurs et les théoriciens est le WIMP dont la supersymétrie procure naturellement un candidat, le neutralino. Sa masse serait de l'ordre de la centaine de GeV/ c^2 et sa section efficace d'interaction avec un nucléon de l'ordre de 10^{-8} pb. De plus, dans plusieurs modèles, il obtient naturellement une densité relique de l'ordre du Ω_n mesuré.

Le WIMP pourrait être découvert au LHC, si la supersymétrie existe bien. Parallèlement, les expériences de détection indirecte recherchent les produits de l'annihilation de deux WIMPS. De nombreuses expériences sont dédiées à cette recherche que ce soit au sol ou en orbite terrestre. Certains résultats pourraient être expliqués par la présence de matière noire, mais les incertitudes demeurent très importantes.

Dans le prochain chapitre, nous parlerons d'une autre voie de recherche dite "directe".

Chapitre 2

La détection directe des WIMPS

La deuxième méthode pour détecter les WIMPs consiste à mettre en évidence leurs interactions avec un détecteur placé sur Terre ; c'est la détection directe. Cette méthode est celle utilisée par l'expérience EDELWEISS.

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire le principe de la détection directe (§ 2.1 et § 2.2), puis nous détaillerons les calculs qui nous ont permis d'obtenir le spectre de recul théorique des WIMPs (§ 2.3) qui a été utilisé lors de l'analyse des résultats de l'expérience EDELWEISS. Nous verrons ensuite comment, à partir de ce spectre, on dérive une limite supérieure sur la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un nucléon (§ 2.4). Enfin, de nombreuses techniques existent pour détecter directement les WIMPs, nous les décrirons dans la dernière partie (§ 2.5).

2.1 Introduction

La détection directe repose sur la mise en évidence de la diffusion élastique d'un WIMP sur un noyau cible. Ces WIMPs sont piégés gravitationnellement autour de notre galaxie en un halo que l'on supposera sphérique avec une densité locale de matière noire $\rho_0 \approx 0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$. Si le halo galactique est essentiellement composé de WIMPs avec une masse $M_W \approx 100 \text{ GeV}/c^2$, la densité moyenne de WIMPs, n_0 , est donc égale à $\frac{\rho_0}{M_W} \approx 3000 \text{ WIMPs}/\text{m}^3$. De plus la vitesse moyenne des WIMPs peut-être évaluée en les supposant liés gravitationnellement à la galaxie et son halo. Leurs vitesses sont donc du même ordre de grandeur que celles des étoiles sur les bords de la galaxie, soit $v_0 \approx 250 \text{ km/s}$. Le flux de WIMPs sur Terre, donné par $\Phi = n_0 \times v_0$, sera donc de l'ordre de $75000 \text{ WIMPs}/\text{cm}^2/\text{s}$. Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la section efficace d'annihilation des WIMPs est non nulle (cf. § 1.2.3.1), ce qui implique, par symétrie, une section efficace d'interaction avec la matière ordinaire très faible mais non nulle [26]. Plus précisément, la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un noyau est de l'ordre du picobarn et celle avec un nucléon de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-11} pb. On peut donc estimer la valeur du taux d'événements qui s'exprime comme :

$$R = \Phi \sigma_{W-A} N_{cible} \quad (2.1)$$

avec Φ le flux de particules et σ_{W-A} la section efficace d'interaction avec le noyau. Le calcul sera fait dans la section 2.3 aboutissant à un taux de WIMPs compris entre 1 evt/kg/j et 1 evt/t/an . Même s'il est faible, ce taux est suffisant pour permettre une mise en évidence de la présence de neutralinos dans le halo galactique par la détection directe.

2.2 Principe (interaction neutralino-matière)

La détection directe de particules de matière noire par l'observation de reculs nucléaires produits par l'interaction élastique de ces particules avec de la matière baryonique a été mentionnée la première fois par Goodman et Witten [71] dans le milieu des années 80. En effet, le WIMP étant neutre, seul le recul nucléaire peut être détecté dans ces collisions. La probabilité d'avoir une diffusion inélastique ou une interaction avec un électron est beaucoup plus faible [72]. Depuis, de nombreuses publications ont décrit les différents modes de couplage des neutralinos avec la matière, la plus détaillée étant [26].

Le calcul du couplage entre un neutralino et un noyau comporte trois étapes. Premièrement, on considère les interactions entre le neutralino et les quarks. Ensuite, on regroupe les contributions des différents constituants du nucléon. Enfin, avec les fonctions d'ondes du noyau, on additionne les contributions des nucléons pour aboutir à l'expression de la section efficace d'interaction du neutralino avec un noyau.

Dans l'approximation hautement non relativiste (la vitesse moyenne d'un neutralino dans le halo est $v_0 \sim 250 \text{ km/s} \ll c$) et en tenant compte du fait que le neutralino est une particule de Majorana, seuls deux types d'interactions subsistent [26].

Le premier couplage est dit axial, ou dépendant du spin, car il couple le neutralino au spin du noyau ; on le note SD pour Spin-Dépendant. Le deuxième est dit scalaire, ou indépendant du spin, car il ne dépend que du nombre de nucléons présents dans le noyau ; on le note SI pour Spin-Indépendant. La section efficace totale d'interaction d'un neutralino sera la somme de la section efficace de ces deux types de couplages. Dans les cas SI et SD, la particule intermédiaire pourra être un squark, \tilde{q} . Un autre type de réaction est possible avec l'échange d'un boson de Higgs pour le cas SI et de jauge Z^0 pour le cas SD. La figure 2.1 montre les réactions neutralino-quark possibles. Suivant la nature exacte du neutralino, l'importance relative des deux types d'interaction, SI ou SD, varie.

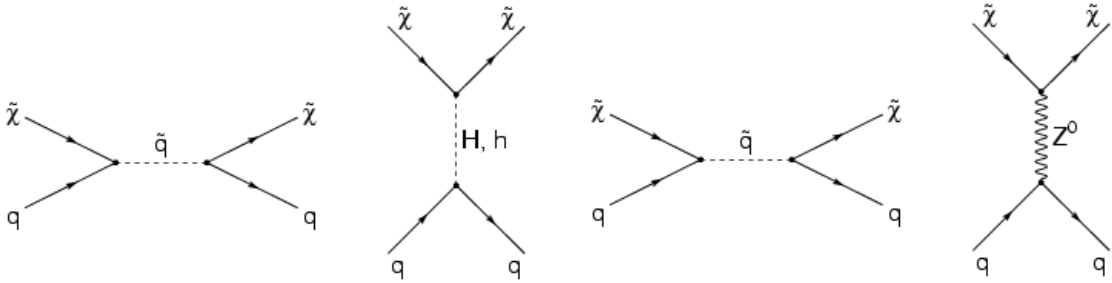


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman contribuant aux interactions élastiques neutralino-quark indépendantes (les deux premiers diagrammes) ou dépendantes du spin (les deux derniers). Les particules intermédiaires seront des bosons de jauge, bosons de Higgs ou des squarks. Le calcul des Lagrangiens correspondants à ces diagrammes est fait dans [26].

Dans la suite, nous allons calculer les spectres en énergie et taux d'interaction des WIMPs avec un noyau cible. Ces calculs interviennent lors de l'interprétation des résultats expérimentaux (cf. § 5.2 et 6.2). Puis nous présenterons les problèmes expérimentaux auxquels sont confrontées les expériences de détection directe avant de finir sur une rapide revue des différentes techniques utilisées ainsi que des expériences donnant les meilleures sensibilités actuelles sur la section efficace WIMP-nucléon.

2.3 Spectre de recul théorique de WIMPs

Le but de cette section est de déterminer le spectre théorique de recul induit par la diffusion élastique du WIMP sur un noyau cible. Il dépend de la section efficace d'interaction WIMP-nucléon noté σ_{W-nucl} , de la masse du noyau cible notée M_A , de la masse du WIMP notée M_W et des paramètres du halo galactique : la densité locale de matière noire, ρ , et la distribution de vitesses des WIMPs dans le halo, $f(v)$. De ce spectre, on déduit un taux d'événements théorique attendus dans le détecteur.

2.3.1 Calcul du spectre

Le travail de cette thèse a consisté en grande partie en l'interprétation des résultats de l'expérience EDELWEISS-I qui recherche directement la matière noire sous forme de WIMPs. Pour cela, la programmation du calcul du spectre de recul de WIMPs s'est avérée indispensable. Nous avons développé un programme permettant le calcul du spectre théorique de recul des WIMPs dans un détecteur basé sur le travail de Lewin et Smith [73]. Dans cette section, nous reprenons les points essentiels de ce calcul. On commence par exprimer le taux d'événements par unité de masse de détecteur et de temps :

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v dn \quad (2.2)$$

où N_0 est le nombre d'Avogadro ($6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), A la masse atomique du noyau cible, σ la section-efficace d'interaction de la particule incidente avec le noyau cible, v la vitesse des particules et dn la densité différentielle de particules incidentes, ayants cette vitesse v , par m^3 .

Cette densité différentielle, notée d_n , est donnée par :

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3 \vec{v} \quad (2.3)$$

où n_0 est la densité de WIMPs, \vec{v} la vitesse du WIMP par rapport à la galaxie et \vec{v}_T la vitesse de la Terre par rapport à la galaxie.

Puis on suppose une distribution Maxwellienne des vitesses des particules dans le halo :

$$f(\vec{v}, \vec{v}_T) = e^{-(\vec{v} + \vec{v}_T)^2 / v_0^2} \quad (2.4)$$

avec une dispersion $\bar{v} = \langle v^2 \rangle^{1/2} = v_0 \sqrt{\frac{3}{2}}$. Cette distribution est tronquée à une vitesse appelée vitesse d'échappement de la galaxie notée v_{esc} . En effet, une particule avec une vitesse supérieure à v_{esc} ne restera pas piégée par la galaxie et s'échappera du halo, c'est donc la vitesse maximale d'un WIMP.

La variable k apparaissant dans l'équation (2.3) est une constante de normalisation telle que $n_0 \equiv \int_0^{v_{esc}} dn$. L'équation permettant de calculer k est :

$$k = \int f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3 v \quad (2.5)$$

$$= \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) \int_0^{v_{esc}} f(\vec{v}, \vec{v}_T) v^2 dv \quad (2.6)$$

A partir de la définition de la constante k , avec la distribution de vitesses (2.4) et en considérant la Terre comme stationnaire, c'est-à-dire avec $v_T = 0$, on définit 2 nouvelles constantes : k_0 pour $v_{esc} \rightarrow \infty$

(éq. (2.7)) et k_1 entre 0 et v_{esc} (éq. (2.8))¹ :

$$k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2} \quad (2.7)$$

$$k_1 = k_0 \left(\operatorname{erf} \left(\frac{v_{esc}}{v_0} \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-(v_{esc}/v_0)^2} \right) \quad (2.8)$$

Dans la définition de k_1 , on voit apparaître la fonction *erf* définie à partir de l'intégrale d'une distribution gaussienne :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (2.9)$$

Repasant de l'équation du taux d'événements (2.2), on définit R pour un moment de transfert nul correspondant à une section efficace $\sigma = \sigma_0$:

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma_0 n_0 \langle v \rangle \quad (2.10)$$

où $\langle v \rangle$ est pondérée par :

$$\langle v \rangle = \frac{\int f(\vec{v}, v_T) v d^3 v}{\int f(\vec{v}, v_T) d^3 v} \quad (2.11)$$

$$= \frac{1}{k} \int f(\vec{v}, v_T) v d^3 v \quad (2.12)$$

A partir de l'équation (2.10), on introduit R_0 le taux d'événements total par unité de masse de détecteur et de temps pour $v_T = 0$ et $v_{esc} \rightarrow \infty$. Dans ce cas, $\langle v \rangle = \frac{2v_0}{\sqrt{\pi}}$ et R_0 est donné par :

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_0}{M_W} \sigma_0 v_0 \quad (2.13)$$

En remplaçant dans l'expression de R (équation (2.10)) R_0 , donné par la relation (2.13), on écrit le taux différentiel dR comme :

$$dR = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\vec{v}, v_T) d^3 v \quad (2.14)$$

Expérimentalement, on mesure un spectre en énergie des événements candidats WIMPs. Il faut donc exprimer le taux différentiel (éq. (2.14)) en fonction de l'énergie de recul induite dans la cible par le WIMP.

La figure 2.2 montre un schéma de l'interaction élastique d'un WIMP avec un noyau cible.

L'énergie cinétique du WIMP étant $E = \frac{1}{2} M_W v^2$, l'énergie de recul du noyau est donnée par :

$$E_R = \frac{1}{2} r E (1 - \cos \theta) = r E \cos^2 \theta_R \quad (2.15)$$

où θ est l'angle de diffusion du WIMP dans le référentiel du centre de masse, θ_R l'angle de recul du noyau (cf. fig. 2.2) et $r = 4 \frac{M_W M_A}{(M_W + M_A)^2}$. L'énergie de recul maximale du WIMP est obtenue pour une masse du noyau cible M_A égale à celle du WIMP, M_W .

En supposant une distribution isotropique des angles de diffusion dans le centre de masse, donc que les

¹En substituant les valeurs de $v_0 = 230$ km/s et $v_{esc} = 600$ km/s, on obtient un rapport $\frac{k_1}{k_0} = 0.9965$. La référence [73] cite par erreur un rapport $\frac{k_0}{k_1} = 0.9965$.

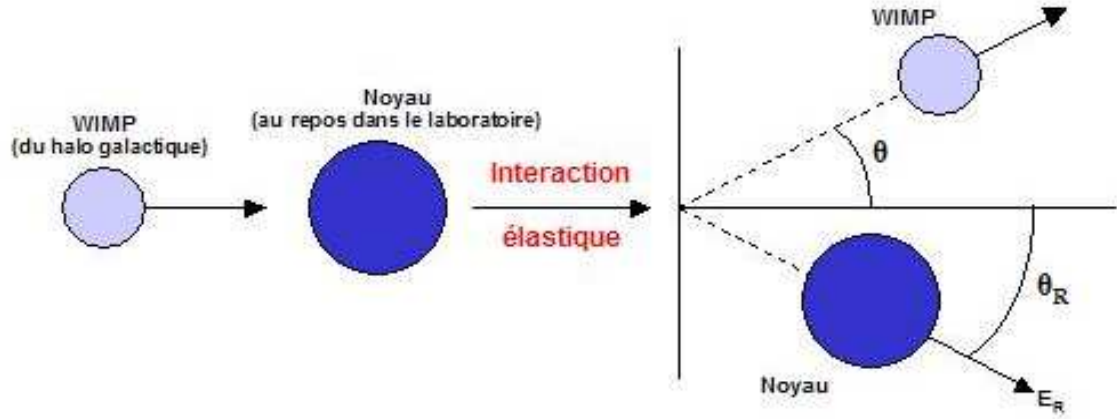


FIG. 2.2 – Schéma de la diffusion d'un WIMP sur un noyau. Le maximum du transfert d'énergie se fait pour une masse de noyau cible égale à celle du WIMP.

reculs sont uniformément distribués en E_R sur l'intervalle $0 < E_R < rE$, le taux d'interaction des WIMPs en fonction de l'énergie de recul E_R est donné par :

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{rE} dR(E) \quad (2.16)$$

$$= \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \quad (2.17)$$

avec $v_{max} = v_{esc} \pm v_T$. La borne $E_{min} = \frac{E_R}{r}$ est la plus petite énergie du WIMP donnant une énergie de recul E_R . C'est l'équivalent de l'équation (2.15) avec $\cos \theta_R = 1$; la figure 2.2 montre bien que dans ce cas, E sera minimale pour une valeur de E_R donnée. La variable $E_0 = \frac{1}{2} M_W v_0^2$ est l'énergie cinétique incidente correspondant à v_0 (cf. éq. (2.4)). Enfin, la borne v_{min} est la vitesse d'un WIMP avec une énergie E_{min} donc :

$$v_{min} = v_0 \sqrt{\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (2.18)$$

$$= \sqrt{\frac{2E_{min}}{M_W}} \quad (2.19)$$

$$= \sqrt{\frac{E_R M_A}{2\mu_A^2}} \quad (2.20)$$

où $\mu_A = \frac{M_W M_A}{M_W + M_A}$ est la masse réduite noyau-WIMP.

Pour obtenir l'expression du taux d'événements en fonction de l'énergie de recul, on considère 4 cas :

- $v_T = 0$ et $v_{esc} \rightarrow \infty$ (éq. 2.22)
- $v_T = 0$ (éq. 2.23)
- $v_{esc} \rightarrow \infty$ (éq. 2.24)

– aucune hypothèse sur ces 2 variables (éq. 2.25)

Ces différents cas sont à appliquer à l'équation suivante dérivée de l'équation (2.17) :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{1}{v} f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3 v \quad (2.21)$$

On obtient,

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r} \quad (2.22)$$

$$\frac{dR(0, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \frac{R_0}{E_0 r} \left(e^{-E_R/E_0 r} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right) \quad (2.23)$$

$$\frac{dR(v_T, \infty)}{dE_R} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{R_0}{E_0 r} \frac{v_0}{v_T} \left(erf \left(\frac{v_{min} + v_T}{v_0} \right) - erf \left(\frac{v_{min} - v_T}{v_0} \right) \right) \quad (2.24)$$

$$\frac{dR(v_T, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left(\frac{dR(v_T, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right)^2} \right) \quad (2.25)$$

L'équation (2.25) donne l'expression du taux d'interaction de WIMP avec un noyau en fonction de l'énergie de recul que l'on appellera plus souvent le spectre de recul théorique de WIMP. L'allure générale de ce spectre est exponentielle. De plus, à partir de la forme et de l'amplitude du spectre, on peut contraindre la section efficace d'interaction du WIMP avec la matière ordinaire ainsi que sa masse, ces deux paramètres apparaissant dans le terme R_0 .

Les spectres correspondant aux 4 cas définis plus haut sont tracés sur la figure 2.3. Chacun a été calculé pour des valeurs arbitraires de la masse du WIMP et de sa section efficace d'interaction élastique avec un noyau (σ_0 ou σ_{W-A}), respectivement $M_W = 100 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_{W-A} = 100 \text{ pb}$, dans le cas d'une interaction SI sur un noyau cible de germanium. On voit que l'approximation $v_{esc} \rightarrow \infty$ ne change pas beaucoup l'allure du spectre, l'effet ne se voyant que sur la queue de la distribution pour $E_R > 150 \text{ keV}$. Par contre, la prise en compte de la vitesse de la Terre induit une assez grande modification du spectre qui s'étend plus à haute énergie et diminue à faible énergie. Donc, l'approximation simpliste $v_T = 0$ et $v_{esc} \rightarrow \infty$ permet d'avoir une bonne idée de l'allure du spectre mais il faut tenir compte de l'amplification induite par v_T pour avoir un spectre plus correct.

L'équation (2.25) représente le spectre de recul, mais il faut cependant lui appliquer différentes corrections. Les trois plus importantes sont :

- L'effet de la rotation de la Terre autour du soleil (§ 2.3.2)
- Le facteur de forme qui tient compte de la taille finie du noyau (§ 2.3.3) et qui dépend du type d'interaction entre le WIMP et le nucléon (SI ou SD)
- Un facteur d'échelle S permettant d'exprimer σ_{W-A} en fonction de σ_{W-nucl} qui dépend aussi du type d'interaction entre le WIMP et le nucléon (SI ou SD)

Au final le spectre théorique de reculs nucléaires induits par les WIMPs, corrigé des effets cités ci-dessus, s'écrit :

$$\left. \frac{dR(v_T, v_{esc})}{dE_R} \right|_{(A, q^2)} = \left. \frac{dR(v_T, v_{esc})}{dE_R} \right|_{(n, 0)} \times F^2(E_R) \times S \quad (2.26)$$

avec (A, q^2) qui correspond à l'interaction du WIMP avec un noyau de masse atomique A pour un moment de transfert q non-nul et $(n, 0)$ correspond à l'interaction du WIMP avec un nucléon pour un moment de transfert nul.

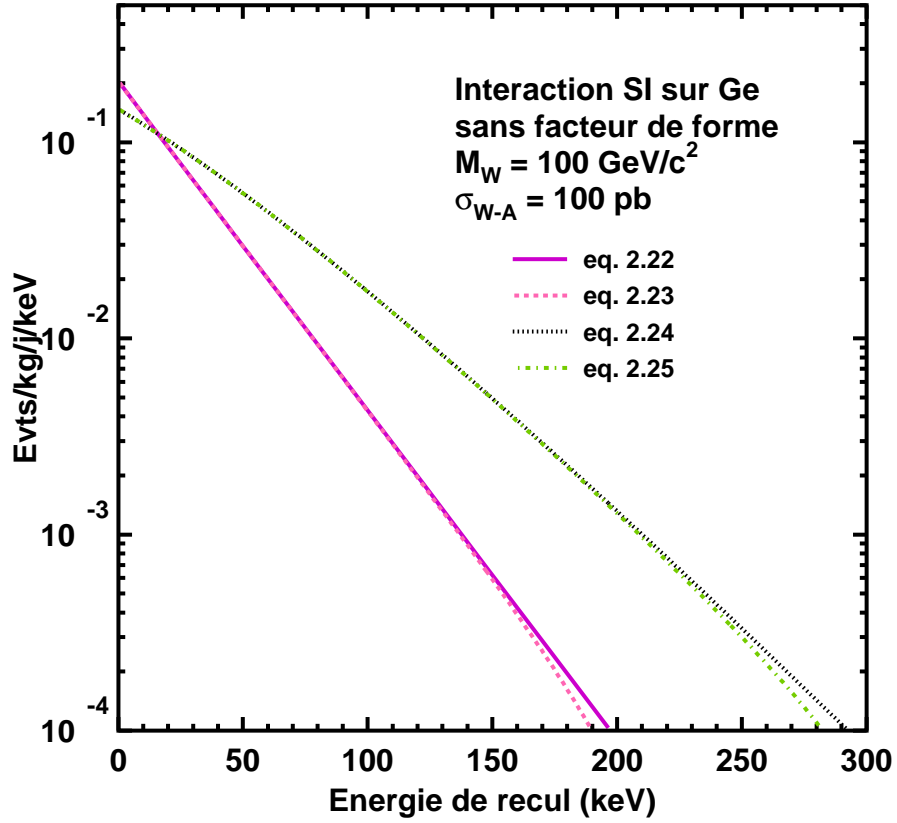


FIG. 2.3 – Spectre de recul d'un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ diffusant sur un noyau de germanium avec $\sigma_{W-A} = 100 \text{ pb}$. Le trait plein correspond aux hypothèses $v_T = 0$ et $v_{esc} \rightarrow \infty$, les tirets à $v_T = 0$, les pointillés à $v_{esc} \rightarrow \infty$ et les tirets-pointillés au spectre sans hypothèse sur v_T et v_{esc} .

On définit q , la quantité de mouvement transférée au noyau (ou moment de transfert) exprimée en $\text{MeV}\cdot\text{c}^{-1}$ par :

$$q = mv = \sqrt{2M_A E_R} = 6.92 \times 10^{-3} A^{1/2} E_R^{1/2} \quad (2.27)$$

L'effet de la rotation de la Terre intervient dans l'expression de v_T (§ 2.3.2), la correction nucléaire se fait par l'introduction du facteur de forme F^2 (§ 2.3.3), enfin la conversion de σ_{W-A} en σ_{W-p} se fait grâce au facteur d'échelle S (cf. éq. (2.29) et (2.30)) que nous allons à présent expliciter.

Pour pouvoir comparer des expériences de détection directe utilisant différents noyaux cibles, on exprime la section efficace d'interaction sur le noyau, σ_{W-A} en fonction de la section efficace sur le proton, σ_{W-p} .

Dans le cas d'une interaction indépendante du spin, chaque nucléon contribue également à l'amplitude de diffusion et toutes les contributions s'additionnent en phase. Il faut aussi tenir compte de la dépendance en masse réduite inhérente à la définition d'une section efficace. Pour un noyau avec Z protons et $(A - Z)$

neutrons, on a [74] :

$$\sigma_{W-A} = \frac{\mu_A^2}{\mu_p^2} \left(Z + (A - Z) \frac{f_n}{f_p} \right)^2 \sigma_{W-p} \quad (2.28)$$

où σ_{W-p} est la section efficace d'interaction WIMP-proton, $f_{p(n)}$ les constantes de couplage WIMP-proton(neutron) dans le cas SI. Les masses réduites associées au noyau cible, μ_A , et au proton, μ_p , sont définies respectivement comme $\frac{M_W M_A}{M_W + M_A}$ et $\frac{M_W M_p}{M_W + M_p}$ avec M_p la masse du proton et M_A la masse du noyau. Dans le cadre du MSSM, on considère généralement $\frac{f_n}{f_p} \simeq 1$ [26], donc :

$$\sigma_{W-A} = \left(A \frac{\mu_A}{\mu_p} \right)^2 \sigma_{W-p} \quad (2.29)$$

Le rapport $\left(\frac{\mu_A}{\mu_p} \right)^2$ étant à peu près égal à A^2 , en remplaçant la valeur de σ dans l'équation du taux d'événements (2.10) par celle donnée par la relation (2.29), on constate que $R \propto A^3$. La présence du facteur A^3 implique que, dans la plupart des modèles, la section efficace d'interaction SI (terme scalaire) va dominer pour de grandes valeurs de A [26].

Pour une interaction dépendante du spin, les contributions des nucléons appariés s'annulent, donc seul les nucléons non-appariés contribuent à l'interaction. La section efficace d'interaction avec le noyau s'écrit donc [74] :

$$\sigma_{W-A} = \left(\frac{\mu_A}{\mu_p} \right)^2 \frac{4}{3} \frac{J+1}{J} \left(\langle S_p \rangle + \langle S_n \rangle \frac{a_n}{a_p} \right)^2 \sigma_{W-p} \quad (2.30)$$

où $a_{p(n)}$ sont les constantes de couplage effectif WIMP-proton (neutron) dans le cas SD, $\langle S_{p(n)} \rangle$ les valeurs attendues pour le spin du proton (neutron) à l'intérieur du noyau et J le spin nucléaire total.

2.3.2 Correction due à la rotation de la Terre

Lors de l'interaction d'un WIMP avec un noyau cible, ce dernier n'est pas au repos par rapport au halo galactique à cause du mouvement de la Terre autour du Soleil et du Soleil dans la galaxie. La vitesse de la Terre dans le halo est la composition de 3 vitesses : la vitesse de rotation du disque galactique dans le halo, la vitesse de déplacement du soleil par rapport au disque et la vitesse de la Terre par rapport au Soleil. La Terre tourne en orbite autour du Soleil avec une vitesse d'environ 30 km/s, cette orbite fait un angle de 60° avec le plan de la galaxie (cf. fig. 2.4).

La vitesse de la Terre par rapport à la galaxie varie donc au cours de l'année. D'après [75], pour tenir compte de la composition des trois vitesses, on utilise comme expression pour la vitesse de la Terre par rapport au halo (en km/s) :

$$v_T = v_{sol} + 15 \cos \left(2\pi \frac{t - 152.5}{365.25} \right) \quad (2.31)$$

où t est le temps exprimé en jours depuis le 1^{er} janvier et v_{sol} la vitesse du soleil. Pour $v_{sol} = 230$ km/s, cette variation sinusoïdale de la vitesse de la Terre entraîne une modulation annuelle de v de $\pm 6\%$, d'où une modulation annuelle de $\pm 3\%$ du taux d'interaction [73]. Le minimum du taux d'événements aura lieu les 3 et 4 décembre et le maximum les 1 et 2 juin de chaque année.

Cette faible variation peut servir de signature de l'interaction de WIMPs [76], mais nécessite une importante statistique (cf. § 2.5 et annexe B).

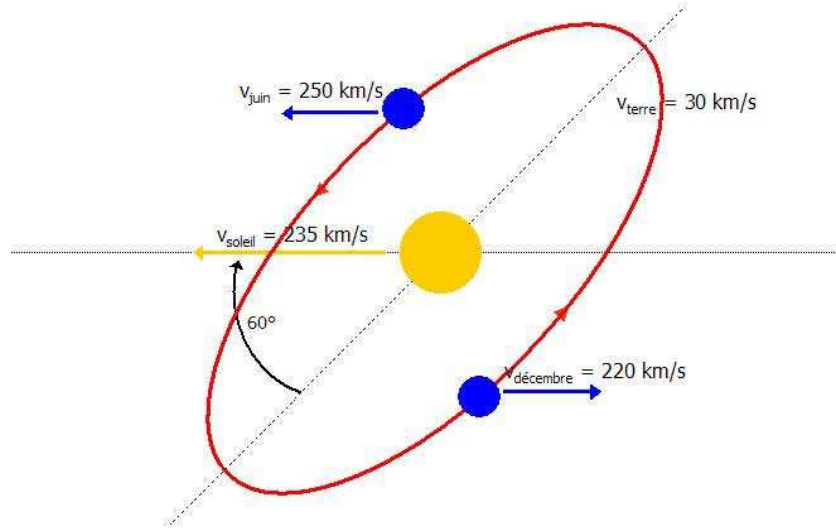


FIG. 2.4 – Vitesses relatives de la Terre et du Soleil par rapport à la galaxie.

2.3.3 Correction due au facteur de forme

L'hypothèse du noyau ponctuel n'est plus valable dans le cas où le moment de transfert q est grand (> 1 MeV), c'est-à-dire que la longueur d'onde h/q est de l'ordre du rayon nucléaire r_n . En effet dans ce cas, des effets d'interférences apparaissent d'où une perte de cohérence entraînant une diminution de la section efficace. Pour tenir compte de la taille finie du noyau, on multiplie la section efficace pour un moment de transfert nul, $\frac{d\sigma}{dq^2}(0)$, par un facteur de forme nucléaire :

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(qr_n) = \frac{d\sigma}{dq^2}(0)F^2(qr_n) \quad (2.32)$$

Le facteur de forme $F(qr_n)$ dépend du type d'interaction du WIMP avec le noyau de la cible (dépendante ou indépendante du spin). Les modèles nucléaires utilisés pour les calculs de structure des différents noyaux jouent un rôle très important. Il existe un consensus pour l'expression du facteur de forme SI qui se base sur [73] (§ 2.3.3.1). Dans le cas d'une interaction SD, le consensus est moins clair car le facteur de forme est très sensible à la modélisation détaillée des fonctions d'onde pour le proton et le neutron dans le noyau (§ 2.3.3.2).

2.3.3.1 Cas d'une interaction indépendante du spin

Dans l'approximation de Born, le facteur de forme est la transformée de Fourier de la distribution de matière dans le noyau $\rho(r)$ soit, en supposant $\hbar = 1$:

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \quad (2.33)$$

Dans le cas d'une interaction indépendante du spin, le WIMP interagit avec le noyau dans sa totalité avec une contribution de tous les nucléons. De ce fait, une description réaliste et analytique du facteur de forme est obtenue en écrivant la densité de matière $\rho(r)$ comme la convolution d'une sphère dure de rayon r_n avec une gaussienne de dispersion s [77] :

$$\rho(r) = \int \rho_0(\vec{r}') \rho_1(\vec{r} - \vec{r}') d^3 r' \quad (2.34)$$

où ρ_0 est constante à l'intérieur de la sphère de rayon r_n et ρ_1 est donnée par :

$$\rho_1(\vec{r}) = e^{-\frac{1}{2}(\frac{r}{s})^2} \quad (2.35)$$

Le facteur de forme s'écrit donc [77] :

$$F(q) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \times e^{-(qs)^2/2} \quad (2.36)$$

avec $j_1(qr_n) = \frac{\sin(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)}{(qr_n)^3}$ (fonction de Bessel sphérique). Une expression pour le rayon nucléaire r_n est donnée dans [73] :

$$r_n^2 = c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2 \quad (2.37)$$

avec $c \simeq 1.23A^{1/3} - 0.6$ fm, $a \simeq 0.52$ fm et $s \simeq 0.9$ fm qui sont des valeurs ajustées sur les données expérimentales de diffusion de muons sur différents noyaux [78] en utilisant la distribution de matière de l'équation (2.34).

La figure 2.5 montre le facteur de forme en fonction de l'énergie de recul pour trois noyaux : le germanium ($A = 72.61$), l'iode ($A = 126.9$) et le xénon ($A = 131.29$). Les facteurs de forme présentent des zéros pour certaines valeurs d'énergie de recul correspondant à des interférences destructives maximales (pour $qr_n \approx \frac{3\pi}{2}$). Pour le germanium, le premier se produit pour $E_R \simeq 250$ keV. Par contre pour l'iode et le xénon, la première singularité se présente dès $E_R \simeq 100$ keV. Comme le taux différentiel d'interaction est proportionnel au facteur de forme (cf. éq. (2.26)), celui-ci est fortement diminué pour ces mêmes valeurs d'énergie de recul. C'est ce que montre la figure 2.6 pour $M_W = 100$ GeV/c², $\sigma_{W-p} = 10^{-5}$ pb, avec un noyau cible de germanium, dans les cas où on tient compte du facteur de forme (trait plein) ou non (pointillés).

On voit nettement une diminution drastique du nombre d'événements pour $E_R \simeq 250$ keV quand on ajoute le facteur de forme. La table 2.1 donne les taux d'événements théoriques pour un WIMP d'une masse de 100 GeV/c² et une section efficace d'interaction avec un proton de 10⁻⁵ pb dans le cas de noyaux cibles de germanium, d'iode et de xénon, en tenant compte ou non de l'effet dû au facteur de forme.

Sans le facteur de forme, entre 0 et 200 keV, les taux d'événements attendus pour l'iode et le xénon sont environ trois fois plus élevés que dans le germanium. En tenant compte de l'effet du facteur de forme, une diminution d'un facteur 2 et 3.5 du taux d'événements se produit respectivement pour le germanium et pour l'iode/xénon.

Pour les trois noyaux, déplacer le seuil de 0 à 20 keV réduit le taux d'événements d'un facteur ~ 1.5 , si on ne tient pas compte du facteur de forme. Cependant avec un seuil de 20 keV, l'effet du facteur de forme se traduit par une diminution d'un facteur 2.5 et 10 respectivement pour le germanium et l'iode/xénon.

On voit donc que l'avantage des noyaux iode et xénon en terme de grand A est entièrement compensé par la diminution due au facteur de forme, les taux d'événements attendus entre 20 et 200 keV étant à

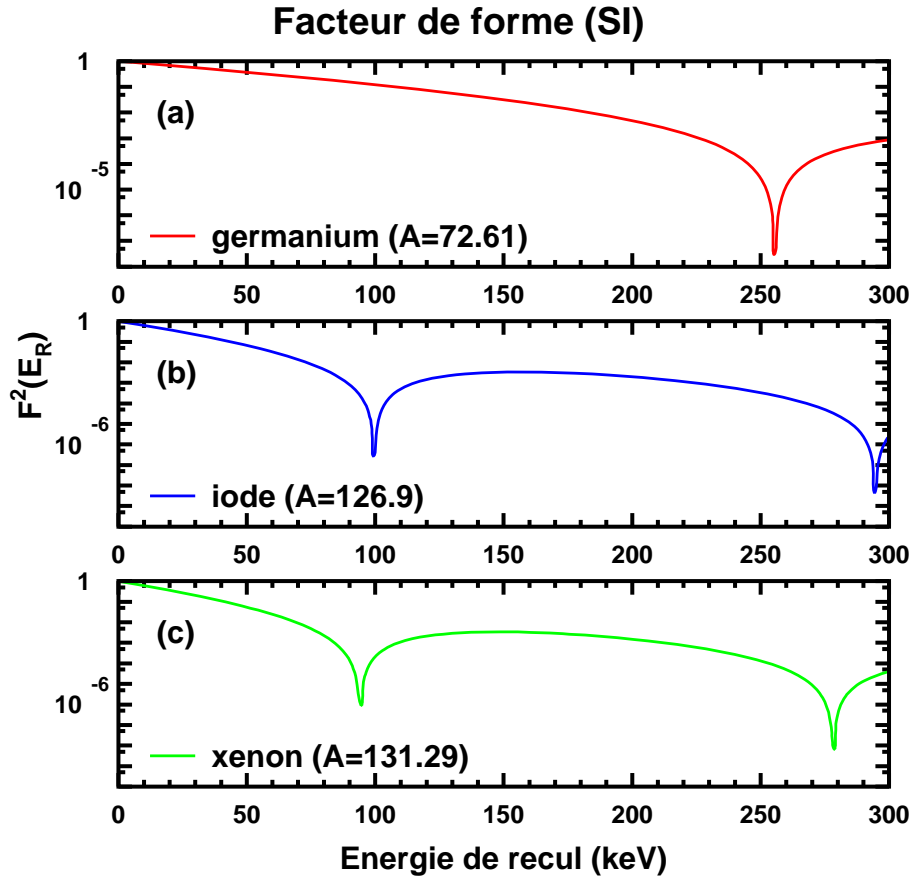


FIG. 2.5 – Facteur de forme SI pour des noyaux de germanium (a), d'iode (b) et de xénon (c).

TAB. 2.1 – Taux d'événements théorique entre 0 ou 20 keV et 200 keV de recul pour trois noyaux : germanium, iode et xénon (pour $M_W = 100 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_{W-p} = 10^{-5} \text{ pb}$).

A	Taux d'événements (/kg/j)			
	Sans facteur de forme		Avec facteur de forme	
	0-200 keV	20-200 keV	0-200 keV	20-200 keV
72.61	7.06	4.58	3.77	1.68
126.9	22.2	14.6	6.65	1.57
131.29	23.7	15.6	6.82	1.51

peu près égaux pour les trois noyaux.

Les expériences devront faire un compromis entre un grand A , mais pas trop, ce qui est le cas du germanium où le taux d'événements total est faible mais peu modifié par la prise en compte du facteur de forme ou d'un seuil en énergie de recul.

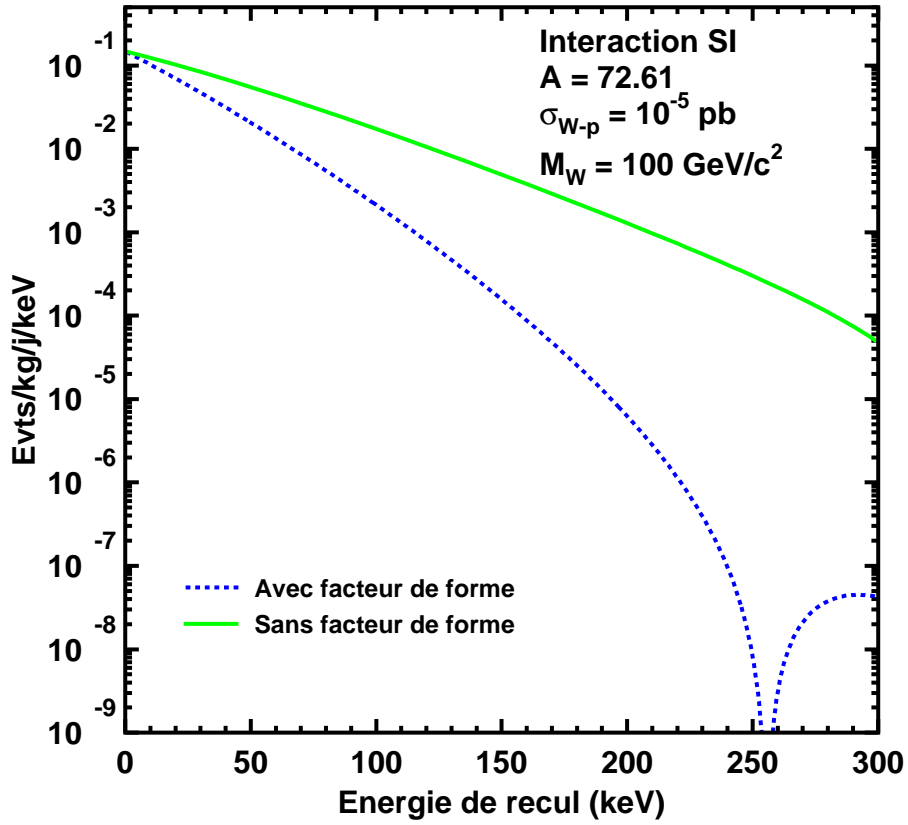


FIG. 2.6 – Effet de la prise en compte du facteur de forme dans le spectre de recul dans le cas d’une interaction indépendante du spin sur un noyau cible de germanium avec $\sigma_{W-p} = 10^{-5}$ pb et $M_W = 100$ GeV/c². En trait plein : le spectre sans facteur de forme et en pointillés, le spectre en prenant un facteur de forme basé sur le modèle nucléaire de la sphère dure.

2.3.3.2 Interaction dépendante du spin

Le cas dépendant du spin (SD) est plus délicat car il n’existe pas d’expression analytique simple du facteur de forme. Celui-ci doit tenir compte de la contribution de tous les nucléons. Il possède donc 3 termes : celui dû aux neutrons, celui dû aux protons ainsi qu’un terme d’interférences [26] :

$$F^2(qr_n) = \frac{S(q)}{S(0)} \quad (2.38)$$

$$S(q) = a_0^2 S_{00}(q) + a_1^2 S_{11}(q) + a_0 a_1 S_{01}(q) \quad (2.39)$$

$$= (a_p + a_n)^2 S_{00}(q) + (a_p - a_n)^2 S_{11}(q) + (a_p^2 - a_n^2) S_{01}(q) \quad (2.40)$$

Les facteurs S_{ij} peuvent être calculés grâce au modèle en couche nucléaire. Les coefficients isoscalaire (a_0) et isovecteur (a_1) sont reliés aux facteurs de couplage WIMP-nucléon a_p, a_n . De nombreux calculs des facteurs S_{ij} ont été effectués car ils diffèrent suivant le noyau et les orbitales nucléaires occupées. On considère que le facteur de forme peut s’écrire comme la somme de trois facteurs de formes :

$S_{ij}(q)/S_{ij}(0)$. Par exemple dans [79], on trouve une expression analytique pour les trois coefficients, S_{00} , S_{11} et S_{01} , sous la forme de polynômes du sixième degré permettant un calcul des trois facteurs de forme isoscalaire, isovecteur et d'interférences.

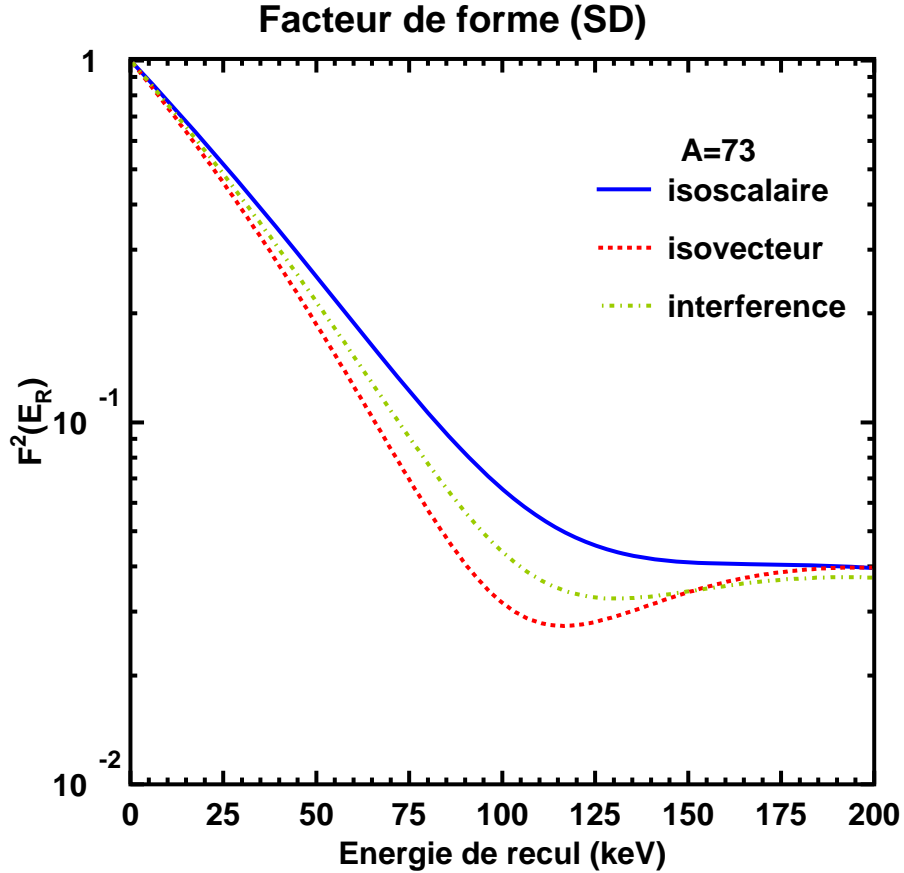


FIG. 2.7 – Facteurs de forme pour une interaction SD dans les cas isoscalaire, isovecteuriel et couplé pour un noyau de germanium à partir des relations données dans [79].

La figure 2.7 montre les trois facteurs de forme en fonction de l'énergie de recul pour un noyau de germanium. Ils ont une allure similaire, ce qui permet de faire l'approximation usuelle [79, 80] que ces trois facteurs de forme sont identiques pour avoir un facteur de forme indépendant du nucléon couplé, neutron ou proton. Dans le calcul du spectre de recul, on peut donc prendre une des trois expressions pour le facteur de forme. Prendre le facteur de forme d'interférences induit une incertitude d'environ ± 6.5 et $\pm 5\%$ sur le taux d'événements théorique respectivement pour $M_V = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $M_W = 100 \text{ GeV}/c^2$ (cf. § 6.2.2).

2.3.4 Spectre de recul théorique final

A présent, on peut tracer le spectre de recul des WIMPs sur un noyau de germanium dans les cas dépendant et indépendant du spin à partir des équations (2.25) et (2.26). Le spectre dépend des valeurs prises pour les paramètres du halo (éq. (2.25)). Nous avons choisi les valeurs habituellement utilisées :

$v_{sol} = 235$ km/s, $v_0 = 220$ km/s, $v_{esc} = 650$ km/s et $\rho_0 = 0.3$ GeV/c²/cm³.

Pour normaliser les taux d'interaction et les sections efficaces, on utilise l'expression suivante pour R_0 [73] qui s'exprime en evt/kg/j :

$$R_0 = \frac{540}{AM_W} \left(\frac{\sigma_{W-A}}{1 \text{ pb}} \right) \left(\frac{\rho_0}{0.4 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3} \right) \left(\frac{v_0}{230 \text{ km}/s} \right) \quad (2.41)$$

Pour les corrections (éq. (2.26)), on ne tient pas compte de la modulation annuelle donc $\vartheta_r = v_{sol}$ et on prend le facteur de forme défini par l'équation (2.36) pour le cas indépendant du spin et le facteur de forme d'interférences défini dans [79] pour le cas dépendant du spin.

La figure 2.8 montre l'évolution de la forme du spectre de recul avec la masse du WIMP, avec $\sigma_{W-p} = 10^{-5}$ pb et $M_W = 20, 40, 100, 500$ GeV/c² dans le cas d'une interaction SI sur un noyau de germanium. La table 2.2 donne les taux d'événements et les énergies moyennes de recul correspondants.

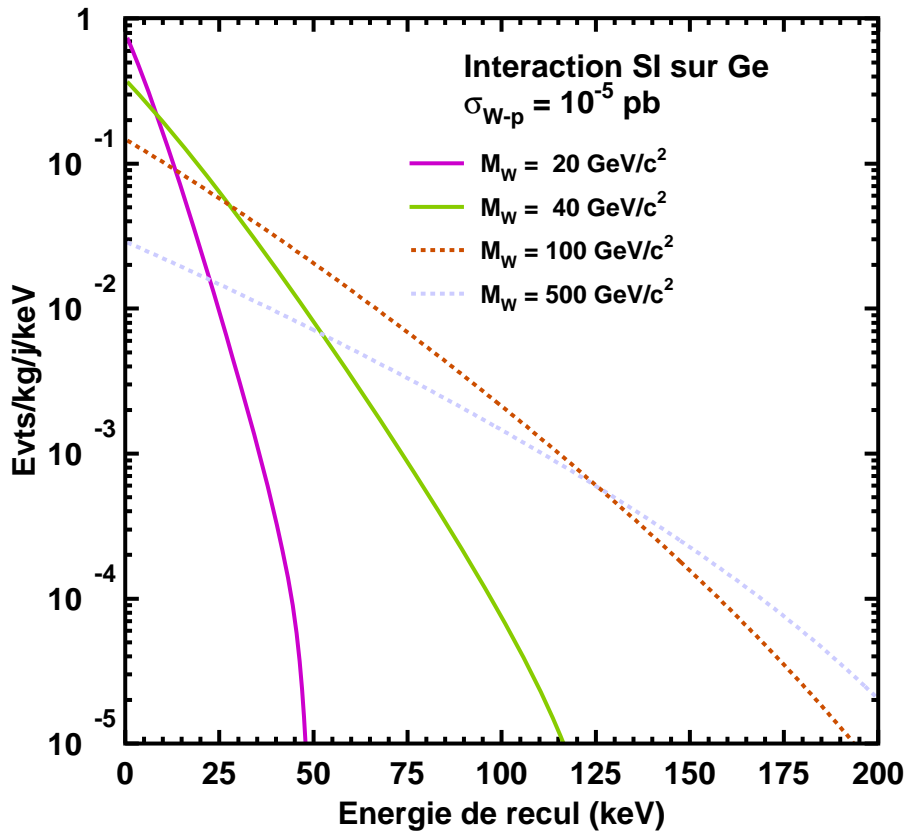


FIG. 2.8 – Spectre théorique de WIMPs pour une interaction indépendante du spin sur un noyau de germanium pour différentes masses de WIMP entre 20 et 500 GeV/c², avec $\sigma_{W-p} = 10^{-5}$ pb.

Sur la figure 2.8, on voit que, pour des WIMPs de faible masse, le spectre est très piqué à basse énergie. Cet effet est confirmé par les valeurs d'énergie moyenne (cf. tab. 2.2) qui sont inférieures à 20 keV pour des masses inférieures à 40 GeV/c². Pour des masses plus élevées, les spectres s'étalent

vers les hautes énergies, quoique cet effet est atténué en tenant compte du facteur de forme. En terme de taux d'événements, on retrouve bien qu'il est maximal pour des masses de WIMPs entre 40 et 100 GeV/c², soit de l'ordre de la masse atomique du germanium. Pour des WIMPs plus ou moins massifs, le taux d'événements attendu dans le germanium est plus faible, mais pour des masses élevées de WIMP, cet effet est accentué par le facteur de forme.

TAB. 2.2 – Taux d'événements théorique et énergie de recul moyenne entre 0 et 200 keV pour le germanium, pour différentes masses de WIMP, dans le cas d'une interaction SI (avec $\sigma_{W-p} = 10^{-5}$ pb).

M_W (GeV/c ²)	R (/kg/j)		$\langle E_R \rangle$ (keV)	
	Sans $F(q)$	Avec $F(q)$	Sans $F(q)$	Avec $F(q)$
20	5.58	4.98	6.4	5.8
40	7.08	5.33	16.9	13.0
100	7.06	3.77	42.3	23.9
500	2.69	1.01	69.9	32.2

Le même type de spectre pour une interaction SD se trouve sur la figure 2.9. Dans ce cas, la relation entre σ_{W-A} et σ_{W-p} (cf. éq (2.30)) n'étant pas exprimée sous forme simple, la section efficace de référence est celle entre un WIMP et le noyau. On prend $\sigma_{W-A} = 100$ pb, qui est du bon ordre de grandeur pour avoir $\frac{\sigma_{W-A}}{\sigma_{W-p}^{SI}} \simeq A^2 \frac{\mu_A^2}{\mu_p^2}$, avec $A = 73$ et $\sigma_{W-p}^{SI} = 10^{-5}$ pb. L'interaction SD ne se fera qu'avec l'isotope du germanium à spin non-nul, le ⁷³Ge, qui ne représente que 8 % du germanium naturel.

La table 2.3 liste les taux d'événements et les énergies moyennes de recul calculés avec un noyau cible de ⁷³Ge dans le cas d'une interaction dépendante du spin en tenant compte du facteur de forme, ceci pour différentes masses de WIMP. On remarque que les taux d'événements dans le cas SD varient plus fortement avec M_W que dans le cas SI. Ceci est uniquement dû au facteur de forme utilisé, car les distributions ne tenant pas compte du facteur de forme sont identiques, par construction, pour les cas SI et SD. On note également qu'avec le facteur de forme SD utilisé, la majeure partie du taux d'événements se trouve entre 0 et 20 keV.

L'effet du facteur de forme dans le cas SD se manifeste aussi dans l'énergie moyenne de recul qui est systématiquement inférieure à celle calculée pour le cas SI.

TAB. 2.3 – Taux d'événements théorique entre 0 et 200 keV, R_0 , ainsi qu'entre 20 et 200 keV, R_{20} , et énergie de recul moyenne entre 0 et 200 keV pour le ⁷³Ge, pour différentes masses de WIMP, dans le cas d'une interaction SD en tenant compte du facteur de forme (avec $\sigma_{W-A} = 100$ pb).

M_W (GeV/c ²)	R_0 (/kg/j)	R_{20} (/kg/j)	$\langle E_R \rangle$ (keV)
20	30.2	0.620	5.5
40	11.9	2.12	11.6
100	3.04	1.11	19.7
500	0.357	0.165	27.1

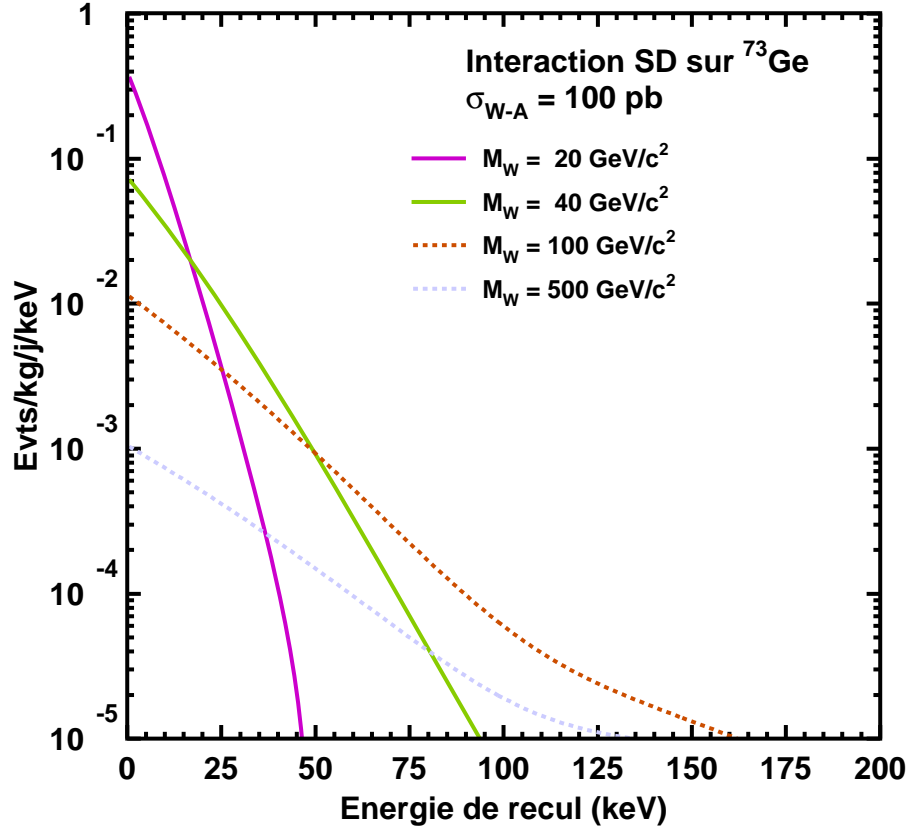


FIG. 2.9 – Spectre théorique de WIMPs pour une interaction dépendante du spin sur un noyau de ^{73}Ge pour différentes masses de WIMP entre 20 et 500 GeV/c^2 , avec $\sigma_{W-A} = 100 \text{ pb}$.

2.4 Établissement des courbes d'exclusion

Dans la section précédente, nous avons établi le spectre théorique d'événements WIMP pour un noyau-cible. En intégrant ce spectre, on obtient le nombre d'événements attendus pour une masse de WIMP donnée et une section efficace d'interaction avec un noyau donné. Avec le nombre d'événements réellement détectés dans une expérience, on peut déduire la section efficace exclue, pour un certain niveau de confiance, par cette même expérience. En notant μ_{exc} le nombre d'événement exclu par une expérience pour un niveau de confiance donné et μ_σ le nombre d'événements calculé, pour une section efficace σ , grâce au spectre de recul théorique les sections efficaces exclues par l'expérience sont celles pour lesquelles :

$$\sigma_{exc} > \frac{\sigma \times \mu_{exc}}{\mu_\sigma} \quad (2.42)$$

Cette valeur de σ_{exc} étant calculée pour une masse de WIMP donnée, M_W , on peut tracer les sections efficaces exclues en fonction de M_W . La figure que l'on obtient est appelée "diagramme d'exclusion" et représente le résultat de l'expérience, en l'absence de découverte d'un signal non ambigu. Sur ce type de

figure, on peut aisément comparer les sensibilités de différents types d'expériences de détection directe, à condition d'utiliser les mêmes hypothèses sur le halo de WIMPs et les mêmes calculs de spectre de recul des WIMPs (typiquement issus de [73]) mais aussi comparer avec ce que prédit la théorie (cf. § 2.4.3).

2.4.1 Interaction indépendante du spin

Dans le cas d'une interaction indépendante du spin, la procédure est relativement simple. On utilise directement l'équation (2.42) avec comme une section efficace d'interaction entre un WIMP et un nucléon choisie arbitrairement, souvent de l'ordre de 10^{-5} pb (pour être dans les ordres de grandeur de ce que prédit la théorie). On détermine à partir des résultats expérimentaux les valeurs de μ_{exc} et on obtient les courbes d'exclusion $\sigma_{W-nucl}(M_W)$, pour un niveau de confiance donné.

Le μ_{exc} d'une expérience pour un niveau de confiance donné peut être calculé à partir du nombre d'événements expérimentaux, grâce à la distribution de Poisson. Par exemple, une expérience n'observant aucun événement exclut un nombre d'événements $\mu_{exc} = 2.3$ pour un niveau de confiance de 90 % et $\mu_{exc} = 3$ pour un niveau de confiance de 95 % [14].

Une application détaillée de cette procédure est faite dans le paragraphe § 6.2 pour l'expérience EDELWEISS.

2.4.2 Interaction dépendante du spin

Le cas dépendant du spin est plus compliqué car il faut tenir compte de tous les nucléons du noyau. L'établissement de la limite dépend donc des modèles nucléaires utilisés.

La procédure utilisée par la majorité des expériences de détection directe sensibles à l'interaction dépendante du spin est la suivante.

On part de la section efficace totale d'interaction du WIMP avec le noyau, σ_{W-A} . Celle-ci peut s'écrire sous la forme suivante [26] :

$$\sigma_{W-A} = 4G_F^2 \mu_A^2 C_A \quad (2.43)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi et μ_A la masse réduite WIMP-noyau cible. Le facteur C_A est donné par :

$$C_A = \frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (2.44)$$

où a_p et a_n sont les constantes de couplage effectif WIMP-proton (neutron), $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ les valeurs attendues pour le spin du proton (neutron) à l'intérieur du noyau et J le spin nucléaire total. Donc σ_{W-A} s'écrit :

$$\sigma_{W-A} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_A^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (2.45)$$

Le problème le plus gênant dans le traitement du cas dépendant du spin est le fait que les valeurs des couplages a_p et a_n peuvent dépendre fortement de la nature du neutralino. La limite sur la section efficace est donc dépendante du choix du WIMP. On utilise le formalisme proposé par Tovey *et al.* [80] pour dériver des limites sur la section efficace indépendantes de la nature du neutralino.

Tout d'abord, on considère que la section efficace totale WIMP-noyau est dominée par la contribution du proton ($\sigma_{W-A} \sim \sigma_{W-p}^p$), pour obtenir une section efficace limite WIMP-proton, $\sigma_{W-p}^{lim(A)}$, en supposant $a_n \langle S_n \rangle = 0$. En faisant de même pour le neutron, on obtient :

$$\sigma_{W-p,n}^{lim(A)} = \frac{3}{4} \frac{J}{J+1} \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \frac{\sigma_{W-A}}{\langle S_{p,n} \rangle^2} \quad (2.46)$$

où $\mu_{p,n}$ est la masse réduite WIMP-proton(neutron). Les valeurs de σ_{W-A} sont calculées à partir des données expérimentales grâce à l'équation (2.42).

L'équation (2.46) permet d'obtenir les limites d'exclusion sur la section efficace dépendante du spin dans le cas d'une interaction purement sur le neutron ou purement sur le proton en fonction de la masse du WIMP. Les limites obtenues par les expériences en cours sont montrées dans le chapitre 6.

L'équation (2.46) n'est valable que dans le cas d'une cible constituée d'un noyau unique. Mais dans le cadre de comparaisons avec d'autres expériences de détection directe, qui peuvent avoir une cible faite de plusieurs noyaux, A_i , on peut déduire la section efficace limite sur le proton (neutron) en calculant les sections efficaces limites pour chacun des noyaux individuellement et appliquer la relation suivante [73] :

$$\frac{1}{\sigma_{W-p,n}^{lim(A)}} = \sum_{A_i} \frac{1}{\sigma_{W-p,n}^{lim(A_i)}} \quad (2.47)$$

Par ailleurs, on voit que l'équation (2.46) dépend des facteurs $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ qui sont propres aux noyaux cibles de l'expérience. Or ces quantités ne sont pas mesurées mais calculées à partir de l'ajustement de données expérimentales par des modèles nucléaires. Les valeurs dépendent fortement du modèle utilisé [81] (une liste de valeurs de $\langle S_{p,n} \rangle$ est donnée pour différents noyaux dans [82]). Cette étude est donc très dépendante des paramètres nucléaires que l'on choisit.

Mais une interaction purement sur le proton ou sur le neutron n'est qu'un cas particulier. En général, l'interaction se fait avec les 2 types de nucléons. On utilise donc un mode de représentation différent pour les limites que le "diagramme d'exclusion" utilisé dans le cadre SI. On cherche à déterminer la région exclue dans le plan des coefficients de couplage WIMP-nucléon, soit (a_p, a_n) . Dans [80], on trouve l'expression de l'inégalité permettant de calculer la zone exclue² :

$$\left(\frac{a_p}{\sqrt{\sigma_{W-p}^{lim(A)}}} \pm \frac{a_n}{\sqrt{\sigma_{W-n}^{lim(A)}}} \right)^2 \leq \frac{\pi}{24G_F^2 \mu_p^2} \quad (2.48)$$

Les valeurs non-exclues de (a_p, a_n) obéissent à cette inégalité. Le signe dans la parenthèse est donné par celui du rapport $\frac{\langle S_n \rangle}{\langle S_p \rangle}$. L'équation (2.48) permet d'avoir 2 lignes parallèles dans le plan (a_p, a_n) , avec une pente donnée par $-\frac{\langle S_n \rangle}{\langle S_p \rangle}$, les valeurs non exclues se trouvent entre ces 2 lignes. Il faut noter que si l'expérience comporte 2 noyau cibles, on obtient une ellipse correspondant à l'intersection de 2 couples de lignes avec des pentes de signes opposés [81].

Cette étude sera directement appliquée aux données d'EDELWEISS-I dans le chapitre 6.

2.4.3 Prédictions supersymétriques dans le cadre d'une interaction indépendante du spin

Le spectre théorique de WIMPs dépend de nombreux paramètres que nous venons de préciser tout en laissant libres les valeurs de M_W et σ_{W-p} , ou σ_{W-nucl} pour généraliser. Pour tracer l'allure des spectres, nous avons pris des valeurs arbitraires pour ces deux variables. En se plaçant dans le cadre théorique du MSSM avec comme candidat le neutralino, des calculs supersymétriques permettent d'établir des prédictions sur ces deux paramètres [83, 85].

Pour la masse du WIMP, les résultats obtenus par l'accélérateur LEP2 donnent une limite inférieure de $\sim 40 \text{ GeV}/c^2$ [28] et intrinsèquement la supersymétrie prédit une limite supérieure de l'ordre de

²La faible différence de masse entre le proton et le neutron a été négligée pour obtenir cette expression.

1 TeV/c² (cf. § 1.2.3.2). Contraindre la section efficace d'interaction WIMP-nucléon est plus difficile, mais on s'attend à des valeurs de l'ordre de l'interaction faible, soit inférieures à 10⁻⁵ pb.

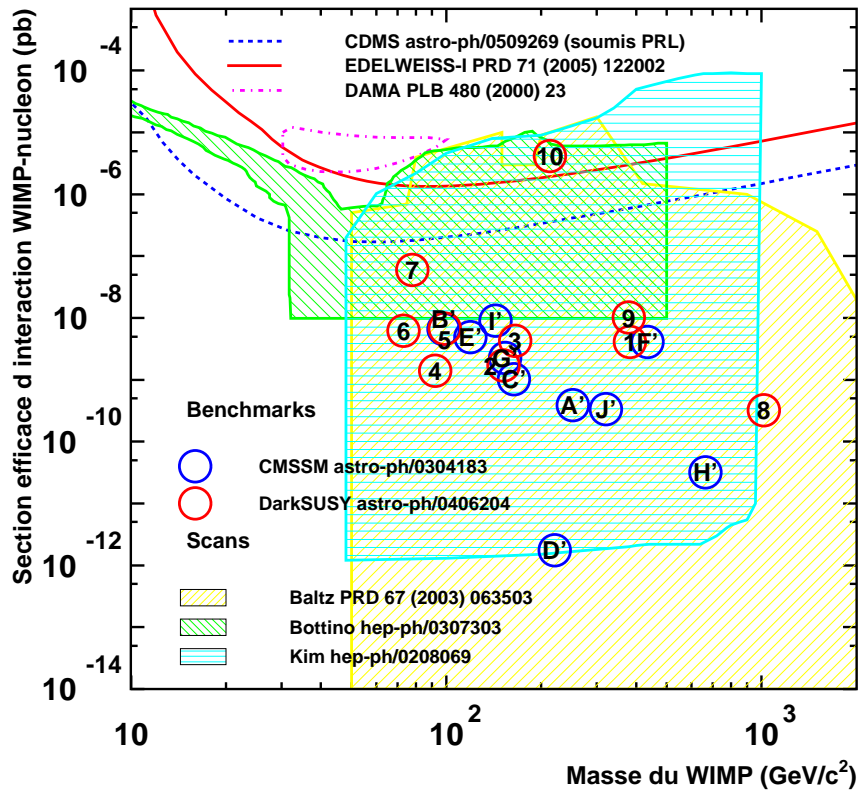


FIG. 2.10 – Prédictions supersymétriques sur les valeurs de σ_{W-nucl} en fonction de M_W dans le cas d'une interaction indépendante du spin. Les zones hachurées représentent des régions autorisées dans le cas de certains modèles supersymétriques [84]. Les lettres et les chiffres correspondent à des points de contrôles intéressants établis dans [85]. Les sensibilités de certaines expériences de détection directe sont tracées (pour plus de détails voir le chapitre 6). Figure adaptée de [86].

Les prédictions sont représentées dans le plan (σ_{W-nucl}, M_W) , tout comme les résultats expérimentaux. Suivant le modèle utilisé pour les calculs (MSSM, ou MSSM contraint) et les valeurs des paramètres supersymétriques utilisées, les régions où un signal WIMP est attendu dans ce plan sont plus ou moins étendues entre 10⁻⁴ et 10⁻¹⁴ pb. La figure 2.10 montre les différentes régions autorisées dans le cas de plusieurs modèles supersymétriques [84]. Certains points de contrôles intéressants, appelés "benchmarks" sont aussi représentés [85]. La plupart de ces points se situe à des section efficaces inférieures à 10⁻⁸ pb soit deux ordres de grandeurs au-dessous des sensibilités atteintes actuellement par les expériences de détection directe (cf. chap. 6). On peut noter que les résultats présentés dans la table 2.1 indiquent qu'une section efficace de 10⁻⁸ et 10⁻¹¹ pb correspond respectivement à un taux d'événements de ~ 1 /kg/an et ~ 1 /tonne/an.

2.5 Techniques de la détection directe

2.5.1 Signatures du WIMP

Les signatures possibles permettant de discriminer le spectre des reculs dus aux WIMPs de celui dû à un éventuel bruit de fond sont les suivantes :

- La signature la plus forte de l'interaction d'un WIMP dans une cible est le fait qu'il induit un recul nucléaire, contrairement aux particules composant la majorité du bruit de fond, β et γ , qui induisent des reculs électroniques.
- Si la statistique expérimentale est suffisante, d'autres signatures peuvent être utilisées :
 - Le spectre en énergie de recul de WIMP interagissant dans un détecteur a une forme exponentielle (cf. éq. (2.25)) et celle-ci dépend de la masse du WIMP et de leur distribution de vitesses (cf. fig. 2.8). Par contre, de nombreux bruits de fond ont également des spectres de formes exponentielles. De plus, le facteur de forme nucléaire utilisé influence fortement la forme du spectre.
 - La modulation annuelle du taux de WIMPs due à la rotation de la Terre autour du Soleil peut être observée (cf. 2.3.2). Les paramètres mesurables sont l'amplitude, la fréquence et la phase de la modulation.
La statistique nécessaire à cette observation doit être élevée. Pour mesurer une modulation de 3 % du flux avec un niveau de confiance de 3σ en supposant un bruit de fond nul, il faut un signal comprenant au minimum 24000 WIMPs (le calcul correspondant est fait dans l'annexe B). En considérant que les expériences actuelles excluent un taux de 0.2 evts/kg/j pour un niveau de confiance de 90 %, il faudra une exposition d'au minimum 400 kg.an pour observer une telle modulation à 3σ .
 - La direction des reculs nucléaires peut être corrélée avec le mouvement du soleil : les noyaux vont en majorité reculer dans la direction opposée au mouvement du soleil dans la galaxie. De plus, le flux de WIMPs sera modulé annuellement mais aussi journalièrement à cause de la rotation de la Terre autour de son axe.
- Les événements dus aux WIMPs sont uniformément répartis dans le détecteur grâce à un long libre parcours moyen. Or les interactions dues à la radioactivité environnant le détecteur se produisent plutôt proche de la surface, les particules ayant des libres parcours moyens inférieurs au cm (γ de haute énergie) ou au mm (γ de basse énergie, β et α). La localisation de l'interaction permettrait de rejeter ces événements.
- Les neutrons produisent également des reculs nucléaires. Pour tenter de les discriminer, deux autres signatures peuvent être utilisées :
 - A cause de son faible pouvoir d'interaction avec la matière, le WIMP ne fera pas d'interactions multiples entre deux détecteurs ou dans un même détecteur, contrairement aux neutrons dont la section efficace d'interaction avec un noyau est de l'ordre du barn avec une distance entre deux interactions dans un solide de l'ordre du cm.
 - Dans le cas d'une interaction SI, la section efficace de diffusion d'un WIMP sur un noyau est proportionnelle à $(\mu_A/\mu_p)^2 A^2$, alors que celle d'un neutron est proportionnelle à $A^{2/3}$. Ceci suggère l'utilisation de détecteurs avec différents types de noyaux-cibles, c'est-à-dire avec différentes valeurs de A .

Pour identifier avec confiance un signal WIMP, on doit combiner plusieurs des signatures citées ci-dessus. De plus, de par la nature du WIMP et surtout de son candidat théorique le neutralino, certaines contraintes devront être prises en compte dans les expériences de détection directe :

- Les calculs donnent un taux d'événements WIMPs dans les détecteurs compris entre 10^{-6} et 1 evt/kg/j (cf. § 2.4.3) à comparer, par exemple, avec les 10^7 désintégrations /kg/j dues à la radioactivité naturelle du corps humain.
- L'énergie de recul déposée par le WIMP dans le détecteur est très faible (cf. tab. 2.2 et 2.3).

La première contrainte impose une grande masse pour le détecteur (de l'ordre de la dizaine à la centaine de kg) et une longue exposition. Pour que le signal ne soit pas noyé dans le bruit de fond, il est de plus nécessaire de bien comprendre ce dernier pour le réduire au maximum et éventuellement avoir un moyen de le rejeter totalement. Enfin, la deuxième contrainte implique un seuil de détection le plus faible possible. L'énergie maximale déposée par un WIMP de $10 \text{ GeV}/c^2$ étant de 10 keV (cf. éq. 2.15), le seuil de déclenchement devra donc être de cet ordre.

La réduction du bruit de fond se fait en entourant les détecteurs d'un blindage important et en plaçant l'expérience en site souterrain pour la protéger des rayons cosmiques ainsi que de l'activation des matériaux qu'ils induisent. Les matériaux doivent aussi être scrupuleusement choisis avec une radioactivité intrinsèque la plus faible possible. La résolution en énergie des détecteurs devra être optimisée pour avoir un seuil de détection très bas.

Le détecteur idéal de WIMP devra donc avoir un seuil de déclenchement en énergie de recul de l'ordre de 10 keV , un bruit de fond intrinsèque inférieur à 1 evt/t/an (pour $\sigma \sim 10^{-8} \text{ pb}$) et une masse supérieure à 100 kg . Avant de construire ce détecteur idéal, les expérimentateurs doivent tester des prototypes plus petits afin d'identifier et étudier les différents bruits de fond auxquels ils devront faire face. Ces fonds sont bien au-dessous de ceux atteints jusqu'à présent et restent donc mal connus et difficiles à contrôler.

2.5.2 Les différents modes de détection

Lors de l'interaction d'un WIMP avec un noyau cible, suivant la nature du détecteur, l'énergie cinétique du noyau de recul est partiellement convertie en scintillation ou ionisation et en énergie thermique. Les quantités physiques mesurables sont donc une élévation de température, un courant électrique et/ou de la lumière. Les différentes expériences de détection directe cherchent à mesurer un ou plusieurs de ces signaux. Le signal ionisation est le plus souvent détecté dans un semi-conducteur, le signal lumineux dans un scintillateur et le signal chaleur dans des détecteurs cryogéniques. Dans la suite de cette section, nous décrirons ces techniques.

Le libre parcours moyen d'un électron de 50 keV dans un solide est de l'ordre du μm alors qu'un noyau de même énergie ne recule que sur quelques dizaines de nm. Un recul nucléaire produit donc proportionnellement moins d'ionisation ou de scintillation qu'un recul électronique pour une même énergie, par perte en phonons associés aux vibrations du cristal jusqu'à l'arrêt du noyau. Cet effet est quantifié par un facteur dit de quenching [87] noté Q qui est le rapport des signaux pour un recul nucléaire et pour un recul électronique de même énergie (cf. § 3.1.4). Dans les détecteurs à ionisation, $Q_{Ge} \simeq 0.33$ pour le germanium [88] et $Q_{Si} \simeq 0.33$ pour le silicium [89]; dans les détecteurs à scintillation, $Q_I \simeq 0.09$ pour l'iode [90], $Q_{Na} \simeq 0.28$ pour le sodium [90] et $Q_{Xe} \simeq 0.22$ pour le xénon liquide [91]; dans les détecteurs chaleur, $Q_{chal} \simeq 1$ [88]. Cette différence de Q pour l'ionisation, la scintillation et la chaleur permet une discrimination événement par événement des reculs électroniques et nucléaires par la mesure simultanée de deux de ces signaux.

A cause de ces différents facteurs de quenching, l'étalonnage en énergie d'un détecteur dépend de l'origine des signaux, reculs nucléaires ou électroniques. Comme il est difficile de disposer de sources monoénergétiques de reculs nucléaires, le plus souvent, les détecteurs sont étalonnés avec des sources gammas. On dit alors que les signaux sont étalonnés en keV-équivalent-électron, noté keV_{ee} , qui

correspond à 1 keV pour un dépôt d'énergie dû à un β ou un γ , soit un recul électronique, mais à $1/Q$ keV pour les reculs nucléaires induits par des neutrons ou WIMPs.

Les expériences de détection directe peuvent être classées en trois catégories : les expériences ne mesurant qu'un seul signal et ne faisant aucune discrimination, celles ne mesurant qu'un seul signal mais faisant une discrimination statistique basée sur l'étude de la forme des signaux (PSA pour Pulse Shape Analysis) et enfin celles faisant une discrimination événement par événement grâce à la mesure simultanée de deux signaux. Le tableau 2.4 liste les expériences les plus marquantes en précisant le laboratoire où elles se situent, le mode de discrimination, s'il existe, le noyau cible du détecteur, la masse de ce dernier et enfin l'état actuel de l'expérience.

TAB. 2.4 – Les expériences de détection directe les plus marquantes (en cours de prise de données, d'installation ou arrêtées).

Nom	Situation	Discrimination	noyau cible	Masse (kg)	État
EDELWEISS-I	Modane (France)	Ion/chal	Ge	1	Arrêtée
EDELWEISS-II	Modane (France)	Ion/chal	Ge	10-35	En installation
CDMS-I	Standford (USA)	Ion/chal	Ge/Si	1/0.25	Arrêtée
CDMS-II	Soudan (USA)	Ion/chal	Ge/Si	7/1.4	En cours
CRESST-I	LNGS (Italie)	–	Al ₂ O ₃	1	Arrêtée
CRESST-II	LNGS (Italie)	Lum/chal	CaWO ₄	10	En cours
DAMA	LNGS (Italie)	PSA	NaI	100	Arrêtée
LIBRA	LNGS (Italie)	PSA	NaI	250	En cours
NAIAD	Boulby (UK)	PSA	NaI	65	Arrêtée
ANAIS	Canfranc (Espagne)	PSA	NaI	107	En cours
KIMS	Yang Yang (Corée)	PSA	CsI	6.6	En cours
ZEPLIN-I	Boulby (UK)	PSA	Xénon	5	Arrêtée
XENON	Columbia (US)	Lum/ion	Xénon	3	En cours
IGEX	Canfranc (Espagne)	–	Ge HP	6	Arrêtée
HDMS	LNGS (Italie)	–	Ge HP	11	Arrêtée

2.5.3 Détecteurs germanium à ionisation

Les diodes germanium sont à l'origine dédiées à la recherche de la décroissance double β sans émission de neutrino. Mais elles sont aussi utilisées pour la recherche de WIMPs. Les premiers détecteurs de WIMPs dans les années 80 étaient des diodes germanium.

Ces diodes sont des cristaux semi-conducteurs en germanium ultra-pur (Ge HP) dont les surfaces sont recouvertes d'électrodes permettant la collecte des charges. L'interaction d'une particule dans le cristal crée des paires électron-trou récupérées sur les électrodes par l'action d'une polarisation de l'ordre du kilovolt.

Le germanium a de nombreux avantages. Il est possible d'obtenir des cristaux d'une extrême pureté intrinsèque et d'un poids élevé, de l'ordre du kg. Le faible gap entre la bande de conduction et la bande de valence, 0.75 eV_{ee} à 0 K [92], permet une grande efficacité de conversion de la perte en énergie électronique en paires électron-trou. De ce fait, le bruit de fond intrinsèque du germanium est faible, de l'ordre

de 100 eV_{ee} pour un dépôt de $\sim 10 \text{ keV}_{ee}$ [93], et donc des seuils de détection de l'ordre de quelques keV_{ee} sont possibles.

Les expériences n'utilisant que la détection du signal ionisation ne peuvent faire de discrimination des reculs électroniques et nucléaires événement par événement. Les détecteurs doivent donc être protégés au maximum du bruit de fond radioactif en les plaçant en site souterrain et en les entourant d'importants blindage passifs. L'augmentation de la masse de germanium permet de réduire la contribution des interactions α et β de surface.

Les expériences utilisant cette technique et ayant établi des limites intéressantes dans le cadre de la recherche directe de WIMPs sont IGEX [94] placée à Canfranc et HDMS [95] placée au LNGS (Laboratoire National du Gran Sasso). Les taux d'événements atteints sont de $\sim 1 \text{ evt/kg/j}$, dans la plage d'énergie où sont attendus les reculs nucléaires dus aux WIMPs, ce qui est la meilleure sensibilité obtenue avec ce type de détecteur.

Certains projets dédiés à la recherche de la désintégration double bêta et possiblement à celle du WIMP sont en préparation avec des masses de germanium de l'ordre de la tonne. Pour que ces expériences soient compétitives, les matériaux au contact du germanium devront être d'une extrême radiopureté. Ces nouveaux détecteurs sont grands et compacts, le germanium à l'extérieur devant protéger celui à l'intérieur. Les expériences en projet sont Majorana [96] avec une masse de germanium de 500 kg et GENIUS [97] avec une masse de germanium de 100 puis de 1000 kg. En particulier, la collaboration GENIUS a déjà testé un prototype, appelé GENIUS-TF [98], constitué de 4 puis 16 cristaux de germanium de 2.5 kg chacun, placés à la température de l'azote liquide. Le blindage est constitué de germanium, de plomb archéologique et de polyéthylène. Des problèmes sont apparus avec une contamination de surface des détecteurs due à une mauvaise suppression du radon dans l'installation. Ces problèmes freinent l'évolution de cette expérience et mettent en doute la faisabilité d'une telle expérience à l'échelle de la tonne. De nouvelles approches sont cependant à l'étude comme le projet GERDA [99].

2.5.4 Scintillation

Dans certains matériaux, l'interaction d'une particule excite les électrons qui émettent une lumière de scintillation avec un nombre de photons proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Ce signal lumineux est détecté par des photomultiplicateurs. Les scintillateurs existent sous différentes formes : solide, liquide ou gazeux.

2.5.4.1 Les scintillateurs solides

Dans le cadre de la recherche de WIMPs, les premiers scintillateurs utilisés ont été en NaI. C'est un matériau relativement pur utilisé depuis longtemps en physique nucléaire avec un rendement de quelques photoélectrons par keV_{ee} incident. Il permet de faire des détecteurs de masse élevée (une centaine de kg). Malgré la seule détection du signal scintillation, une méthode de discrimination existe pour différencier les reculs nucléaires et électroniques, basée sur l'analyse temporelle de la forme des signaux (PSA)³. Mais à faible énergie, $E < 6 \text{ keV}_{ee}$, cette méthode est totalement inefficace à cause du faible nombre de photoélectrons. Il est donc très difficile de différencier les constantes de temps des signaux dus à des reculs électroniques de celles des signaux dus à des reculs nucléaires. De récentes études ont montré l'avantage du CsI pour cette méthode de discrimination mais les expériences utilisant

³Cette analyse peut aussi s'appliquer au signal ionisation dans le germanium [101] mais elle n'est actuellement utilisable qu'à haute énergie.

ce type de noyau cible n'ont pas encore fourni de résultats [100].

Les expériences DAMA [102] placée au LNGS (Italie), NAIAD [103] à Boulby (UK) et ANAIS [104] à Canfranc (Espagne) utilisent des détecteurs NaI d'une masse de 100, 65 et 107 kg, respectivement. L'expérience DAMA est maintenant achevée. Les données ont été enregistrées pendant 7 ans avec un détecteur en NaI de 100 kg. Le bruit de fond a été mesuré à ~ 1 evt/kg/j/keV dans la plage d'énergie où le signal de WIMPs est attendu. Ce bruit de fond élevé est compensé par une très grande statistique, ce qui a permis à la collaboration DAMA de rechercher une modulation annuelle du taux d'événements pour identifier un signal WIMP.

Depuis 1998, l'expérience a accumulé 107800 kg.j de données. La collaboration a déclaré avoir observé un signal de WIMPs par une modulation annuelle à 6.3σ du taux de comptage [105] (cf. fig. 2.11).

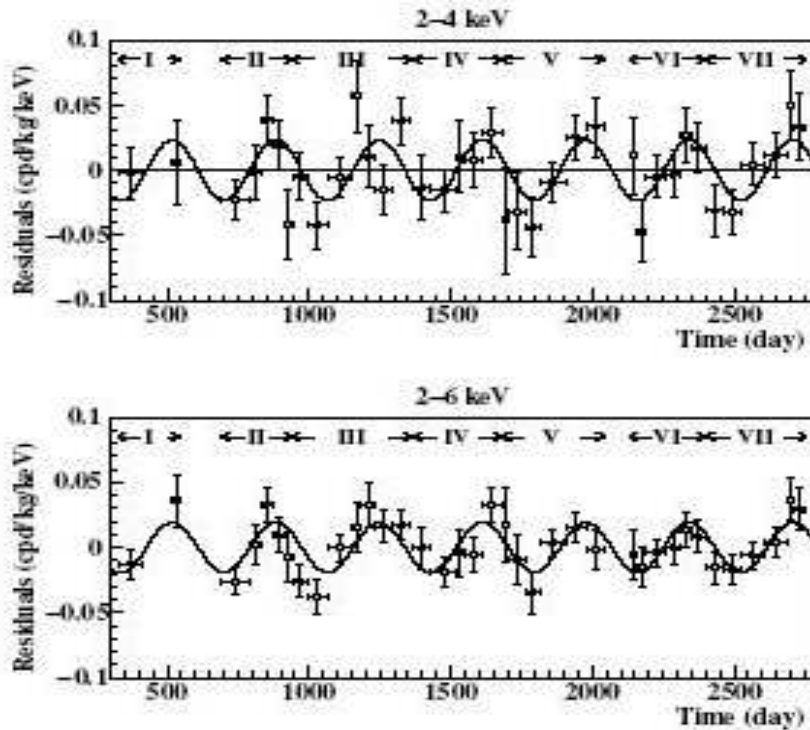


FIG. 2.11 – Modulation annuelle du taux d'événements total (signal et bruit de fond) sur 7 ans dans le détecteur NaI de l'expérience DAMA [105] pour deux intervalles en énergie (2-4 keV_{ee} et 2-6 keV_{ee}). Figure extraite de [105].

Cette modulation de ± 0.02 evt/kg/j/keV devrait correspondre à un taux d'événements d'environ 1 /kg/j entre 2 et 6 keV_{ee}. Dans le cas d'une interaction indépendante du spin, les ions de recul seront majoritairement des ions iode. Le facteur de quenching scintillation de l'iode étant ~ 0.09 , ce taux d'événements correspond donc à 1 evt/kg/j entre 22 et 66 keV de recul. La majeure partie du signal observé se trouve entre 22 et 33 keV, là où l'efficacité est la plus difficile à déterminer expérimentalement.

Pour la collaboration DAMA, ce signal correspond à un WIMP d'une masse de 52 GeV/ c^2 et une section efficace d'interaction avec un nucléon de 7.2×10^{-6} pb. Une étude détaillée des différents bruits de fond a été faite par la collaboration DAMA pour rechercher la présence d'une éventuelle modulation, sans ré-

sultat [105]. Cependant, peu de détails sont disponibles sur les données et l'interprétation de ces résultats reste controversée.

Ce résultat paraît incompatible avec ceux obtenus par d'autres expériences de détection directe comme CDMS, EDELWEISS ou CRESST dans le cadre d'une interaction indépendante du spin [106] et même avec les résultats de certaines expériences de détection indirecte comme SuperKamiokande dans le cadre d'une interaction dépendante du spin [107] (cf. chap. 6).

Idéalement, il faudrait refaire l'expérience DAMA, ce que tentent les deux expériences indépendantes ANAIS et NAIAD (à présent arrêtée). Aucune des deux n'a réussi à atteindre un seuil de détection aussi bas (2 keV_{ee}), ni un niveau de fond aussi faible que celui revendiqué par la collaboration DAMA.

La suite de l'expérience DAMA s'appelle LIBRA [108]. Elle est composée d'un détecteur en NaI de 250 kg lui aussi placé au LNGS. La prise des données a commencé mais l'annonce des premiers résultats n'est pas attendue avant 2008.

2.5.4.2 Les scintillateurs gaz rares

Le xénon est un gaz rare qui a la propriété de scintiller aussi bien dans sa phase gazeuse que liquide. Il a également la possibilité de s'ioniser. Le xénon permet un très grand volume de détection et une haute pureté de la cible étant donné la relative facilité avec laquelle on peut purifier un gaz noble. Cette pureté est même essentielle pour supprimer le krypton présent dans le xénon qui dégrade le signal de scintillation. De plus, sa masse atomique est élevée ($A = 131.29$), quoique cet avantage soit contrebalancé par l'effet du facteur de forme (cf. § 2.3.3). Les détecteurs à xénon peuvent donc être utilisés dans la recherche directe de WIMPs.

La figure 2.12 illustre les deux processus de détection : ionisation et scintillation. La détection de l'ionisation nécessite la présence d'un champ électrique et du xénon dans ses deux phases, liquide et gazeuse.

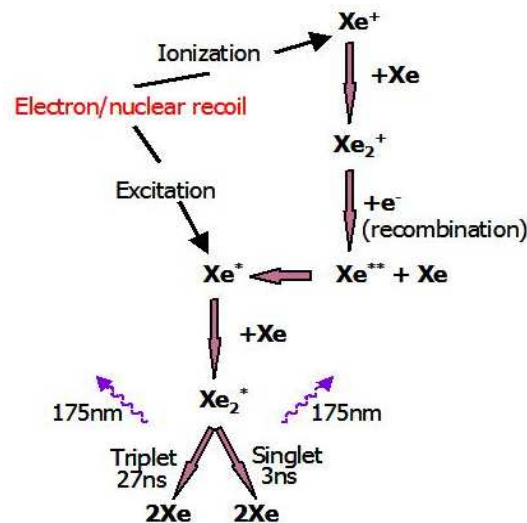


FIG. 2.12 – Principe de la production des deux signaux de scintillation suivant l'interaction d'une particule avec un noyau cible de xénon.

Si aucun champ électrique n'est appliqué, un seul signal de scintillation sera détecté. L'interaction d'une particule dans la phase liquide excite des atomes de xénon qui émettent des photons pour revenir

à un état stable. En parallèle l'interaction de cette particule ionise des atomes de xénon, il y a donc émission d'électrons. Sous l'effet d'un champ électrique ceux-ci migrent vers la phase gazeuse où ils gagnent de l'énergie cinétique et arrachent un plus grand nombre d'électrons. La recombinaison de ces électrons, quelques μs plus tard, avec des ions xénon produit un second signal de scintillation directement proportionnel à l'ionisation induite par l'interaction. Ce second signal sera donc plus élevé dans le cas d'un recul électronique que dans le cas d'un recul nucléaire. Ces deux signaux de scintillation distincts sont collectés par des photomultiplicateurs (PMTs). Le rapport des deux signaux de scintillation permet donc de discriminer événement par événement les reculs électroniques et nucléaires.

L'expérience ZEPLIN placée dans la mine de Boulby au Royaume-Uni développe des détecteurs à xénon liquide. Plusieurs étapes sont d'ores et déjà programmées. La première, ZEPLIN-I, s'est achevée récemment. Elle ne mesurait que le signal scintillation dû à l'excitation primaire du xénon. La discrimination s'effectue uniquement sur les différences de constantes de temps des signaux. Avec 5 kg de xénon liquide et une exposition de 230 kg/j, une limite de 0.2 evt/kg/j est donnée pour un niveau de confiance de 90 % [109]. Ce résultat a suscité des polémiques. Par exemple, la résolution du détecteur n'atteint 100 % que pour une énergie de 8 keV_{ee} soit 40 keV de recul [110]. De plus aucun étalonnage sur les temps de montée des signaux n'a été effectué pour $E_R < 40$ keV, que ce soit avec une source de gammas (pour les reculs électroniques) ou une source de neutrons (pour les reculs nucléaires). Or la majorité du signal WIMP se trouve à basse énergie (typiquement < 50 keV pour un WIMP de 100 GeV/c²). Par ailleurs, dans cette même région, l'utilisation de la discrimination sur les constantes de temps est difficilement applicable (cf. § 2.5.4.1).

Une autre expérience prometteuse utilise également le xénon, c'est l'expérience XENON [111] basée à l'Université de Columbia aux États-Unis. Cette expérience peut détecter les deux signaux de scintillation grâce à l'utilisation des deux phases du xénon.

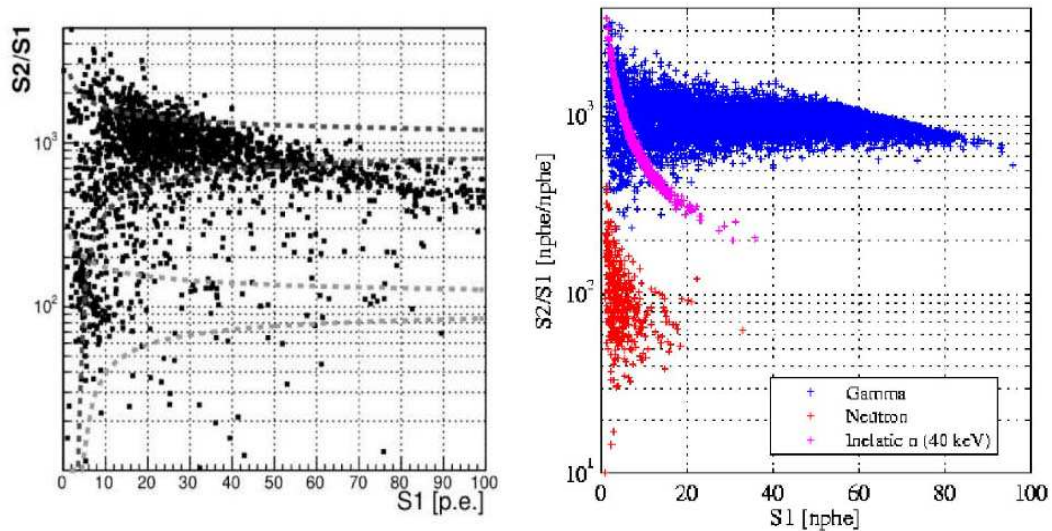


FIG. 2.13 – Données de l'expérience XENON lors d'un étalonnage en reculs nucléaires dans le plan ($S2/S1$, $S1$). Les courbes en pointillées représentent les zones de reculs nucléaires et électroniques. La partie gauche montre les données expérimentales et la partie droite les données issues de la simulation. Figure extraite de [111].

La figure 2.13 montre les premiers résultats publiés par cette expérience obtenus lors d'un étalonnage en reculs nucléaires avec un prototype de 3 kg, comparés aux résultats d'une simulation. Le signal le plus rapide, S_1 , est dû à la scintillation primaire, et le plus lent, S_2 , est dû à la scintillation secondaire induite par la dérive des charges sous l'effet du champ électrique. En utilisant comme variable de discrimination le rapport S_2/S_1 , il a été montré que celui-ci est différent pour un recul électronique (~ 1000) et nucléaire (~ 100). Ces résultats sont compatibles avec les simulations effectuées. De nombreuses améliorations sont envisagées sur l'installation expérimentale : en terme de protection contre le bruit de fond, en déplaçant l'expérience en site souterrain, mais aussi en terme d'efficacité de détection de la scintillation, en optimisant la matrice de photomultiplicateurs. En effet, les résultats de la figure 2.13 ont été obtenus avec un rendement de 0.07 photoélectron par keV_{ee} pour un recul nucléaire [111]. Une énergie de 20 keV correspond donc à 1.4 photoélectron or à ce niveau la discrimination des deux types de reculs n'est pas encore clairement démontrée (cf. fig. 2.13).

Ces deux expériences ont un programme de développement déjà établi. En ce qui concerne ZEPLIN, la phase II [112] est en cours de construction avec l'utilisation des deux phases du xénon. Les phases III [113] et IV [114] sont déjà en projet avec comme objectif la construction d'un détecteur d'une tonne de xénon liquide.

La collaboration XENON a le même objectif en terme de masse [111]. La première phase consiste en la construction d'un détecteur de 10 kg placé en site souterrain (certainement au LNGS), les phases suivantes verront la masse du détecteur passer de 100 à 1000 kg.

Parallèlement à ces deux expériences, la collaboration XMASS [115] a commencé les tests d'un prototype en xénon. Ce détecteur cherchera les WIMPs mais est aussi optimisé pour la détection des désintégrations double béta. Seul le signal primaire de scintillation sera détecté, la discrimination se faisant sur la localisation en trois dimensions des interactions dans le volume du détecteur. L'objectif est un détecteur de 10 t avec une couverture en photomultiplicateurs sur 4π . Les phases successives se feront avec 100 kg, puis 1 t et enfin 10 t de xénon liquide. Cette expérience est installée dans la mine de Kamioka au Japon.

Enfin, on peut signaler que plusieurs autres expériences sont en projet avec pour cible d'autres gaz nobles comme l'argon pour l'expérience WARP [116] ou le néon pour l'expérience CLEAN [117].

2.5.5 Détecteurs cryogéniques

Nous allons commencer par faire un petit point de vocabulaire. Dans la suite, les termes de température, chaleur et phonon se référeront souvent à la même quantité. En effet, la chaleur δQ est relié à la variation de température ΔT par l'équation $\delta Q = C\Delta T$ où C est la capacité calorifique du corps qui s'échauffe. Le phonon est quant à lui une particule fictive correspondant en mécanique quantique à l'excitation d'un mode de vibration dans un cristal. Ce sont ces excitations qui, une fois thermalisées, portent la chaleur δQ . Immédiatement après la collision, les phonons ne sont pas thermalisés, δQ et ΔT ne sont donc pas définis. Les senseurs thermiques les plus rapides peuvent être sensibles aux phonons athermiques, hors équilibre ; on parlera alors plutôt de "signal phonon". Les senseurs les plus lents ne sont sensibles qu'aux phonons thermalisés ; on parlera alors plus volontiers de "signal chaleur".

Quand une particule heurte un cristal isolé thermiquement, sa température augmente de $\Delta T = \frac{\Delta E}{C(T)}$ où C est la capacité calorifique du cristal et ΔE l'énergie déposée par la particule. Pour que l'élévation de température soit de l'ordre du microkelvin, donc mesurable, il faut diminuer C donc refroidir le cristal. Les détecteurs sont placés dans un cryostat à une température de l'ordre de la dizaine de millikelvin. Ces détecteurs cryogéniques sont composés d'un absorbeur couplé à un senseur thermique qui transforme

l'élévation de température en un signal électrique mesurable.

Une grande variété de cristaux diélectriques sont disponibles : Ge, Si, BGO, Al_2O_3 , CaWO_4 , LiF ou NaF. Ces détecteurs permettent d'atteindre de très faibles seuils de détection (< 1 keV) et des résolutions en énergie de l'ordre de la centaine d'eV. Le seul inconvénient de ce type de détecteur est la difficulté d'augmenter la masse à cause de la nécessité de très basses températures et du maintien d'une valeur de C aussi petite que possible.

De nombreuses expériences recherchant le WIMP utilisent ce type de détecteurs, dont la recherche et développement s'est accélérée ces dernières années. On peut citer par exemple CDMS [52, 118, 119] qui utilise comme absorbeur du germanium et du silicium, CRESST [120] avec du CaWO_4 , ROSEBUD [121] avec du BGO, le Groupe de Tokyo [122, 123] avec du LiF ou du NaF et EDELWEISS avec du germanium. Le principe de fonctionnement de ces détecteurs ainsi que la capacité de les coupler à un autre type de détection permettant une discrimination événement par événement seront détaillés dans le prochain chapitre en se basant sur les détecteurs d'EDELWEISS.

Ces détecteurs couplés à la mesure de l'ionisation ont permis à l'expérience CDMS d'établir la meilleure sensibilité sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon [118] de 1.6×10^{-7} pb pour une masse de WIMP de $60 \text{ GeV}/c^2$ (cf. chap. 6).

2.5.6 Autres techniques

De nouvelles techniques plus innovantes sont élaborées avec un grand effort de recherche et développement. Sans vouloir les citer toutes, les plus ambitieuses sont PICASSO [124] et SIMPLE [125] qui développent des détecteurs avec des micro-gouttelettes en expansion dans un gel. Les derniers résultats de ces deux expériences commencent à être compétitifs dans le domaine dépendant du spin (cf. § 6.2.2). On peut aussi mentionner l'expérience MACHE3 [126] qui utilise de ^3He comme cible ou DRIFT [127]. L'expérience DRIFT pourrait mettre en évidence la direction des reculs nucléaires qui devraient suivre une modulation journalière, à cause de la rotation de la Terre autour de son axe. Le détecteur est composé d'une chambre à dérive contenant un gaz jouant le rôle de cible. Actuellement un prototype fonctionne avec une chambre de 1 m^3 (l'étape finale aura une chambre de 10 m^3). Aucune limite sur la section efficace d'interaction WIMP-matière n'a encore été publiée avec ce prototype.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné les ingrédients théoriques nécessaires à l'interprétation des résultats issus d'une expérience de détection directe de WIMPS. Nous avons détaillé le calcul du spectre de recul théorique d'un WIMP ainsi que la dérivation d'une limite d'exclusion sur la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un nucléon en fonction de la masse du WIMP.

Enfin, nous avons vu les nombreuses possibilités de la détection directe des WIMPs permettant une évolution rapide des techniques mais aussi des résultats par la multiplicités des expériences.

En résumé, les quatre principes fondamentaux de la détection directe pour l'élaboration d'un détecteur sont la nécessité d'un seuil de détection bas, d'un bruit de fond le plus faible possible, d'une discrimination active entre reculs nucléaires et électroniques et enfin d'une masse la plus grande possible.

Chapitre 3

L'expérience EDELWEISS

Ce chapitre est consacré à la description de l'expérience EDELWEISS (Expérience pour DEtecter Les WIMPs en SIte Souterrain). C'est une collaboration franco-allemande (CNRS, CEA, Karlsruhe) regroupant une cinquantaine de chercheurs, ingénieurs, techniciens et doctorants. L'expérience est installée depuis 1994 au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Au départ, la collaboration étudiait des bolomètres massifs de quelques dizaines de grammes mesurant la chaleur, puis elle s'est intéressée aux détecteurs en germanium à double détection ionisation-chaleur. En 1998, un premier détecteur en germanium de 70 g a été développé [128]. Par la suite, la collaboration a cherché à optimiser les détecteurs en augmentant la masse du cristal de germanium jusqu'à 320 g et en améliorant les résolutions en énergie, le pouvoir de discrimination et la collecte de charge. Le premier détecteur de 320 g a été placé dans le cryostat d'EDELWEISS en 2000 [129], puis la phase appelée EDELWEISS-I a commencé en 2001 avec trois détecteurs [130], qui par la suite ont été remplacés par de nouveaux détecteurs plus performants [131]. La phase EDELWEISS-I est à présent terminée. La prochaine étape, EDELWEISS-II, est quasiment installée au LSM avec comme premier objectif de faire fonctionner 28 détecteurs puis dans un deuxième temps 120 pour atteindre une masse de germanium d'environ 30 kg. La phase EDELWEISS-I avait pour but l'étude de la faisabilité de tels détecteurs ainsi que le développement de méthodes d'analyse en vue de la phase EDELWEISS-II. Mais comme nous le verrons dans le dernier chapitre, EDELWEISS-I a obtenu une très bonne sensibilité en terme de section efficace d'interaction WIMP-nucléon.

Le travail de cette thèse a consisté en l'analyse des données obtenues avec le dernier trio de détecteurs cryogéniques de 320 g en germanium placés dans le cryostat d'EDELWEISS-I, en une synthèse avec les précédents résultats [129, 130] et enfin en une interprétation globale des résultats d'EDELWEISS. La méthode d'analyse sera décrite dans le chapitre 4, les simulations effectuées dans le chapitre 5 et les résultats physiques obtenus ainsi que leur interprétation dans le chapitre 6. Le présent chapitre est dédié à la description de l'expérience EDELWEISS et du LSM, en commençant par les principes de détection et les détecteurs utilisés dans l'expérience (§ 3.1). Puis, on décrira le système d'acquisition (§ 3.2), et enfin, on énumérera les différentes sources de bruit de fond et les protections mises en place (§ 3.3).

3.1 Les détecteurs

Les détecteurs utilisés dans l'expérience EDELWEISS sont des bolomètres en germanium à double composante ionisation et chaleur. Avant de détailler leurs caractéristiques physiques et la détection de la chaleur et de l'ionisation, nous allons décrire les processus d'interaction possibles dans le détecteur.

3.1.1 Les différents processus d'interaction

La détection directe des WIMPs repose sur la mesure du recul nucléaire induit dans la cible. Le WIMP n'est pas la seule particule pouvant interagir avec les noyaux ou les électrons de la cible. Les photons, les électrons et les particules α créent des reculs électroniques tandis que les neutrons induisent des reculs nucléaires. Dans cette partie, nous allons succinctement décrire les différents processus d'interaction de ces quatre particules en nous limitant à une cible en germanium. Une étude plus détaillée se trouve dans [92].

3.1.1.1 Interactions des photons

Suivant l'énergie du photon incident trois processus peuvent se produire : l'absorption photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. Ce dernier processus n'existant pas aux énergies considérées, il ne sera donc pas détaillé.

L'absorption photoélectrique Lors de l'absorption d'un photon par un atome, son énergie est transmise à un électron, appelé photoélectron. Son énergie est donnée par $E_\gamma - E_{liaison}$ où E_γ est l'énergie du photon incident et $E_{liaison}$ l'énergie de liaison de l'électron. L'absorption photoélectrique ne peut donc se faire que si le photon incident à une énergie supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, soit 13.6 eV. L'électron émis lors de ce processus laisse un espace vacant dans le cortège électronique qui est immédiatement comblé par un électron d'une couche plus externe. Ce phénomène s'accompagne soit de l'émission d'un photon dit de fluorescence, soit d'un électron dit Auger.

Dans le cas d'une cible en germanium, l'absorption photoélectrique est le processus dominant pour des énergies inférieures à 150 keV. Ces photons ont un libre parcours moyen dans le cristal d'environ 0.6 cm.

La diffusion Compton La diffusion élastique d'un photon sur un électron de la cible procure à celui-ci une énergie qui dépend de l'angle de diffusion du photon. Suivant la valeur de l'angle, l'énergie transférée à l'électron est comprise entre 0 et $E_\gamma / \left(1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}\right)$ avec E_γ l'énergie du photon incident et m_e la masse de l'électron. L'énergie maximale transmise à l'électron étant toujours inférieure à celle du photon incident, celui-ci peut encore interagir soit par diffusion Compton soit par absorption photoélectrique. Dans le cas d'une cible en germanium, la diffusion Compton est le processus dominant pour des énergies comprises entre 150 keV et 8 MeV. Ces photons ont un libre parcours moyen dans le cristal compris entre 0.6 et 5 cm.

3.1.1.2 Interaction des électrons

Les électrons arrachés suite à l'interaction d'un photon ou par un recul nucléaire dissipent leurs énergies par création de phonons ou de paires électron-trou. La particule incidente étant identique à la particule cible, l'énergie transférée par interaction est importante et le libre parcours moyen d'un électron de 1 MeV est de 1.3 mm dans un cristal de germanium. La recombinaison des paires électron-trou se

fait principalement sur les impuretés du cristal et l'énergie correspondante est convertie en phonons. Ce processus a été étudié en détails dans [93, 132].

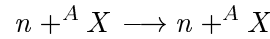
3.1.1.3 Interaction des alphas

L'interaction des ions légers rapides, comme les particules α , avec les atomes se fait préférentiellement avec les électrons des couches externes. La masse d'un ion étant très supérieure à celle d'un électron, sa trajectoire dans le noyau sera quasiment rectiligne et la perte d'énergie à chaque interaction très faible. Une particule α de 5 MeV sera stoppée après un parcours de 20 μm dans du germanium.

3.1.1.4 Interaction des neutrons

Les neutrons qui vont induire des dépôts d'énergie dans la gamme qui nous intéresse, sont dits rapides avec une énergie incidente de l'ordre de 1 à 10 MeV. A cause de leur charge nulle, les neutrons n'interagissent pas avec les électrons. Ils perdent leur énergie principalement via des diffusions élastiques, et parfois inélastiques, sur des noyaux de la cible créant ainsi des reculs nucléaires avec des énergies cinétiques de l'ordre de la dizaine de keV.

Diffusion élastique La diffusion élastique d'un neutron sur un noyau-cible est identique au processus décrit dans le paragraphe 2.3 pour le WIMP. L'énergie cinétique perdue par le neutron est transmise au noyau qui recule. La structure interne du noyau de recul ne change pas et le neutron incident est dévié de sa trajectoire. L'interaction s'écrit :



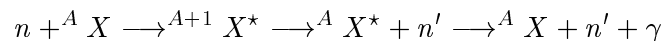
La relation entre E_R , l'énergie transférée au noyau de recul de masse M_A , θ l'angle de diffusion dans le centre de masse et E_0 l'énergie cinétique de la particule incidente de masse M_n s'écrit :

$$E_R = 2E_0 \frac{M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} (1 - \cos \theta) \quad (3.1)$$

Dans le cas de la diffusion d'un neutron sur un noyau lourd, l'énergie maximale transférée peut s'écrire $E_{R_{max}} \simeq \frac{4E_0}{A}$. Pour un neutron de 1 MeV interagissant avec un noyau de germanium ($A = 72$), l'énergie maximale déposée est d'environ 56 keV.

Diffusion inélastique Pour des neutrons très rapides ($E > 3$ MeV), la section efficace de diffusion inélastique est comparable à celle de la diffusion 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.

3.1.2 Caractéristiques des détecteurs d'EDELWEISS-I

Les détecteurs d'EDELWEISS-I sont des bolomètres à double composante ionisation et chaleur. L'absorbeur est un cristal de germanium de haute pureté ($n_A - n_D \simeq 10^9 \text{ cm}^{-3}$) de 320 g. Ce sont des cylindres de 70 mm de diamètre et 20 mm de hauteur, dont les côtés sont biseautés avec un angle de 45° .

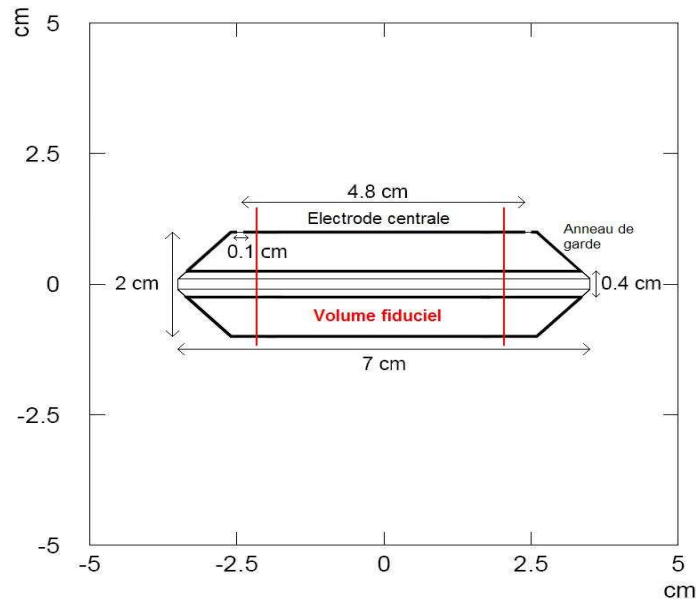


FIG. 3.1 – Schéma de l'implantation des électrodes (trait épais) des bolomètres. L'électrode supérieure est segmentée. Le rayon de l'électrode centrale est de 24 mm.

La figure 3.1 montre un schéma représentant la géométrie des détecteurs. Les détecteurs sont tous entourés d'un capot de 1 mm de cuivre pour les protéger lors du transport et du montage. Les trois détecteurs sont empilés avec une distance de séparation de 13 mm (cf. fig. 3.2). Ils sont protégés du rayonnement dû à l'électronique par du plomb archéologique. La figure 3.3 montre le schéma d'un bolomètre à double composante ionisation et chaleur et la photo 3.4(a) montre un des bolomètres d'EDELWEISS-I.

Le premier détecteur de 320 g installé dans le cryostat d'EDELWEISS-I était GeAl6. Son nom vient simplement du fait que c'est un détecteur en germanium avec une électrode en aluminium. Ensuite, trois détecteurs de 320 g ont fonctionné ensemble dans le cryostat : GeAl9, GeAl10 et GGA1. Le troisième détecteur se différencie des deux autres par la présence d'une couche amorphe en germanium entre le cristal et l'électrode, d'où son nom de GGA1. Cette couche amorphe a été ajoutée pour tenter de réduire événements de surface (cf. § 3.1.4.2). Enfin, trois nouveaux détecteurs ont été installés dans le cryostat en 2002, tous avec une couche amorphe : en germanium pour GGA3, et en silicium pour GSA1 et GSA3, afin de pouvoir comparer la collecte de charge avec ces deux types de couche amorphe. Les principales caractéristiques de ces détecteurs sont répertoriées dans la table 3.1.

Les détecteurs d'EDELWEISS-I détectent simultanément deux signaux, le signal chaleur dont la détection est décrite dans la section 3.1.3 et le signal ionisation dont la détection est décrite dans la section 3.1.4. La double détection permet de déduire l'énergie déposée dans le cristal comme cela sera décrit dans la section 3.1.5.

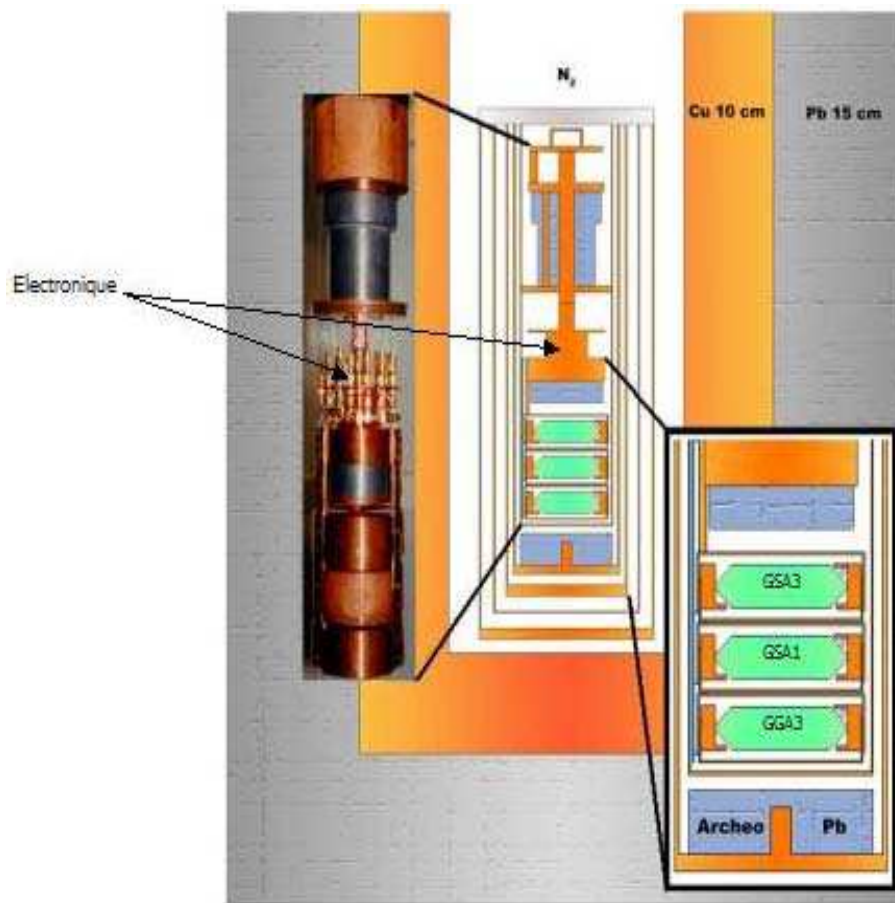


FIG. 3.2 – Représentation schématique des bolomètres dans le cryostat ainsi que des blindages proches. La photo de l'unité de dilution est superposée au schéma. Figure adaptée de [133].

TAB. 3.1 – Principaux paramètres des détecteurs utilisés dans la phase EDELWEISS-I (la notation 2003i(p) fait référence aux conditions de trigger utilisées pendant le run : ionisation(phonon) (cf. § 3.2 pour plus de détails).

Run	Détecteur	Masse (g)	Couche Amorphe		Électrode Épaisseur (nm)	T (mK)	V (V)
			Matière	Épaisseur (nm)			
2000	GeAl6	321.6	–	–	100	27	+6.34
	GeAl9	325.4	–	–	100	17	–4
2002	GeAl10	323.9	–	–	100	17	–4
	GGA1	318.5	Ge	60	70	17	–4
2003i et	GSA3	297.0	Si	25	64	17	–4
	GSA1	313.7	Si	50	70	17	–4
2003p	GGA3	324.4	Ge	50	100	17	–4

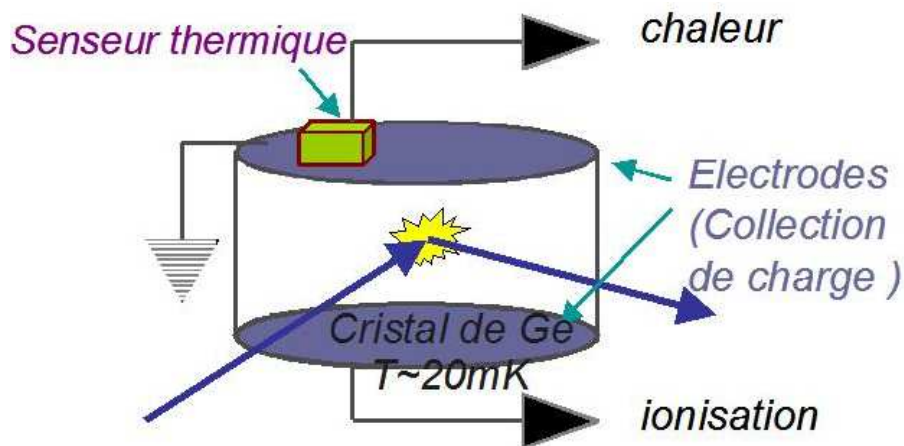


FIG. 3.3 – Schéma d'un bolomètre mesurant la chaleur avec un senseur thermique NTD et l'ionisation grâce à la présence d'électrodes placées de chaque côté du cristal.

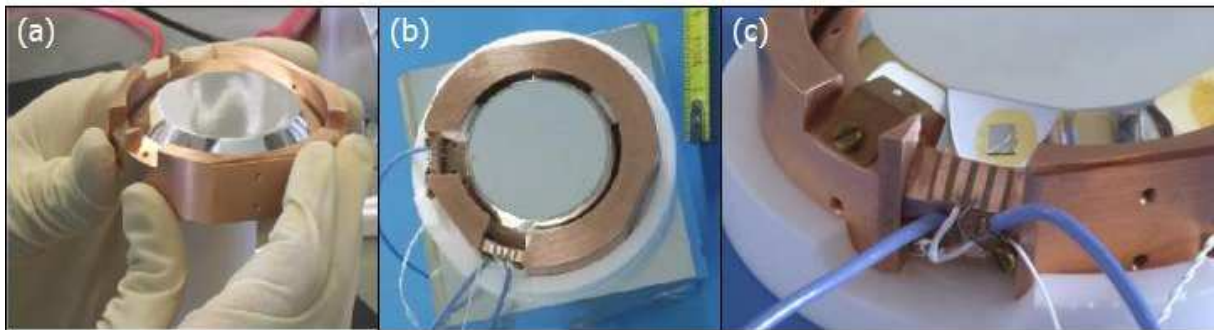


FIG. 3.4 – Photos d'un bolomètre d'EDELWEISS : (a) le support du détecteur et sa taille relative, (b) géométrie du détecteur avec le chanfrein ainsi que l'électrode segmentée, (c) NTD collé sur l'anneau de garde.

3.1.3 Détection de la chaleur

La mesure de la chaleur induite par l'interaction d'une particule se fait grâce à un détecteur appelé bolomètre¹. Le principe de celle-ci est la mesure de l'énergie déposée par la particule dans la cible qui est entièrement convertie en phonons. Les phonons primaires se propagent en se thermalisant rapidement ($\sim 1\text{ ms}$) induisant une augmentation de la température du cristal directement proportionnelle à l'énergie déposée.

Un bolomètre est composé de deux éléments : un absorbeur dans lequel la particule interagit et dépose une énergie ΔE et un senseur thermique qui mesure l'élévation de température ΔT induite. La relation

¹En principe, un bolomètre mesure un flux d'énergie en Watt. Dans notre contexte, il est utilisé comme un calorimètre, qui mesure la chaleur en Joule, mais ce terme est déjà utilisé dans un autre domaine de la physique des particules.

entre l'énergie déposée et l'élévation de la température dans le bolomètre est donnée par :

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C} \quad (3.2)$$

où C est la capacité calorifique totale du bolomètre (absorbeur et senseur). La capacité calorifique de l'absorbeur, à très basse température, est donnée par la loi de Debye : $C \propto T^3$. Par exemple, pour un bolomètre en germanium de 100 g placé à une température de 10 mK, l'interaction d'une particule déposant 1 keV entraîne une augmentation de température d'environ 10 μ K.

3.1.3.1 Le senseur thermique de type thermistance

Suivant le type de senseur, deux sortes de phonons sont détectés : les phonons primaires dits hors équilibre ou athermiques qui conservent les informations sur l'historique de l'événement (sa localisation par exemple) et les phonons thermalisés (l'amplitude du signal mesuré sera directement reliée à l'énergie déposée). Dans les deux cas, le dépôt d'énergie dans l'absorbeur va induire une variation mesurable de la résistance du senseur de type thermistance. La relation entre R et T , pour les basses températures, s'écrit [132] :

$$R(T) = R_0 e^{\sqrt{\frac{T_0}{T}}} \quad (3.3)$$

où T_0 est la température caractéristique du senseur. Les valeurs de R_0 et T_0 dépendent du type de thermomètre ; typiquement quelques ohms pour R_0 et quelques kelvins pour T_0 . Pour une température T de l'ordre de 20 mK, la résistance est de l'ordre de 1 M Ω . Pour de petites variations de température, la variation de tension aux bornes du senseur thermique est donc proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente.

Dans le cadre du programme de recherche et développement du CSNSM pour EDELWEISS, la détection des phonons hors équilibre se fait par des films minces. Ces films sont des dépôts obtenus par évaporation de plusieurs matériaux à la surface du cristal, dont la résistance dépend fortement de la température [134]. L'avantage des films minces est la possibilité de situer le lieu de l'interaction, proche de la surface ou dans le volume de l'absorbeur. Cette capacité de localisation est très importante dans l'optique d'une réduction du bruit de fond dû aux événements de surface. Des bolomètres en germanium avec un senseur thermique en NbSi ont déjà été testés. Les résultats obtenus et les perspectives seront brièvement décrits dans le chapitre 6.

Pour les détecteurs d'EDELWEISS-I couverts par cette étude, la détection des phonons thermalisés se fait par des senseurs appelés NTD (pour Neutron Transmutation Doped). Ces senseurs ne sont sensibles qu'à une variation globale de la température de l'absorbeur et donc sans possibilité de déterminer la position de l'interaction. Quand le détecteur a atteint un état d'équilibre, la mesure de ΔT donne directement la quantité d'énergie déposée. Les NTD sont des cubes de germanium, d'un volume de l'ordre de 1 mm³, dopés par irradiation de neutrons thermiques. Le NTD est directement collé sur l'absorbeur. La surface de contact ne doit pas être trop importante pour limiter la sensibilité du détecteur aux phonons hors équilibre mais cela implique un temps de réponse plus lent, de l'ordre de 1 à 10 ms. Le dopage de ces senseurs en germanium induit une faible radioactivité. Celle-ci va créer des désintégrations internes produisant des événements avec un signal purement phonon dans l'absorbeur sans signal ionisation correspondant.

La figure 3.5 montre l'allure théorique, basée sur le modèle élémentaire du bolomètre [132], de la variation de la température en fonction du temps suite à l'interaction d'une particule. Le maximum de

ce signal correspond à $\Delta E/C$. La particularité de ce signal est son temps de montée très rapide avec un temps de descente beaucoup plus lent correspondant au retour du cristal à la température du cryostat.

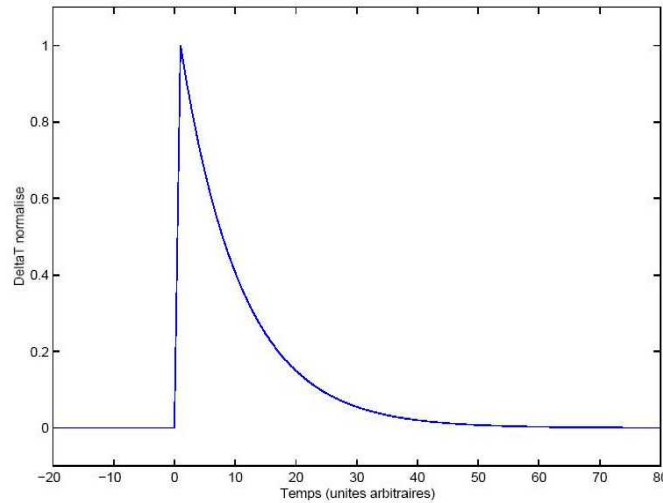


FIG. 3.5 – Allure théorique [132] de la variation de température en fonction du temps lors de l'interaction d'une particule dans un bolomètre.

3.1.3.2 La cryogénie

Les détecteurs doivent être placés à très basse température, quelques mK, pour mesurer la faible variation de température induite par l'interaction d'une particule dans l'absorbeur. La machine permettant à EDELWEISS-I d'atteindre des températures de quelques mK s'appelle un cryostat à dilution. Un tel cryostat utilise les propriétés de liquides dits cryogéniques tels que l'azote ($T_{liq} = 77$ K à $P = 1$ atm), l'hélium 4 ($T_{liq} = 4.2$ K à $P = 1$ atm) et l'hélium 3 ($T_{liq} = 3.2$ K à $P = 1$ atm). Avec une détente Joule-Thomson en pompant sur de l' ^4H , on atteint $T = 1.5$ K. Pour descendre plus bas, il faut utiliser les propriétés du mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$. Pour $T < 0.86$ K, deux phases liquides apparaissent dans le mélange : une phase concentrée (riche en ^3He) et une phase diluée (pauvre en ^3He). La phase concentrée plus légère va flotter au-dessus de la phase diluée. L'effet frigorifique recherché se produit lors du passage d'un atome d' ^3He de la phase concentrée à la phase diluée dans la chambre de mélange ((7) sur la figure 3.6). Pour avoir un flux d' ^3He , on fait une distillation sous vide dans un bouilleur ((5) sur la figure 3.6). Celui-ci est relié à la boîte à mélange par un ou plusieurs échangeurs thermiques à contre-courant dans lequel circule des atomes d' ^3He . Le mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$ est pompé et réinjecté dans le cryostat où il est refroidi à $T = 4.2$ K à $T = 1.5$ K au contact d'une chambre ((3) sur la figure 3.6) où on fait subir une détente isenthalpique à de l' ^4He . Le mélange riche en ^3He passe alors dans la boîte à mélange et produit l'effet frigorifique recherché. Le détecteur (ou échantillon à refroidir) est relié par contact thermique à la boîte à mélange à $T \simeq 20$ mK. La température minimale atteinte est limitée par de faibles fuites thermiques vers l'extérieur (pour plus de détails, voir [135]). Le cryostat d'EDELWEISS-I fonctionne de cette manière avec une température de fonctionnement de ~ 17 mK. Il a été fabriqué au CEA. Sa puissance de réfrigération est de $100 \mu\text{W}$ [136].

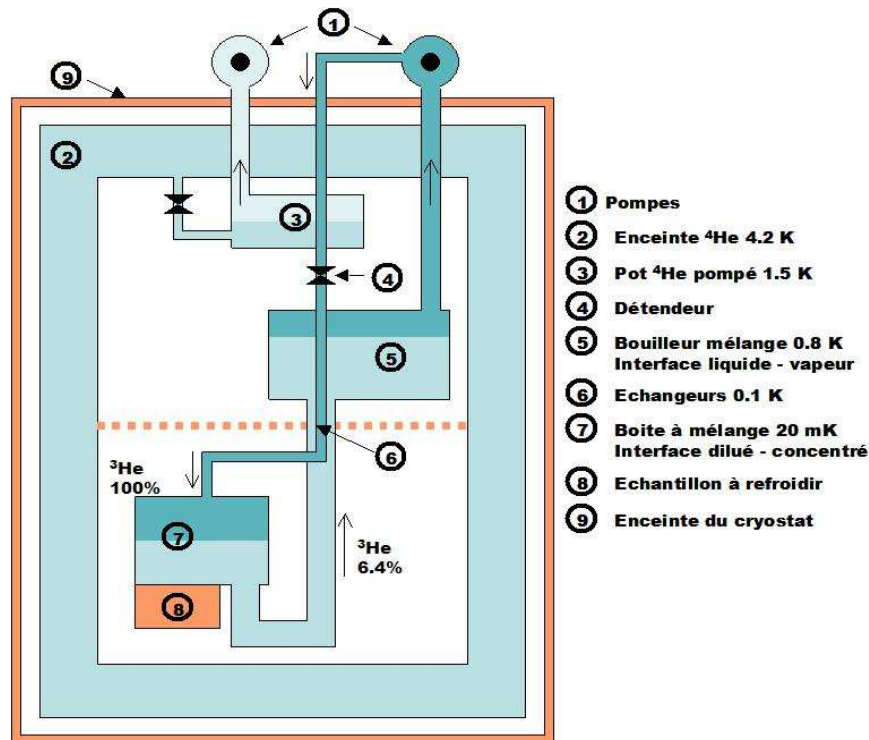


FIG. 3.6 – Principe de fonctionnement du cryostat à dilution d'EDLWEISS-I. Figure extraite de [133].

3.1.4 Détection de l'ionisation

3.1.4.1 Principe

La détection de l'ionisation impose l'utilisation d'un matériau semi-conducteur pour l'absorbeur. Les matériaux les plus couramment utilisés sont le germanium ou le silicium qui permettent d'obtenir des cristaux d'une très grande pureté, ce qui constitue un avantage. La collaboration EDELWEISS a porté son choix sur le germanium pour sa masse atomique élevée ($A = 72.61$) et pour les facilités d'obtention de concentrations très faibles en impureté.

La collecte des charges se fait grâce à des électrodes. Pour cela, on évapore de l'aluminium sur les faces inférieure et supérieure du cristal. En appliquant une tension de polarisation V entre ces deux électrodes, les charges créées par l'interaction d'une particule dérivent vers celles-ci où elles sont collectées.

L'intervalle de temps entre le moment de l'interaction et celui de la collecte dépend de la position de l'interaction par rapport aux électrodes [101]. La forme et le temps de montée des signaux varient donc avec le lieu de l'interaction. Pour une tension de polarisation $V = 6$ V et un détecteur d'épaisseur $l = 2$ cm, le temps moyen de collecte vaut : $t = \frac{l^2}{\mu V} = 3.3 \mu\text{s}$ avec μ le facteur de mobilité des charges ($= 2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s/V}$).

3.1.4.2 Collecte incomplète des charges

La collecte de charge peut ne pas être complète si lors de leur migration, certaines sont piégées. Dans ce cas, il peut y avoir mauvaise identification d'un recul électronique qui pourra simuler un recul

nucléaire (cf. § 3.1.5.3). Trois causes principales à ce phénomène apparaissent : la présence d'impuretés dans le cristal, les interactions se produisant proche de la surface et les irrégularités du champ électrique dans le cristal. Pour limiter ces effets, on travaillera avec des champs électriques supérieurs à quelques V/cm.

Lors de leur migration vers les électrodes, les charges peuvent être piégées par des impuretés (à l'état de trace dans le cristal) au niveau atomique et induire la formation de charges d'espace. Pour diminuer cet effet, lors des prises de données, l'acquisition est stoppée toutes les 3 heures pendant 12 min pour effectuer des régénérations. Les électrodes sont alors court-circuitées et seul le champ induit par les charges d'espace subsiste. Les charges créées à ce moment se recombinent avec celles restant piégées dans le cristal [137].

Les électrons et les alphas ont des libres parcours moyens de quelques μm dans le germanium (pour des énergies inférieures à quelques dizaines de keV). Leurs interactions se font donc principalement proche de la surface du détecteur. Il est possible qu'une certaine partie des charges créées par cette interaction diffusent vers la mauvaise électrode et y soit collectées [138, 139]. Un défaut de collecte de charge apparaît donc pour ces événements. Pour ces événements dits de surface, le signal ionisation mesuré peut être environ la moitié de celui réellement déposé. Une étude faite dans [140] montre que la présence d'une couche amorphe en silicium ou germanium de plusieurs dizaines de nanomètres entre le cristal et l'électrode diminue la collecte des charges de mauvais signe. La couche amorphe représente une barrière difficile à franchir pour ces charges. Nous verrons dans le prochain chapitre que cette méthode a considérablement amélioré la collecte de charges dans les détecteurs EDELWEISS. Tous les détecteurs d'EDELWEISS-I utilisés en 2003 sont équipés d'une couche amorphe en silicium ou en germanium.

Sur les bords du cristal, le champ électrique n'est plus homogène et certaines lignes de champ finissent sur des surfaces du cristal non couvertes par une électrode. Ceci induit des charges de surface dans ces zones. La présence d'un biseau muni d'une électrode réduit la surface de cristal non couverte d'électrodes. De plus, l'électrode de collecte de charge placée sur la face supérieure du cristal est segmentée en une électrode dite centrale et une deuxième dite anneau de garde (cf. fig. 3.1 et 3.4(b)). Le biseau permet d'avoir un champ plus homogène dans le volume situé sous l'électrode centrale. Les mauvaises collectes de charges dues aux inhomogénéités du champ se feront sur l'anneau de garde et les événements correspondant pourront être supprimés lors de l'analyse (cf. chap. 4). Le deuxième intérêt de cet anneau de garde est de récolter le fond radioactif provenant de la radioactivité due aux supports des détecteurs et aux contacts électriques qui sont intentionnellement concentrés dans cette région.

3.1.5 La double détection ionisation et chaleur

3.1.5.1 Mesure de l'ionisation

Lors de l'interaction d'une particule, suivant le type de recul induit dans la cible, le nombre de paires électron-trous créées par unité d'énergie incidente est différent (cf. § 2.5.2). Il est donné par :

$$N_I = \frac{E_R}{\epsilon} \quad (3.4)$$

où E_R est l'énergie déposée initialement par la particule et ϵ l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou qui diffère suivant le type de la particule incidente : $\epsilon_e \sim 3$ eV pour un recul électronique et $\epsilon_n \sim 12$ eV pour un recul nucléaire. Pour une même énergie déposée, un recul nucléaire va engendrer environ 4 fois moins de paires qu'un recul électronique. Cette différence est représentée par le facteur de

quenching défini comme $Q = \epsilon_\gamma / \epsilon_n$. On définit donc deux nombres de paires créées, N_I^γ et N_I^n :

$$N_I^\gamma = \frac{E_R}{\epsilon_\gamma} \quad (3.5)$$

$$N_I^n = \frac{E_R}{\epsilon_n} = \frac{E_R}{\epsilon_\gamma} \frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_n} = Q \frac{E_R}{\epsilon_\gamma} \quad (3.6)$$

Le signal ionisation est mesuré en mV après amplification dans un amplificateur de charge. Il convient donc de le normaliser pour l'exprimer en keV. Par convention, on postule que pour les reculs électroniques $E_R = E_I$ où E_I est l'énergie ionisation exprimée en keV_{ee}. En pratique, on mesure un signal ionisation $S_i \propto N_I$ qu'il faut transformer en énergie ionisation à l'aide d'un facteur de normalisation ionisation, $k_I = E_I / S_I$ déterminé à partir de runs d'étalonnage, avec une source émettrice de gammas, grâce à la position des pics photoélectriques (cf. § 4.2).

Cette procédure d'étalonnage permet d'obtenir l'expression de l'énergie ionisation normalisée quelque soit la particule incidente :

$$E_I \equiv \epsilon_\gamma N_I \quad (3.7)$$

De ce fait, l'énergie ionisation pour un recul nucléaire E_I^n et pour un recul électronique E_I^γ s'écrit :

$$E_I^\gamma = \epsilon_\gamma \frac{E_R}{\epsilon_\gamma} = E_R \quad (3.8)$$

$$E_I^n = \epsilon_\gamma Q \frac{E_R}{\epsilon_\gamma} = Q E_R \quad (3.9)$$

On retrouve bien pour les gammas que $E_I = E_R$.

3.1.5.2 Mesure de la chaleur

La présence d'une tension de polarisation nécessaire à la mesure de l'ionisation a une influence sur la mesure de la chaleur ; c'est l'effet Luke-Neganov [141]. Cet effet correspond à l'amplification du signal chaleur dû à la présence du champ de polarisation permettant la mesure du signal ionisation. En effet, lors de la dérive des charges sous l'effet du potentiel V appliqué, il y a échauffement du cristal d'où augmentation de la température. C'est l'effet analogue dans les matériaux semi-conducteurs à l'effet Joule dans les métaux. Les porteurs de charges acquièrent de l'énergie au cours de leur migration dans le cristal et la libèrent sous forme de phonons. L'énergie libérée est proportionnelle au nombre de charges et à la tension de polarisation appliquée :

$$E_{Luke} = N_I V = \frac{E_R}{\epsilon} V \quad (3.10)$$

L'énergie totale mesurée, E_{tot} , sera égale à la somme de E_{Luke} et de l'énergie de recul E_R , éventuellement réduite d'un facteur de quenching dit de chaleur, et noté Q' , dans le cas d'un recul nucléaire :

$$E_{tot}^\gamma = E_R + \frac{E_R}{\epsilon_\gamma} V = E_R \left(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma} \right) \quad (3.11)$$

$$E_{tot}^n = Q' E_R + \frac{E_R}{\epsilon_n} V = Q' E_R + \frac{QV}{\epsilon_\gamma} E_R = E_R \left(Q' + \frac{QV}{\epsilon_\gamma} \right) \quad (3.12)$$

De façon analogue à l'ionisation, l'énergie chaleur normalisée, exprimée en keV_{ee} s'écrit, quelque soit la particule incidente :

$$E_C \equiv \frac{E_{tot}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}} \quad (3.13)$$

De ce fait, l'énergie chaleur pour un recul nucléaire E_C^n et pour un recul électronique E_C^γ s'écrit :

$$E_C^\gamma = E_R \frac{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}} = E_R \quad (3.14)$$

$$E_C^n = E_R \frac{Q' + \frac{QV}{\epsilon_\gamma}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}} \quad (3.15)$$

On retrouve bien pour les gammas que $E_C = E_R$.

3.1.5.3 Détermination de Q , Q' et E_R

En résumé, on peut écrire les énergies ionisation et chaleur normalisées comme :

$$E_I = QE_R \quad (3.16)$$

$$E_C = E_R \frac{Q' + \frac{QV}{\epsilon_\gamma}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}} \quad (3.17)$$

La mesure que l'on veut faire est celle de l'énergie déposée, soit E_R . On voit que les équations (3.16) et (3.17) ne permettent pas de déterminer E_R si on ne fait pas d'hypothèse sur les facteurs de quenching ionisation, Q , et chaleur, Q' .

Il existe peu de mesures du facteur de quenching en chaleur, mais une étude menée avec un bolomètre en germanium montre qu'il est proche de l'unité [88]. Dans la suite, nous considérons que le facteur de quenching chaleur, est égal à 1.

En ce qui concerne le facteur de quenching ionisation, il varie pour chaque matériau avec l'énergie de recul. Une étude de cette variation a été menée dans EDELWEISS à partir d'étalonnages en reculs nucléaires germanium avec une source émettrice de neutrons. La loi obtenue est [128] :

$$Q_n = 0.16 E_R^{0.18} \quad (3.18)$$

On reviendra dans le prochain chapitre sur l'obtention de cette loi de variation. On verra qu'elle est en accord avec des mesures plus directes [88] à 10 % près.

Si $Q' = 1$ Dans ce cas, il est possible de déterminer un couple (E_R, Q) pour chaque événement à partir de l'énergie ionisation et chaleur. Les équations permettant ce calcul sont :

$$E_R = \left(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}\right) E_C - \frac{V}{\epsilon_\gamma} E_I \quad (3.19)$$

$$Q = \frac{E_I}{E_R} \quad (3.20)$$

Si $Q' \neq 1$ Dans ce cas, on considère la transformation suivante :

$$x = \left(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}\right) E_C - \frac{V}{\epsilon_\gamma} E_I \quad (3.21)$$

$$y = \frac{E_I}{x} \quad (3.22)$$

Le nouveau couple de variable à considérer est donc $(x, y) = (Q E_R, \frac{Q}{Q'})$.

Dans ce cas, si $Q' > 1$, y est inférieur à la vraie valeur de Q et x surestime E_R . Et inversement, si $Q' < 1$, y est supérieur à la vraie valeur de Q et x sous estime E_R , dans ce cas, les limites sur les sections efficaces d'interaction sont systématiquement surestimées (cf. § 6.2.1).

En cas de mauvaise collecte de charge On peut noter ici que les charges collectées pour un événement de surface n'étant que la moitié des charges réelles (cf. § 3.1.4.2), le facteur de quenching ionisation de ces événements sera divisé par un facteur deux. L'énergie de recul de ces événements n'est pas affectée : En effet, en posant $Q = 1/2$, on a :

$$N_I^m = \frac{N_I}{2} = \frac{E_R}{2\epsilon_\gamma} \quad (3.23)$$

Les énergies mesurées sont donc :

$$E_I^m = \frac{E_R}{2} \quad (3.24)$$

$$E_C^m = E_R \frac{1 + \frac{V}{2\epsilon_\gamma}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}} \quad (3.25)$$

donc en remplaçant ces expressions dans l'équation (3.19), on trouve $E_R^m = E_R$. Les événements β de surface seront donc translétés vers le bas dans un plan (Q, E_R) en se rapprochant de la région où se trouvent les reculs nucléaires.

3.2 Le système d'acquisition

Après la description des détecteurs, nous allons à présent détailler le système d'acquisition utilisé par EDELWEISS-I, basé sur un système PXI commercial. Ce système permet de convertir les signaux mesurés sous forme de tension en événements analysables.

Pour chaque détecteur, le système doit gérer trois voies : une voie chaleur et deux voies ionisation, centre et garde. Le cryostat pouvant contenir au maximum trois détecteurs, l'acquisition doit donc traiter en simultané et en temps réel le flux de données provenant de neuf voies.

Le système d'acquisition d'EDELWEISS-I est décrit en détail dans [133].

3.2.1 Type de système d'acquisition

Le premier système développé dans EDELWEISS-I utilisait un déclenchement analogique, c'est-à-dire sur des signaux non numérisés. La chaîne de traitement est la suivante :

- les données en provenance du détecteur sont amplifiées à froid (4 K) pour minimiser la longueur des fils entre le détecteur et les amplificateurs qui sont des JFETs (Field Effect Transistors) chauffés à 150 K

- les signaux sont une nouvelle fois amplifiés à la température ambiante et mis en forme
- les voies ionisation sont filtrées pour sélectionner la plage de fréquence où le rapport signal sur bruit est le meilleur
- le déclenchement s'opère quand l'amplitude d'une des voies ionisation dépasse un seuil prédéfini
- dès qu'un déclenchement s'effectue, toutes les voies, ionisation et chaleur, sont amplifiées puis numérisées
- les données sont envoyées à l'ordinateur d'acquisition

Par la suite, il est apparu nécessaire de diminuer encore le bruit. La solution trouvée est la numérisation au plus tôt des données. Le déclenchement n'est donc plus analogique mais numérique. Le traitement reste le même jusqu'à la première amplification à la température ambiante, ensuite :

- les données analogiques sont filtrées numériquement
- les voies sont ensuite numérisées : 200 000 et 1000–2000 échantillons par seconde respectivement pour les voies ionisation et chaleur (les voies chaleur sont numérisées avec moins d'échantillons à cause d'une constante de temps de montée des signaux de 10 ms contre 1 μ s pour les signaux ionisation)
- toutes les données brutes ainsi numérisées sont envoyées sur l'ordinateur d'acquisition via une fibre optique
- le processus de déclenchement se fait sur l'ordinateur d'acquisition grâce à un programme développé au CEA-Saclay en Labview

Les problèmes inhérents à cette acquisition, qu'il faudra prendre en compte lors de l'analyse, sont la présence d'un temps mort de 0.76 s par événement permettant de ne pas déclencher deux fois sur le même événement et une saturation des signaux (1 MeV sur les voies ionisation et 300 keV sur les voies chaleur) qui, combinée avec l'application d'un filtre numérique, rend difficile l'analyse des données à haute énergie [133].

3.2.2 Programme d'acquisition

Le programme d'acquisition du système numérique :

- gère le flux de données entrant (9 voies) tout en conservant la synchronisation et les informations en temps des voies
- filtre chaque voie pour améliorer le rapport signal sur bruit. Ce filtrage, très agressif, a pour conséquence la déformation du signal en ajoutant une modulation sinusoïdale, mais cela n'a aucune conséquence sur la présente analyse
- analyse chacune des voies en fonction d'un ou plusieurs paramètres de déclenchement
- rassemble les données relatives à un déclenchement et les enregistre sur disque

Lors de la prise de données EDELWEISS-I, deux types de déclenchements numériques ont été utilisés suivant le type de voies sur laquelle se base le déclenchement. Deux prises de données importantes ont été effectuées en 2003 avec ces deux sortes de déclenchements : le premier en déclenchant sur une voie ionisation, que l'on appellera dans la suite le "run 2003i" et le deuxième en déclenchant sur une voie chaleur (ou phonon) appelé "run 2003p".

Dans les deux cas, le système de déclenchement fonctionne sur le même principe. Le déclenchement sur une voie chaleur pose quelques problèmes supplémentaires, comme nous le verrons par la suite.

Le stockage de la totalité des données en continu étant impossible, le choix se porte donc sur des portions de données avec un intérêt du point de vue physique. On définit en amont un seuil dit de déclenchement propre à chacune des voies. Pratiquement, on diminue le seuil de déclenchement jusqu'à avoir un taux d'événement supérieur à 1/min, et ceci pour chacune des voies.

3.2.3 Déclenchement ionisation

Le premier choix de déclenchement a été sur la voie ionisation car le temps de montée des signaux est 1000 fois plus rapide que pour les signaux chaleur.

Les données sont traitées par paquets de 120 ms. Le programme recherche les échantillons de données dépassant le seuil prédéfini. Dès que cela se produit, il écrit sur disque les données correspondantes. La recherche suivante ne commencera que 1 s après le déclenchement (longueur de l'échantillon). L'avantage de ce déclenchement réside en la rapidité de montée du signal ionisation qui permet de connaître avec une grande précision le temps du signal chaleur correspondant.

Quand une des six voies ionisation a déclenché, toutes les voies sont enregistrées de manière synchrone. Les échantillons sauvegardés ont des durées de 10 ms pour la voie ionisation et 1 s pour la voie chaleur. En plus du signal physique, l'enregistrement comporte une partie de la ligne de base en amont du signal appelée pré-trigger. Les échantillons des différentes voies sont donc parfaitement synchronisés. Ces données sont enregistrées dans deux fichiers, un pour les données et un autre appelé NTP pour certaines valeurs prises instantanément au moment de l'événement, comme la température des détecteurs, le temps de l'événement, la voie qui a déclenché.

3.2.4 Déclenchement chaleur

Après le déclenchement sur une voie ionisation, il a été décidé de mettre le déclenchement sur les voies chaleurs. En effet, plusieurs avantages apparaissent :

- les résolutions des lignes de base chaleur sont deux fois meilleures que celle des voies ionisation (cf. § 4.1).
- pour un événement recul nucléaire le signal ionisation est environ 3 fois plus petit, dans le germanium, que pour un événement recul électronique pour un même dépôt d'énergie, alors que les signaux chaleur ont la même amplitude. Le déclenchement sera donc plus efficace pour de faibles dépôts d'énergie.

Le principal problème de ce type de déclenchement vient de la recherche du signal ionisation correspondant qui se trouve en amont dans les données à cause de la lenteur de la voie chaleur. La mise en place de ce nouveau type de déclenchement ainsi que l'élaboration du programme d'acquisition correspondant a fait l'objet d'une thèse au sein de la collaboration EDELWEISS [133].

La première étape a été la détermination de l'intervalle de temps maximal entre le signal ionisation et le déclenchement sur la voie chaleur. Les différentes analyses effectuées (lors des prises de données avec déclenchement sur voie ionisation) montrent un intervalle de temps maximum de 20 ms [133].

Dès qu'une des trois voies chaleur a déclenché, le programme fait un balayage des données ionisation centre et garde sur 20 ms en arrière à la recherche du signal ionisation correspondant. Ce balayage est en fait une convolution des données par un événement gabarit construit lors d'étalonnages. Une fois trouvé le signal ionisation le plus intense, celui-ci sert à synchroniser tous les échantillons sauvés sur disque. L'enregistrement des voies est identique à celui du déclenchement ionisation (10 ms en ionisation et 1 s en chaleur). En plus des données enregistrées en ionisation dans le fichier NTP, on ajoute le résultat de la convolution en ligne avec par exemple le maximum de la convolution qui donne la position du signal ionisation, l'intervalle de temps entre le signal ionisation et le déclenchement chaleur, le temps de ce déclenchement.

Les améliorations obtenues grâce à ce nouveau type d'acquisition sont très nettes et seront illustrées en détails dans le prochain chapitre. Nous verrons qu'en terme d'énergie de recul, les seuils d'analyse précédents ont pu être réduits de 20 (ou 30 keV suivant le détecteur) jusqu'à moins de 15 keV pour chacun

des trois détecteurs.

3.3 Protections passives contre le bruit de fond

Dans une expérience de détection de particules avec un faible taux d'interaction et une faible énergie déposée dans le détecteur, le problème du bruit de fond est primordial. Dans EDELWEISS, il constitue un pôle entier de recherche et développement. L'objectif est de supprimer la majeure partie du bruit de fond qui peut masquer le signal recherché. Il convient avant tout de le comprendre, d'en identifier les sources pour, si possible, l'éliminer.

3.3.1 Le rayonnement cosmique

Les rayons cosmiques sont composés, à la surface de la Terre, d'environ 75 % de muons, d'environ 25 % d'électrons et de photons et d'environ 0.1 % de neutrons et protons. Ces particules interagissent avec la matière présente autour du détecteur et engendrent un bruit de fond continu. La meilleure solution pour se protéger des rayons cosmiques est l'installation de l'expérience dans un site souterrain. Quelques mètres de matière suffisent à supprimer les protons, électrons et photons. Par contre pour les muons, le site doit se trouver en grande profondeur. Comme toutes les particules secondaires engendrées par l'interaction de muons cosmiques, le nombre de neutrons est fortement diminué dans un site souterrain. L'expérience EDELWEISS est installée au Laboratoire Souterrain de Modane qui est perpendiculaire au tunnel routier du Fréjus reliant la France et l'Italie, et situé sous 1700 m (ou 4800 mwe) de roche. La figure 3.7 montre une représentation schématique du Laboratoire Souterrain de Modane avec la position de l'expérience EDELWEISS.

Dans le laboratoire, le flux de muons a été mesuré à $\Phi_\mu \approx 4.5 \mu / \text{m}^2/\text{j}$ [143]. Le flux de neutrons provenant de la radioactivité de la roche, ayant une énergie incidente entre 2 et 10 MeV, a été estimé à $\Phi_n \approx 1.6 \times 10^{-6} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ [144].

3.3.2 La radioactivité

Il existe deux types de radioactivités pouvant gêner l'expérience, la radioactivité cosmogénique et la radioactivité naturelle ou artificielle. Au niveau de la mer, les matériaux sont continuellement soumis au bombardement du rayonnement cosmique. Certaines interactions peuvent entraîner la formation d'isotopes radioactifs (ou cosmogéniques) dont la décroissance engendre un bruit de fond (cf. § 4.2.3). Le cuivre peut également être activé et former du ^{60}Co , émetteur de gammas (avec $T_{1/2} \sim 3.3$ ans). La solution pour se prémunir de ce type de bruit de fond consiste à placer le plus rapidement et le plus longtemps possible les matériaux en site souterrain pour les protéger des rayons cosmiques. De plus, tous les matériaux environnants le détecteur sont plus ou moins radioactifs. La radioactivité naturelle se manifeste surtout sous la forme des chaînes radioactives du thorium et de l'uranium, ainsi que des isotopes ^{40}K et ^{14}C . La radioactivité artificielle, due à l'activité humaine, met en jeu les isotopes ^{60}Co , ^{137}Cs ou ^{22}Na .

La décroissance de ces isotopes radioactifs se fait par trois processus :

- par émission d'un α avec un libre parcours moyen de quelques μm
- par émission d'un β avec un libre parcours moyen de quelques mm
- par émission d'un γ avec un libre parcours moyen variant du mm à plusieurs cm

Les α et β ne sont problématiques que s'ils interagissent proche de la surface du détecteur. Par contre, les gammas sont plus gênants à cause de leur grand libre parcours moyen.

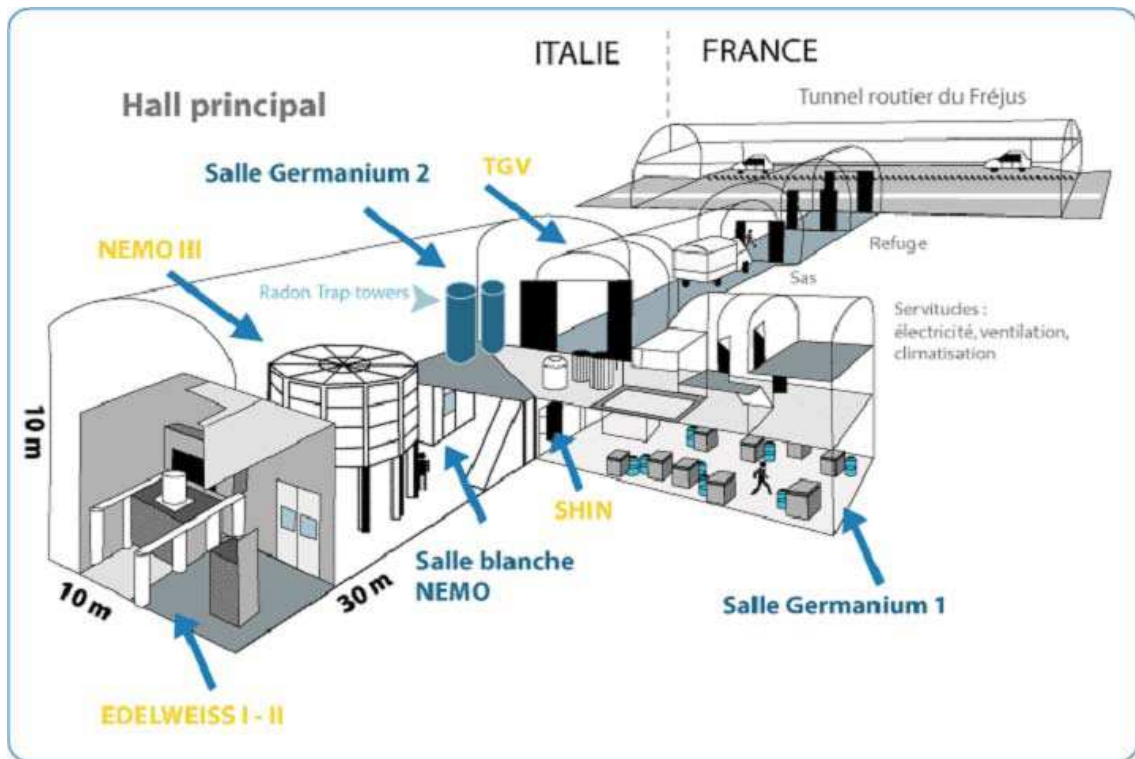


FIG. 3.7 – Représentation schématique du Laboratoire Souterrain de Modane situé dans une cavité perpendiculaire au tunnel routier du Fréjus. L'expérience EDELWEISS se situe au fond du hall principal.

Contre les sources de gammas externes, un blindage passif est installé autour de l'expérience. Le blindage doit être fait d'un matériau avec un Z élevé, comme le plomb, et une épaisseur supérieure à 15 cm. Le problème de l'utilisation du plomb est la présence de ^{210}Pb qui décroît en émettant des gammas de 46 keV. De plus, certains gammas de haute énergie ne sont qu'atténués et non arrêtés dans le plomb. La suppression de ce bruit de fond gamma supplémentaire peut se faire de deux façons : par l'utilisation de plomb archéologique (qui ne contient plus de ^{210}Pb) et par l'ajout d'une couche de cuivre d'une épaisseur de 10 cm environ.

Contre les sources de gammas internes à l'expérience, une solution est la sélection de matériaux ultra-purs et les moins radioactifs possibles. Pour cela, l'activité de chaque matériau introduit dans l'expérience est mesurée par spectroscopie gamma, avec l'expérience GENTIANE située au LSM et pilotée par le groupe de l'IAP. Les résultats obtenus combinés à une simulation de l'expérience permettent de valider ou non le matériau par rapport à un cahier des charges préétabli.

Enfin, un blindage passif de 30 cm de paraffine entoure l'expérience pour protéger les détecteurs du fond dû aux neutrons. Cette paraffine permet la réduction d'un facteur ~ 100 du taux de neutrons avec une énergie cinétique inférieure à 10 MeV.

3.3.3 Le radon

Le radon est un problème majeur dans les cas de faibles taux de comptage. Ce gaz rare est présent dans la chaîne de désintégration de l'uranium avec un demi-temps de vie de 3.8 jours. Ce gaz se mêle

à l'air du laboratoire et peut adsorber sur les surfaces des cristaux. Le radon va ensuite se désintégrer en polonium et en plomb et peut donc induire des événements de surface. Au sein du LSM, l'air est continuellement renouvelé, le taux de radon (de l'ordre de 10 Bq/m^3) est fréquemment contrôlé. Dans EDELWEISS-I, un balayage continu d'azote est effectué autour du cryostat, à l'intérieur du château, pour éviter l'accumulation du radon.

3.3.4 Perturbations mécaniques et électromagnétiques

En plus des bruits de fond dus à des éléments extérieurs, du bruit peut venir directement de la structure de l'expérience, avec une origine mécanique, électromagnétique ou thermique. Ces bruits peuvent dégrader fortement les performances des détecteurs, en terme de résolution en énergie, s'ils ne sont pas traités. Une étude détaillée de ces différentes sources de bruit microphonique et des protections possibles est faite dans [145].

Les vibrations mécaniques se propagent facilement dans l'air et dans les milieux solides entraînant un échauffement ou de la microphonie (c'est-à-dire une perturbation des mesures électriques). Les causes sont multiples : mouvement du sol, vibrations lors du fonctionnement des pompes, ébullition de l'hélium dans le cryostat, etc. Les solutions mises en place pour protéger les détecteurs dans EDELWEISS-I sont la présence d'amortisseurs sous le dispositif expérimental, le découplage des pompes et du cryostat grâce à une cloison antibruit, les tuyaux de la partie cryogénique sont enfouis dans du sable et des coudes sont installés. Certaines précautions de base sont aussi nécessaires dans le protocole de prise des données, comme un temps d'attente après un remplissage d'hélium pour redémarrer l'acquisition ou éviter les vibrations inutiles autour de l'expérience (limitation de la présence humaine). Les interférences électromagnétiques sont plus difficiles à éliminer, elles se propagent par conduction ou par rayonnement. Les causes sont multiples : l'éclairage, les appareils électriques de mesure, etc. Dans EDELWEISS-I, une salle dédiée à l'informatique et à l'entrepôt des appareils les plus bruyants a été créée. Dans le dispositif expérimental, le cryostat et les amplificateurs sont placés dans une cage de Faraday, le choix des mises à la terre a été scrupuleusement étudié.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'expérience EDELWEISS-I en se focalisant sur les détecteurs. Nous avons en particulier détaillé les méthodes de détection de la chaleur et de l'ionisation. Les bolomètres utilisés ont la particularité de détecter simultanément les signaux chaleur et ionisation permettant une discrimination événement par événement. En ce sens, nous avons établi les équations permettant de transformer les signaux mesurés en une énergie de recul et un facteur de quenching pour chacun des événements. Nous avons aussi brièvement discuté des problèmes de collectes de charge sur lesquels nous reviendrons par la suite dans l'analyse des données.

L'acquisition d'EDELWEISS-I se base sur un déclenchement numérique sur une des voies ionisation dans un premier temps puis sur une des voies chaleur, ce qui a permis une réduction des seuils de détection comme nous le verrons dans le prochain chapitre. Enfin, nous avons décrit les moyens utilisés dans EDELWEISS-I pour protéger au mieux les détecteurs des différentes sources de bruit de fond pouvant masquer le signal recherché.

Les chapitres suivants seront consacrés aux données enregistrées entre 2000 et 2003 avec EDELWEISS-I, en termes d'analyse, de simulation et d'interprétation.

Chapitre 4

Analyse des données d'EDELWEISS-I

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les événements sont traités une première fois directement en ligne pendant l'acquisition. Ils sont traités une deuxième fois hors acquisition. Ce deuxième traitement des données est détaillé dans ce chapitre. L'objectif est d'obtenir, à partir des enregistrements de tous les signaux chaleur et ionisation, une liste de candidats reculs nucléaires pouvant être associés à des reculs de WIMPs. Ces candidats sont sélectionnés à partir de leurs énergies de recul et de leurs rapports ionisation sur chaleur. Pour cela, l'analyse comporte quatre étapes : tout d'abord, on détermine les amplitudes des différents signaux (§ 4.1), ces signaux sont étalonnés en énergie (§ 4.2), ensuite on détermine les résolutions des différentes voies (§ 4.3). Finalement, à l'aide des résolutions expérimentales et des étalonnages neutron, on détermine une zone d'acceptance des reculs nucléaires, dont on mesure l'efficacité en fonction de l'énergie (§ 4.4). On peut donc résumer les critères de sélection des événements candidats WIMPs (§ 4.5) et enfin, on vérifie les performances en réjection gamma de cette sélection (§ 4.6).

4.1 Traitement des signaux

La chaîne d'acquisition enregistre deux voies ionisation, une pour l'électrode centrale et une pour l'anneau de garde, ainsi qu'une voie chaleur, et ce, pour chacun des trois détecteurs (cf. § 3.2). Pour chaque événement, c'est-à-dire à chaque fois qu'un signal est détecté par déclenchement sur une des voies, il faut déterminer les amplitudes des signaux éventuels sur chacune des 9 voies.

4.1.1 Ajustement au moindre carré

La méthode choisie dans cette étude est l'ajustement au moindre carré de chaque signal par un gabarit. Cette méthode réduit l'influence du bruit sur les mesures de charge et de température. Nous verrons dans la section suivante comment on construit les gabarits pour les signaux de chacune des voies. L'ajustement des données avec ces gabarits minimise un χ^2 construit de la façon suivante :

$$\chi_v^2 = \sum_i W_v(i) (A_v G_v(i) - D_v(i))^2 \quad (4.1)$$

où $D_v(i)$ est la valeur mesurée de l'échantillon i de la voie v , $G_v(i)$ la valeur du gabarit pour cet échantillon et cette voie, A_v l'amplitude recherchée et $W_v(i)$ un poids qui vaut 1 normalement et 0 si la valeur

de l'échantillon $D_v(i)$ est en dehors de l'échelle linéaire du numériseur, ce qui évite que les parties saturées des échantillons influencent l'ajustement des amplitudes. On normalise G_v pour que son maximum soit égal à 1. De ce fait, les valeurs des amplitudes A_v étant mesurées en mV, le χ^2 s'exprime en $(\text{mV})^2$.

4.1.2 Construction des gabarits

Chaque signal enregistré est ajusté par un gabarit que l'on appelle aussi événement de référence. Celui-ci est obtenu en sommant plusieurs centaines d'événements ce qui permet de réduire les bruits décorrélés des signaux.

Un gabarit est construit pour chacune des 9 voies enregistrées. Les événements servant à cette construction proviennent d'un étalonnage en gammas avec une source de ^{57}Co . Ils sont sélectionnés parmi ceux appartenant au pic photoélectrique à 122 keV et ayant la totalité des charges collectées sur le centre ou sur la garde. Il existe une diaphonie électrique entre les voies centre et garde due à l'existence d'une capacité parasite entre l'anneau de garde et l'électrode centrale. Cette diaphonie s'observe par le fait qu'un événement dont la charge est entièrement collectée sur le centre (garde) est toujours accompagné d'un signal faible sur la garde (centre). Cet effet est illustré par la figure 4.1. Elle présente l'amplitude de la

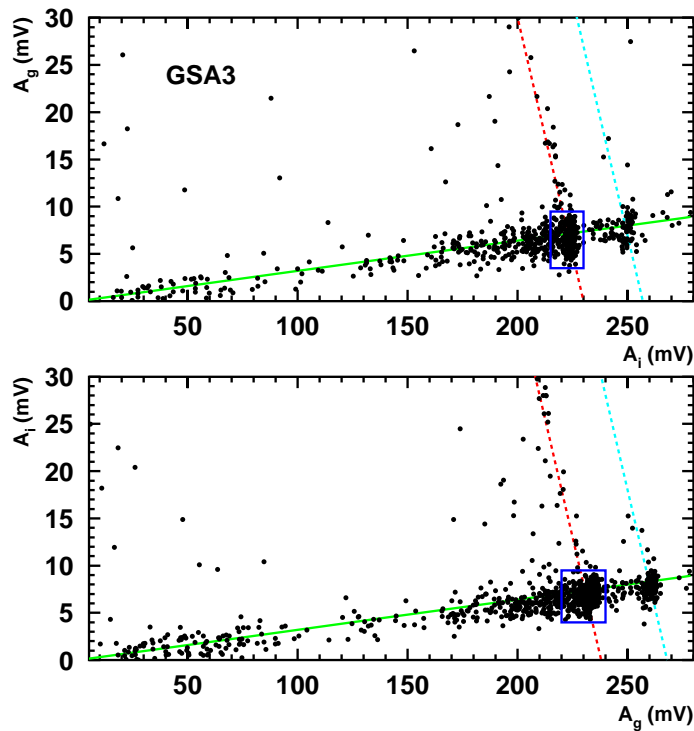


FIG. 4.1 – Distribution des amplitudes ionisation centre versus garde (en bas) et garde versus centre (en haut) lors d'un étalonnage gammas avec une source de ^{57}Co permettant de mettre en évidence l'effet de diaphonie entre les voies centre et garde. La pente de la droite représentée en trait plein indique la fraction de la diaphonie. Les traits en pointillés indiquent les positions des pics photoélectriques du ^{57}Co . Le rectangle montre les événements sélectionnés lors de la construction du gabarit.

voie centre A_i en fonction de la voie garde A_g (en bas) ainsi que la réciproque (en haut). L'effet de la

diaphonie se voit par le fait que les deux populations représentées ne sont pas distribuées horizontalement mais avec une pente. Les deux lignes en pointillées indiquent les positions des deux pics photoélectriques du ^{57}Co (il faut noter que la position des pics n'est pas à 122 et 136.5 car l'axe des x est en mV). Les événements sélectionnés pour la construction du gabarit se trouvent dans le rectangle.

Cet effet de diaphonie est pris en compte lors de l'ajustement des données. Lors de la construction du gabarit, on somme séparément les signaux principaux et les diaphonies correspondantes puis on détermine le rapport d'amplitude entre les deux. Ce rapport est aussi la pente de la droite en trait plein de la figure 4.1, qui dans ce cas est de 3.2 %. Cette fraction de diaphonie est également de l'ordre de 3 % pour les autres détecteurs.

Lors de l'ajustement, on tient compte de la diaphonie de la façon suivante. On note $D_c(t)$ et $D_g(t)$ les échantillons de données des voies centre et garde respectivement, $G_c(t)$ et $G_g(t)$ les gabarits des signaux principaux, $X_c(t)$ et $X_g(t)$ les gabarits des diaphonies correspondantes et enfin α_{cg} et α_{gc} les rapports diaphonie sur signal mesurés lors des étalonnages gammas avec une source ^{57}Co . Les maximums des fonctions $G_{c,g}(t)$ et $X_{c,g}(t)$ sont normalisés à 1. On ajuste alors simultanément $D_c(t)$ et $D_g(t)$ en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_i W_c(i) (A_c G_c(i) + A_g \alpha_{gc} X_c(i) - D_c(i))^2 + W_g(i) (A_g G_g(i) + A_c \alpha_{cg} X_g(i) - D_g(i))^2 \quad (4.2)$$

où A_c et A_g sont respectivement les amplitudes des deux signaux centre et garde corrigés des effets de diaphonie.

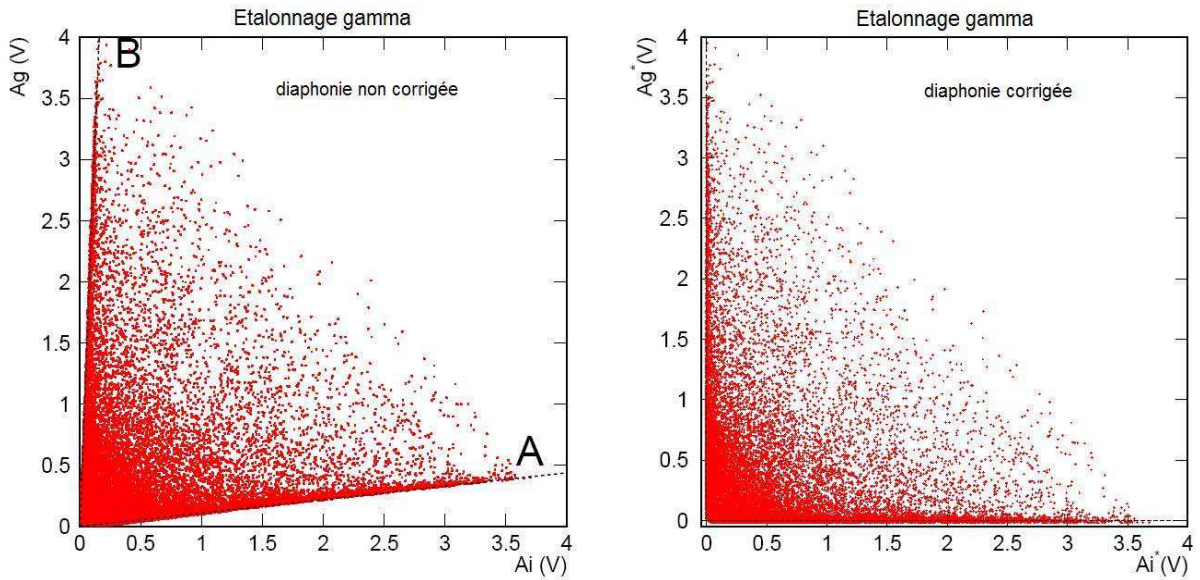


FIG. 4.2 – Amplitudes des signaux garde versus les signaux centre non corrigées par la diaphonie (gauche) et corrigées pour la diaphonie (droite). Données enregistrées lors d'un étalonnage gamma ^{60}Co . Figure extraite de [146].

La figure 4.2 montre l'effet de la correction de la diaphonie sur les amplitudes garde versus centre.

A gauche de la figure les données ne sont pas corrigées et les droites A et B, représentant respectivement les événements associés à une collecte de charge complète sur l'électrode centrale et l'anneau de garde, ne sont pas horizontale et verticale. A droite, les mêmes données ont été corrigées pour la diaphonie et les droites A et B sont respectivement horizontale et verticale.

La construction des 9 gabarits est faite dès qu'un changement est opéré dans les conditions expérimentales ou d'acquisition. Ces changements sont donc systématiquement suivis par des étalonnages gammas.

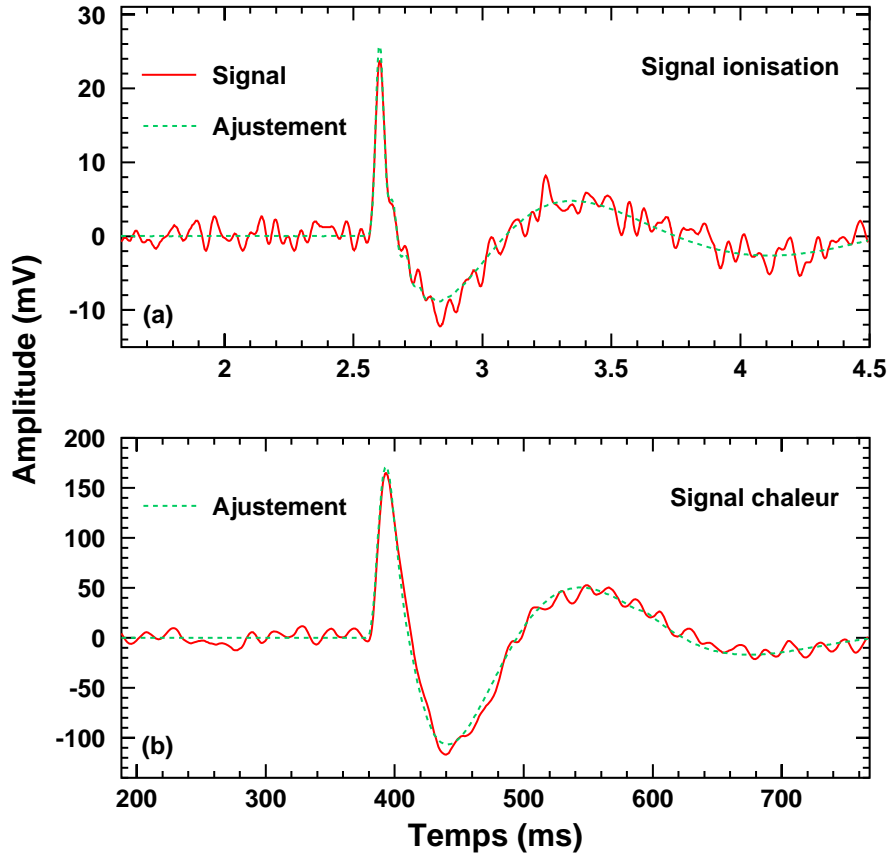


FIG. 4.3 – Exemples de pulses filtrés ionisation centre (a) et chaleur (b) pour des signaux avec une énergie d'environ 10 keV_{ee} (trait plein). Les ajustements des gabarits (tirets) correspondants sont superposés aux signaux.

Les figures 4.3(a) et (b) montrent respectivement un signal ionisation et un signal chaleur pour des énergies d'environ 10 keV_{ee} après passage dans les filtres numériques (cf. § 3.2). Les signaux ionisation centre et chaleur sont représentés en trait plein, auxquels on superpose les ajustements des gabarits (en tirets). Ces signaux de basse énergie sont bien modélisés par les gabarits construits avec des signaux d'environ 122 keV_{ee} . On observe que la valeur du χ^2 des ajustements ne dépend pas de l'amplitude des signaux ; ceci confirme que la forme des signaux ne change pas avec l'énergie, au moins pour des énergies inférieures à 300 keV_{ee} .

4.1.3 Cas particulier des événements dits NTD

Nous avons vu au chapitre précédent que lors du dernier run d'EDELWEISS-I, le déclenchement se faisait sur la voie phonon. Les senseurs thermiques utilisés sont des NTDs en germanium dopé par irradiation neutron. Il peut donc y avoir des désintégrations β internes au NTD, qui engendrent des événements sans contribution ionisation. Le taux de ces événements a été mesuré à ~ 0.5 mHz. Ces événements sont particuliers au run 2003p et n'apparaissent pas avec un déclenchement sur une voie ionisation. Dans la suite, ces événements seront appelés "événements NTD". La forme d'un signal chaleur dû à un événement normal (cf. fig. 4.3(b)) est différente de celle d'un événement NTD (cf. fig. 4.4). Un gabarit dédié aux événements NTD a donc été construit en sélectionnant des événements sans signal sur les voies ionisation.

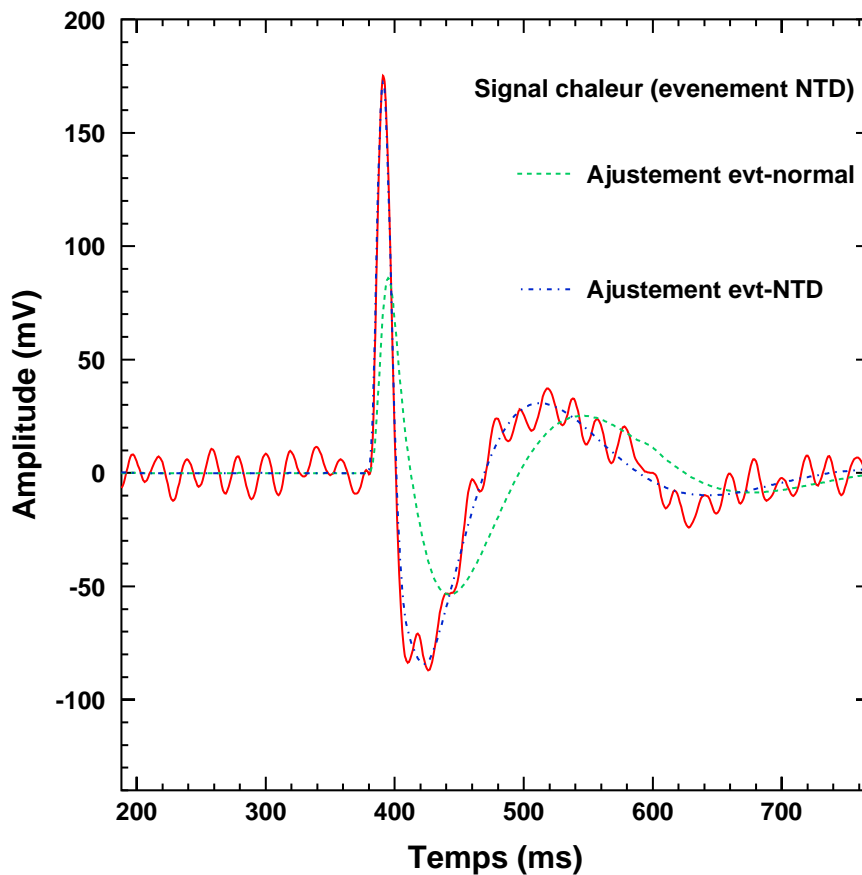


FIG. 4.4 – Exemple d'événement dit NTD (trait plein) avec l'ajustement du gabarit pour un signal chaleur normal (tirets) et pour un signal NTD (pointillés-tirets).

La figure 4.4 montre un événement NTD (trait plein) ainsi que les ajustements des gabarits pour un événement chaleur normal (tirets) et pour un événement NTD (tirets pointillés). Le meilleur ajustement des événements NTD est réalisé avec le gabarit NTD. Pour mieux identifier et rejeter ces événements NTD, chaque signal chaleur est ajusté avec un gabarit normal puis avec un gabarit NTD. La comparaison des χ^2 des deux ajustements permet de supprimer une grande partie des événements NTD avec une perte

en efficacité inférieure à 0.1 % pour des énergies supérieures à 10 keV. Les événements NTD restants sont rejetés avec une coupure à 2.5 keV_{ee} sur l'énergie ionisation totale (cf. § 4.4.5).

4.2 Étalonnage des signaux

Pour interpréter les amplitudes ajustées exprimées en mV, il est nécessaire de les étalonner en énergie. Pendant une prise de données de physique, ces étalonnages sont fait en exposant les détecteurs à des sources de ⁵⁷Co et de ¹³⁷Cs pendant quelques heures ou quelques jours. La fréquence de ces prises de données spécifiques est environ toutes les deux semaines ainsi que lors de changements des conditions expérimentales.

La procédure d'étalonnage comporte quatre phases : on étalonne les énergies ionisation centre (E_i) et garde (E_g) qui permettent d'obtenir l'ionisation totale (E_I), puis on étalonne l'énergie chaleur (E_C). On vérifie ensuite la stabilité de ces étalonnages dans le temps puis leur linéarité en fonction de l'énergie. L'étalonnage ainsi fait, on obtient l'énergie de recul, E_R (éq. (3.19)) et le facteur de quenching, Q (éq. (3.20)).

4.2.1 Détermination des gains ionisation

Grâce à une source de ⁵⁷Co, qui possède deux pics photoélectriques à des énergies de 122.0 et 136.5 keV, on étalonne en énergie les 6 voies ionisation. Dans un premier temps, on suppose que l'amplitude des signaux ionisation dépend linéairement de l'énergie, soit :

$$E_i = c_i \times A_i \quad (4.3)$$

$$E_g = c_g \times A_g \quad (4.4)$$

où $A_{i,g}$ sont respectivement les amplitudes des signaux ionisation centre et garde et $c_{i,g}$ les constantes d'étalonnage des signaux ionisation centre et garde. La détermination des constantes d'étalonnage se fait en ajustant la position des pics photoélectriques du ⁵⁷Co. La fonction d'ajustement comprend deux gaussiennes de même largeur, représentant les deux pics photoélectriques, chacune avec une queue exponentielle (convolué avec la résolution) ainsi qu'un fond continu. La queue exponentielle permet de tenir compte de la dégradation des deux pics à basse énergie à cause des photons dont l'énergie est diminuée, non pas à la suite d'une mauvaise collecte de charge, mais à cause de leurs interactions avec les écrans de cuivre du cryostat avant d'atteindre les détecteurs. Dans l'ajustement, le rapport des positions des deux gaussiennes est fixé à 122.0/136.5.

La figure 4.5 montre les données enregistrées lors d'un étalonnage gamma avec une source de ⁵⁷Co pour les voies ionisation-centre des trois détecteurs. Le trait plein correspond à l'ajustement effectué pour déterminer avec précision la position des deux pics photoélectriques, avec une incertitude statistique inférieure à 0.1 keV.

Le même traitement est appliqué aux trois voies ionisation garde. Les gains ionisation obtenus pour les trois voies ionisation centre et les trois voies ionisation garde ne varient pas de façon significative au cours du temps, sauf lors de changements des filtres numériques.

4.2.2 Détermination des gains chaleur

Une fois les voies ionisation étalonnées, on passe aux voies chaleur. Dans un premier temps, on suppose que les amplitudes des signaux chaleur dépendent linéairement de l'énergie :

$$E_c = c_c \times A_c \quad (4.5)$$

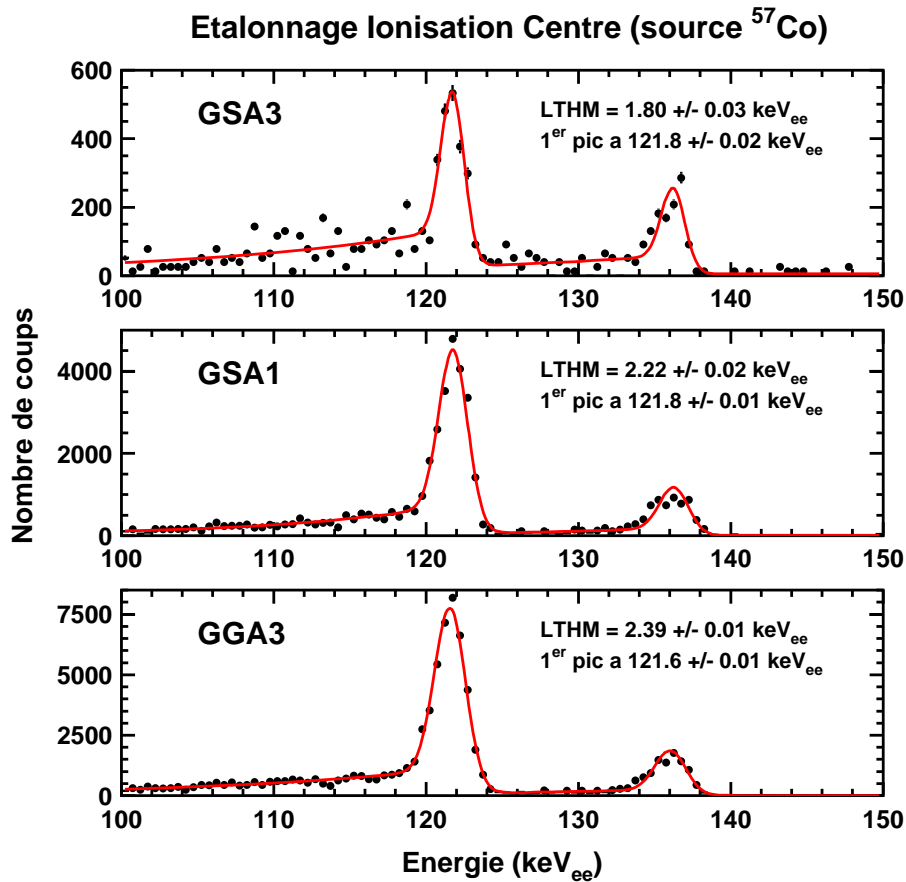


FIG. 4.5 – Détermination du gain ionisation centre des trois détecteurs lors d'un run d'étalonnage avec une source de ^{57}Co . Le trait plein correspond à l'ajustement effectué pour déterminer la position des deux pics photoélectriques.

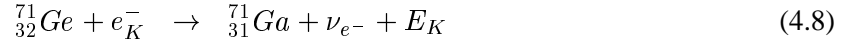
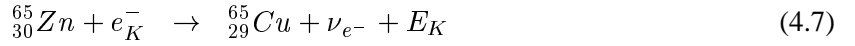
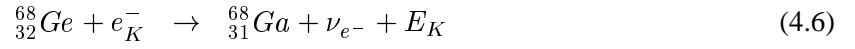
où A_c est l'amplitude du signal chaleur et c_c la constante d'étalonnage de la voie chaleur. La détermination de la constante d'étalonnage c_c se fait en imposant que le rapport du signal chaleur sur le signal ionisation total, pour des signaux dus en majorité à des gammas, est constant et égal à 1. Les gains chaleurs varient légèrement au cours du temps, ces variations sont corrélées avec des changements de température des détecteurs. Il est donc nécessaire de faire un étalonnage pour chaque période de prise de données entre deux interruptions de l'acquisition. L'étalonnage uniquement avec le pic photoélectrique à 122 keV du ^{57}Co ne suffit donc plus.

Les variations du gain de la voie chaleur sont typiquement inférieures à quelques pourcents par heure. Elles peuvent être nettement plus importantes lorsque surgissent des problèmes avec la régulation de la température du cryostat ou après le remplissage d'hélium du cryostat. Une correction linéaire avec le temps de ces variations est effectuée tant qu'elles ne dépassent pas 10 %. Ceci permet d'éviter de brusques changements des constantes d'étalonnage au cours d'un même run. Par contre, si la valeur du gain augmente de plus de 10 %, les données correspondantes sont supprimées de l'analyse.

4.2.3 Linéarité de l'étalonnage à basse énergie

L'étalonnage que l'on vient de présenter pour les voies chaleur et ionisation est fait à partir de pics photoélectriques avec des énergies supérieures à 100 keV. Or les événements que l'on cherche à détecter, lors des prises de données physiques, ont des énergies typiquement inférieures à 50 keV. Il faut donc vérifier que l'étalonnage est correct à basse énergie. Hélas, cette vérification ne peut se faire lors de runs d'étalonnage avec une source γ externe, les gammas d'énergies inférieures à 100 keV étant fortement absorbés par les quelques mm de cuivre du cryostat. Pour pallier ce manque, on utilise les rayons X émis à basses énergies à l'intérieur même du cristal. Le taux de tels événements étant faible, la vérification de notre étalonnage se fera directement au cours des runs de physique. Cette vérification n'est efficace que si les résolutions à basse énergie sont suffisamment bonnes et que la statistique est suffisante, ce qui a été le cas pour les derniers runs d'EDELWEISS-I.

Les trois réactions intéressantes sont les désintégrations par capture électronique suivantes :



L'énergie mesurée E_K est celle des rayons X qui remplissent le trou de la couche K. C'est donc l'énergie de liaison de l'électron de la couche K du gallium ou du cuivre. Avant l'installation des détecteurs en site souterrain, les isotopes 68 du germanium ($T_{1/2} = 244$ j) et 65 du zinc ($T_{1/2} = 271$ j) sont activés par les rayons cosmiques. Après quelques semaines placés au LSM, la désexcitation des atomes est accompagnée de cascades de rayons X à des énergies respectivement de 8.98 et 10.37 keV. De plus, lors des étalonnages avec une source de neutrons, il y a création de ${}^{71}\text{Ge}$ ($T_{1/2} = 11.4$ j) grâce à l'absorption de neutrons thermiques par le ${}^{70}\text{Ge}$. Les rayons X émis lors de cette désintégration ont également une énergie de 10.37 keV. Les deux pics à 8.98 et 10.37 keV sont clairement visibles sur la figure 4.6.

La résolution des voies ionisation ne permettant pas de résoudre les deux pics, on fait une sélection à partir des pics correspondants sur les spectres chaleurs. Sur le haut de la figure 4.7, on constate que les pics en ionisation se trouvent aux énergies prévues à ± 0.1 keV. Par contre, sur le bas de la figure 4.7, on s'aperçoit que les pics chaleurs sont plus fortement décalés (~ 1 keV). L'étalonnage des voies ionisation est donc linéaire entre 10 et 122 keV. On vérifie de plus que cette linéarité continue jusqu'à 662 keV, grâce à un run de calibration gamma avec une source de ${}^{137}\text{Cs}$, dont le pic photoélectrique se trouve à 662 keV. Par contre, l'étalonnage des voies chaleur n'est pas linéaire en fonction de l'énergie. La correction de cet effet est décrite dans la section suivante.

4.2.4 Correction de la non-linéarité en énergie de l'étalonnage des voies chaleur

L'étalonnage de la voie ionisation montrant la linéarité de la réponse, toute variation énergie du rapport chaleur sur ionisation peut s'interpréter comme une variation de l'étalonnage de la voie chaleur. Pour mesurer ces variations en fonction de l'énergie, on utilise les données issues de l'étalonnage gamma effectué avec une source de ${}^{137}\text{Cs}$. Le photon de 662 keV émis par cette source engendre un front Compton qui peuple relativement uniformément la plage d'énergie entre 0 et 478 keV. La figure 4.8 montre la distribution de $\frac{E_c}{E_I}$ en fonction de l'énergie entre 0 et 300 keV avant toute correction (cercles blancs \circ). La non-linéarité du gain chaleur en fonction de l'énergie apparaît clairement. Une meilleure estimation de l'énergie chaleur, E_C , est obtenu en multipliant la première estimation de l'énergie chaleur, E_c , par le facteur suivant :

$$E_C = E_c \times \left(1 + (E_c - 122) \left(\alpha + \beta \log \frac{2E_c}{122} \right) \right) \quad (4.9)$$

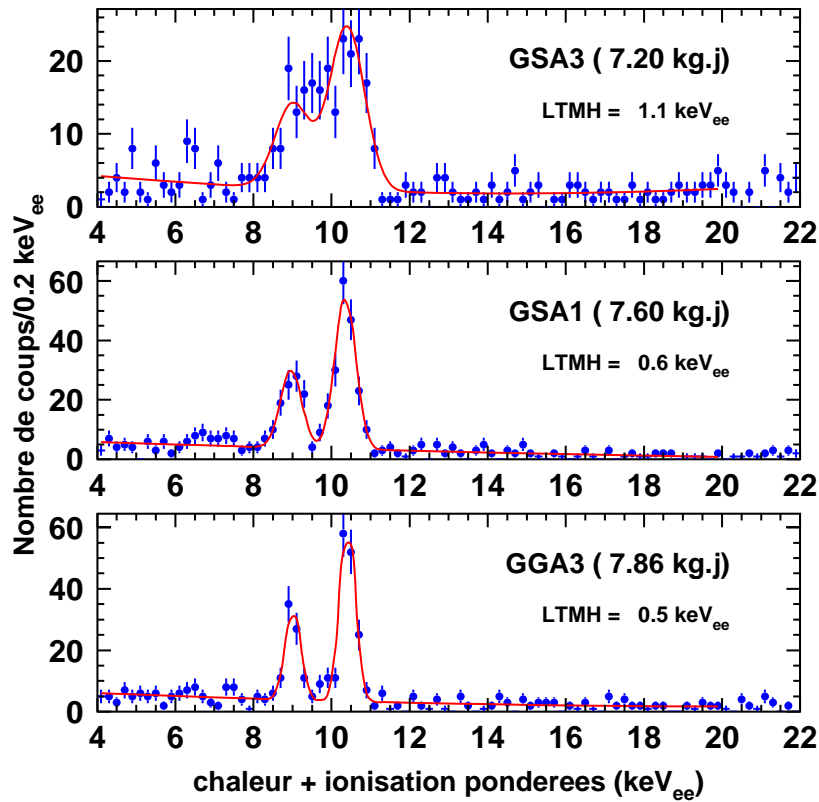


FIG. 4.6 – Spectre à basse énergie pour le volume fiduciel de chacun des trois détecteurs (run 2003p). L'énergie est calculée comme étant la somme des énergies chaleur et ionisation pondérées par leurs résolutions respectives au carré. Les pics sont à une énergie de 8.98 et 10.37 keV_{ee} (leurs origines sont expliquées dans le texte). Les lignes correspondent à un ajustement gaussien, la largeur à mi-hauteur obtenue est indiquée sur les figures (elle est identique pour les deux pics).

Cette paramétrisation permet de retrouver un rapport chaleur sur ionisation de 1, comme le montre la figure 4.8 où la distribution corrigée est représentée par des cercle noirs •. Elle a de plus l'avantage de conserver intact le gain mesuré à 122 keV. Le terme α permet d'aligner à 1 le rapport $\frac{E_c}{E_I}$ pour des énergies inférieures à 122 keV et le terme β permet de changer de façon graduelle la pente de la correction à plus haute énergie.

4.3 Les résolutions des différentes voies

Les valeurs des résolutions de chacune des voies interviennent dans la détermination des zones de reculs nucléaires et électroniques qui entrent dans la définition de la sélection des reculs nucléaires et du rejet des reculs électroniques (cf. § 4.4). De plus, les résolutions ligne de base permettent de juger de l'état de fonctionnement d'un détecteur. En effet, les différentes résolutions ne doivent pas varier au

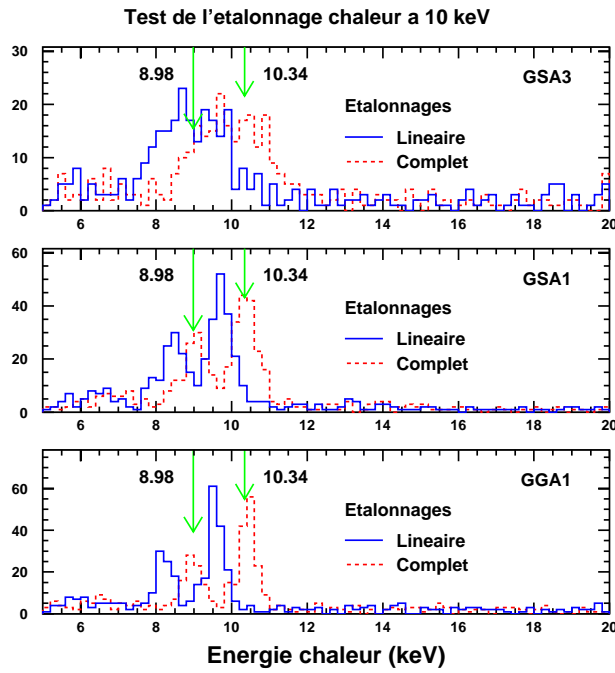
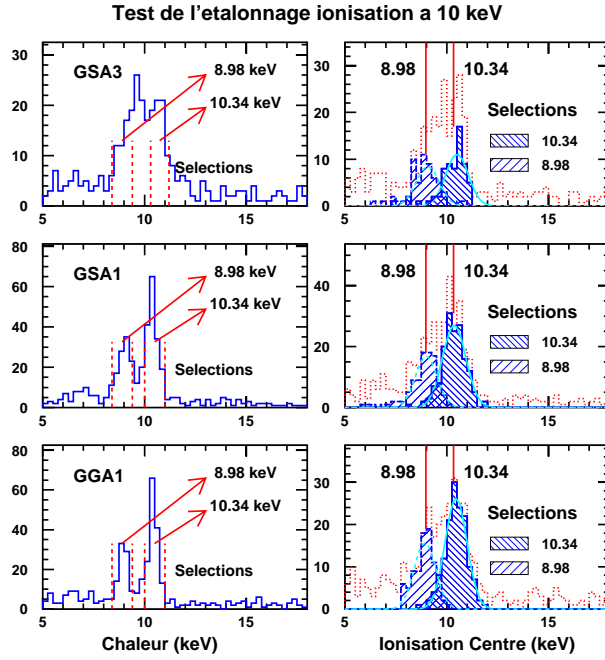


FIG. 4.7 – Vérification de la position des pics des X devant se trouver à 8.98 et 19.37 keV pour la voie ionisation (haut) et chaleur (bas).

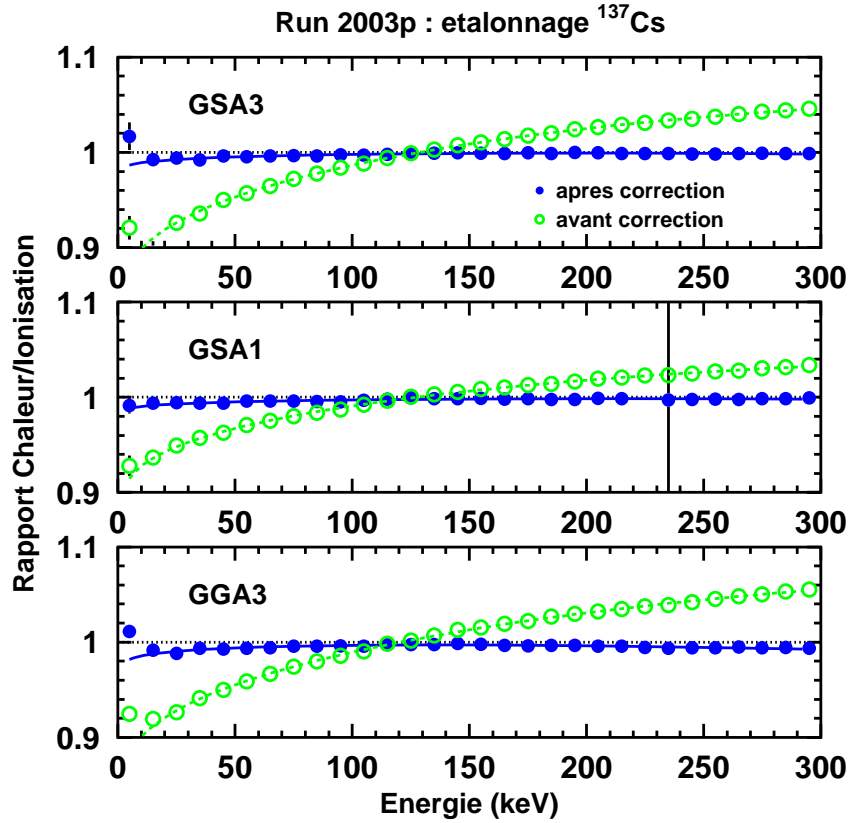


FIG. 4.8 – Correction de la non-linéarité du gain de la voie chaleur pour un run d'étalonnage gamma avec une source de ^{137}Cs . Les cercles blancs montrent la variable $\frac{E_C}{E_I}$ en fonction de E_I avant la correction et les cercles noirs après la correction.

cours d'un même run si les conditions expérimentales sont stables. Si, au contraire, on remarque de fortes variations dans les valeurs de ligne de base, on peut soupçonner un problème avec le détecteur ou son environnement.

Pour chacune des voies, deux valeurs de résolutions sont mesurées : une pour la ligne de base et une autre pour les pics photoélectriques du ^{57}Co . Les résolutions varient avec l'énergie comme [146] :

$$\sigma_{I,C} = \sqrt{\sigma_{I,C}^2(0) + a_{I,C}^2 E_{I,C}^2} \quad (4.10)$$

où $a_{I,C}$ sont des facteurs déterminés à partir des résolutions à 122 keV obtenues avec une source ^{57}Co :

$$a_{I,C} = \frac{\sqrt{\sigma_{I,C}^2(122) - \sigma_{I,C}^2(0)}}{122} \quad (4.11)$$

La mesure de $\sigma_{I,C}(122)$ se fait lors de l'ajustement des deux pics photoélectriques (cf. fig. 4.5). La valeur de $\sigma_C(122)$ est aussi déduite des largeurs des distributions des rapport E_C/E_I , une fois $\sigma_I(122)$ mesuré.

Pour déterminer les résolutions des lignes de base ($\sigma_{I,C}(0)$) on regarde la distribution des amplitudes des événements dont la synchronisation a été donnée par une autre voie que celle que l'on étudie. La valeur de $\sigma(0)$ est obtenue par un ajustement gaussien de cette distribution. On exclut de cette distribution les événements où la synchronisation est donnée par la voie étudiée, car dans ce cas, on a probablement déclenché sur une fluctuation due au bruit. Pour ces événements, dans le run 2003p, il apparaît alors un pic à ~ 1.8 keV correspondant à la plus grande fluctuation moyenne dans l'échantillon de 20 ms utilisé par l'algorithme de déclenchement (cf. § 3.2).

Les valeurs des résolutions obtenues pour le run 2003p sont listées dans la table 4.1. La résolution en ligne de base de l'ionisation totale est calculée à partir de :

$$\sigma_I^2(0) = \sigma_i^2(0) + \sigma_g^2(0) \quad (4.12)$$

TAB. 4.1 – Résolutions à mi-hauteur (LTMH) en keV_{ee} pour les signaux chaleur et ionisation lors du run 2003p. Les erreurs indiquées sont statistiques.

Décteur	Résolution ligne de base (keV_{ee})			Chaleur	Résolution à 122 keV_{ee} (keV_{ee})	
	Centre	Ionisation			Ionisation	Chaleur
		Garde	Total			
GSA3	1.05 ± 0.02	1.37 ± 0.07	1.73 ± 0.07	1.67 ± 0.01	2.4 ± 0.2	3.5 ± 0.5
GSA1	1.17 ± 0.03	1.44 ± 0.04	1.85 ± 0.05	0.762 ± 0.005	2.8 ± 0.1	3.5 ± 0.5
GGA3	1.14 ± 0.04	1.63 ± 0.05	1.99 ± 0.06	0.401 ± 0.002	3.1 ± 0.1	3.4 ± 0.5

4.4 Étalonnage neutron

L'étude des étalonnages neutron est une étape incontournable et essentielle pour ce travail de thèse. L'analyse correcte des données de physique dépendra de la maîtrise et de la bonne compréhension de ces étalonnages. Les trois points importants à étudier lors de l'analyse d'un run d'étalonnage neutron sont les suivants :

- ★ Détermination de la zone de reculs nucléaires sur le plot (Q , E_R) pour chacun des détecteurs et chacune des configurations. Dans notre analyse, cette zone correspond à une efficacité de 90 % pour la détection des reculs nucléaires induits par les collisions élastiques de neutrons (§ 4.4.1)
- ★ Calcul du volume fiduciel de chacun des détecteurs (§ 4.4.3)
- ★ Détermination des seuils en énergie de recul (§ 4.4.5)

Les runs d'étalonnage neutron consistent à placer une source émettrice de neutrons assez proche des détecteurs pour étudier la réponse de ceux-ci à des reculs nucléaires. Ces runs sont extrêmement importants car les WIMPs recherchés induisent aussi des reculs nucléaires. La source utilisée dans EDELWEISS-I est une source de ^{252}Cf émettrice de neutrons mais aussi de γ . Dans l'annexe A se trouvent les résultats de mesures effectuées quant à la composition isotopique de cette source et de son activité en terme de nombre de neutrons émis par seconde.

Les trois points cités plus haut seront détaillés successivement dans cette section. Un intérêt supplémentaire des neutrons est leur capacité à faire des interactions multiples en particulier entre deux ou plusieurs détecteurs. Cet atout nous sera utile pour la suite.

4.4.1 Zone de reculs nucléaires

La première étude à mener à partir des runs d'étalonnage neutron est la détermination de la position de la zone de reculs nucléaires dans le bi-plot (Q , E_R).

La figure 4.9 montre les données enregistrées lors d'un run d'étalonnage neutron avec une source de ^{252}Cf par le détecteur GGA3 lors du run 2003p. Dans cette section, nous allons nous baser sur cet exemple mais le traitement est identique pour les autres détecteurs ainsi que pour le run 2003i.

Dans le plan (Q , E_R), on distingue nettement deux populations : la première centrée, sur la droite $Q = 1$, est constituée des reculs électroniques et la deuxième, centrée vers $Q = 0.3$, des reculs nucléaires.

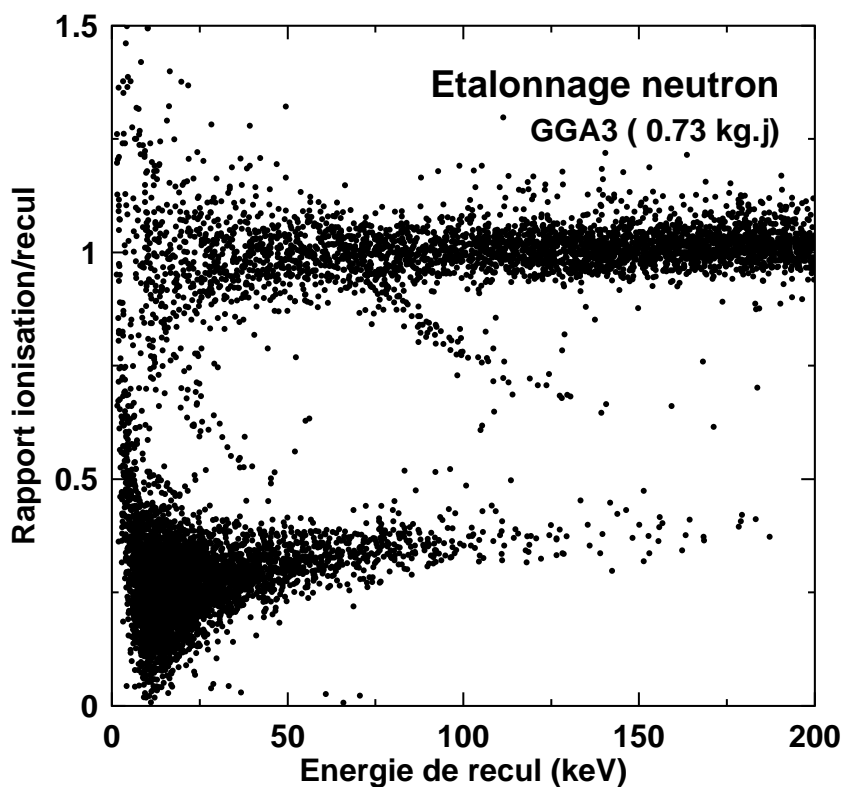


FIG. 4.9 – Distribution du facteur de quenching Q en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données expérimentales enregistrées dans le volume fiduciel de GGA3 lors d'un étalonnage neutron avec une source de ^{252}Cf .

A partir de ces données, on cherche à calculer la zone de reculs nucléaires où doivent se retrouver 90 % des reculs nucléaires dus aux interactions élastiques des neutrons.

Pour trouver la dépendance en E_R de Q_n , on divise les données en plusieurs intervalles entre 0 et 150 keV. Au-dessus de 150 keV, il n'y a presque plus de neutrons, le calcul n'a pas d'intérêt pour notre

étude. Pour rendre les histogrammes plus lisibles, on choisit d'utiliser une variable notée D définie par :

$$D = \frac{Q - Q_n^{ref}}{1 - Q_n^{ref}} \quad (4.13)$$

avec $Q_n^{ref} = 0.16 E_R^{0.18}$. Cette variable permet d'avoir les reculs électroniques ($Q = Q_\gamma = 1$) centrés en $D_\gamma = 1$ et les reculs nucléaires centrés en $D_n = 0$, dans la mesure où Q_n^{ref} est proche de la vraie dépendance de Q_n avec E_R . Comme D_γ et D_n ne dépendent pas de E_R , la largeur des pics est uniquement due aux résolutions expérimentales et non à la variation de Q_n en fonction de E_R . La figure 4.10 montre les distributions de D pour $20 < E_R < 40$ keV et $40 < E_R < 80$ keV.

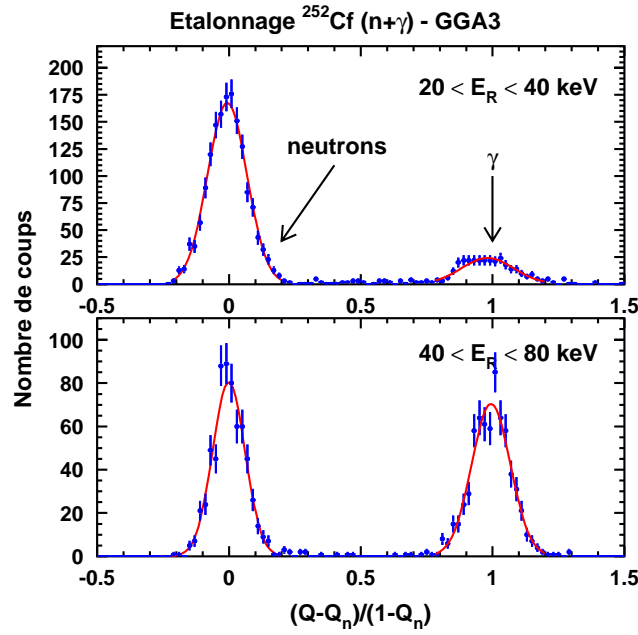


FIG. 4.10 – Distribution de la variable D pour les données de GGA3 correspondant à la figure 4.9 pour deux intervalles en E_R , 20–40 et 40–80 keV. Les deux distributions centrées en 0 et 1 représentent respectivement les reculs nucléaires et électroniques. Le trait plein correspond à un ajustement gaussien permettant de déterminer le centroïde et le σ de chaque population pour chaque tranche d'énergie.

La distribution des reculs électroniques est gaussienne. On peut donc paramétrer la zone de reculs électroniques avec $|Q - \langle Q_\gamma \rangle| > 3.29\sigma_{Q_\gamma}$ où σ_{Q_γ} est la déviation standard de Q_γ , que l'on détermine à partir des données expérimentales. La distribution de Q_γ n'est sans doute pas gaussienne jusqu'à 3.29σ mais il est difficile de trouver un échantillon de gammas assez pur pour le vérifier. Le choix de 3.29σ est néanmoins fait en tant que coupure conservatrice pour rejeter le plus grand nombre de reculs électroniques.

La distribution de D est gaussienne jusqu'à $\sim 2\sigma$ pour les reculs nucléaires. On peut donc paramétrer la zone d'acceptance à 90 % pour les reculs nucléaires par $|Q - \langle Q_n \rangle| \leq 1.645\sigma_{Q_n}$, avec $\langle Q_n \rangle$ la valeur moyenne de Q_n et σ_{Q_n} sa déviation standard, que l'on détermine à partir des données expérimentales.

Pour cela, on détermine la valeur moyenne de D_n et D_γ ainsi que leurs écart-types respectifs grâce à un ajustement de deux gaussiennes. L'ajustement des deux populations montre qu'elles se répartissent bien de façon gaussienne autour de 0 et 1 et ce pour tous les intervalles en énergie de recul. Les résultats de cet ajustement sont traduits en termes de valeurs moyennes et de dispersions sur $Q_{n,\gamma}$ (cf. fig. 4.11). Les équations permettant d'exprimer la variation de $\sigma_{Q_{n,\gamma}}$ et $Q_{n,\gamma}$ en fonction de E_R , σ_I et σ_C sont les suivantes :

$$\langle Q_\gamma \rangle = 1 \quad (4.14)$$

$$\sigma_{Q_\gamma} = \frac{1 + \frac{V}{3}}{E_R} \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_C^2} \quad (4.15)$$

$$\langle Q_n \rangle = \alpha E_R^\beta \quad (4.16)$$

$$\sigma_{Q_n} = \frac{1}{E_R} \sqrt{\left[\left(1 + \frac{V}{3} \right) \langle Q_n \rangle \sigma_C \right]^2 + \left[\left(1 + \frac{V}{3} \langle Q_n \rangle \right) \sigma_I \right]^2 + C^2 E_R^2} \quad (4.17)$$

Pour les valeurs centrales des zones de reculs, on considère les équations (4.14) et (4.16). Sur la figure 4.11(a) et (c), on représente les centroïdes déterminés à partir des ajustements gaussiens (cf. fig. 4.10) en fonction de l'énergie de recul. En ce qui concerne les reculs électroniques, les écarts de $\sim 4\%$ pour $E_R < 20$ keV sont dus aux biais liés à la présence de collisions inélastiques (cf. § 4.4.2). Pour $E_R > 20$ keV, l'écart par rapport à 1 est très faible, $\sim 1\%$ et correspond à une fiabilité meilleure que 0.4 % sur les étalonnages des voies ionisation et chaleur. Pour les reculs nucléaires, les données sont bien reproduites par une fonction du type de l'équation (4.16) avec $\alpha = 0.142$ et $\beta = 0.201$. La paramétrisation utilisée par EDELWEISS a été déterminée dans [128] avec $\alpha = 0.16$ et $\beta = 0.18$. Celle-ci est représentée en tirets sur la figure 4.11(c). La différence avec l'ajustement des données expérimentales est très faible.

Sur la figure 4.11(b) et (d), on représente les valeurs de $\sigma_{Q_{\gamma,n}}$ en fonction de l'énergie de recul auxquels on superpose les valeurs attendues à partir des équations (4.15), (4.17) et (4.10) et des résolutions expérimentales de la table 4.1. On utilise les mêmes résolutions pour les données de physique et pour l'étalonnage neutron car lors du run 2003p, elles ont été très stables.

La constante C apparaissant dans l'équation (4.17) et introduite dans les références [142, 146] décrit les fluctuations du facteur de quenching Q_n . Celles-ci sont dues aux diffusions multiples et à la nature stochastique du processus d'arrêt des reculs nucléaires dans le germanium. Ces effets s'ajoutent donc à la largeur σ_{Q_n} telle qu'évaluée uniquement à partir des résolutions expérimentales. Sur la figure 4.11(d), on observe, tout comme dans la référence [142], qu'une valeur $C = 0.035$ permet de bien reproduire les données expérimentales.

Lors d'un étalonnage en reculs nucléaires, les neutrons produisent des interactions multiples. Celles-ci vont légèrement dégrader la zone de reculs nucléaires en diminuant $\langle Q_n \rangle$ et en augmentant légèrement σ_{Q_n} [142]. Comme les WIMPs ne produisent pas d'interactions multiples, il faudrait redéfinir une nouvelle zone de reculs nucléaires. Ce travail a été fait dans [146]. La conclusion est que, prendre comme zone de reculs nucléaires pour les WIMPs la même que celle définie par les neutrons est acceptable et conservatif. C'est donc la zone de reculs nucléaires définie par les étalonnages neutrons que nous utiliserons.

Il a donc été choisi de continuer à utiliser la même définition de la zone de reculs nucléaires que dans [129, 130], c'est-à-dire : une distribution gaussienne centrée sur $0.16 E_R^{0.18}$ dont la largeur σ_{Q_n} est donnée par l'équation (4.17) à partir des résolutions ionisation totale et chaleur (σ_I et σ_C) (cf. tab. 4.1).

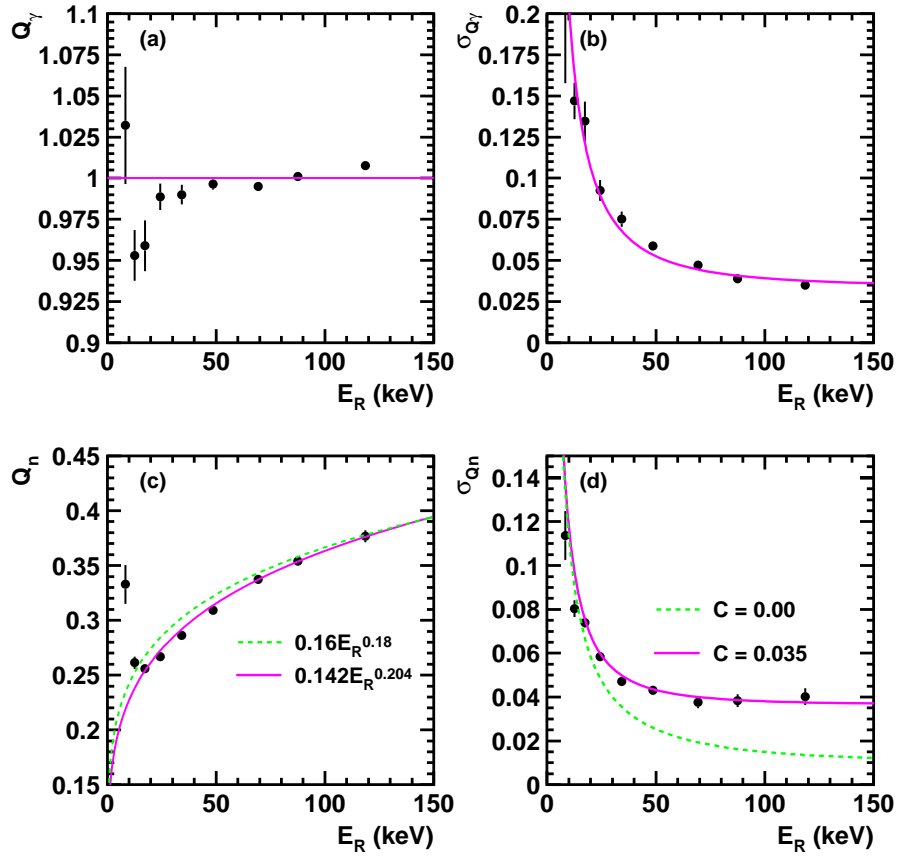
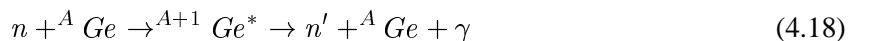


FIG. 4.11 – Vérification des largeurs et positions des zones de reculs nucléaires et électroniques. Les points correspondent aux données expérimentales enregistrées par GGA3 lors d'un étalonnage avec une source de neutrons. Les différentes courbes correspondent aux valeurs attendues pour ces largeurs et ces positions d'après les équations (4.14)-(??).

4.4.2 Les collisions inélastiques

Lors des étalonnages en reculs nucléaires des détecteurs, on obtient typiquement la figure 4.9. Or sur celle-ci, on voit nettement une ligne d'événements sortant de la zone de reculs électroniques, débutant à une énergie de recul proche de 60 keV. Une deuxième ligne apparaît plus difficilement, débutant vers 10 keV. Cette section a pour but de démontrer que ces événements ne sont pas dus à une mauvaise collecte de charge mais à un autre phénomène associé aux neutrons : les collisions inélastiques de neutrons sur les noyaux de la cible.

Les détecteurs utilisés pour EDELWEISS-I ont un absorbeur en germanium dont les isotopes stables sont les ^{70}Ge , ^{72}Ge , ^{73}Ge , ^{74}Ge et le ^{76}Ge . Lors de l'interaction de neutrons avec le cristal, il y a des collisions élastiques qui créent des reculs de noyaux mais aussi des collisions inélastiques qui peuvent, en plus, exciter certains niveaux des noyaux. Cette collision inélastique s'écrit comme :



Il y a donc émission d'un γ à une énergie précise, correspondant à celle du niveau excité¹. Si le gamma est émis rapidement, son énergie du gamma s'additionne à celle du recul. Dans notre expérience, les temps de montée des signaux chaleur et ionisation sont respectivement de l'ordre de 10 ms et de 10 μ s. Parmi les différents niveaux excités du germanium donnant lieu à des émissions gamma avec une énergie inférieure à une centaine de keV, deux ont un temps de vie inférieur à quelques μ s. Ce sont 2 niveaux du ^{73}Ge [147] :

- $E_1 = 13.26$ keV avec $t = 2.95$ μ s
- $E_2 = 68.75$ keV avec $t = 1.74$ ns

Dans le ^{73}Ge , il existe aussi un niveau à 66.7 keV mais avec un temps de vie de 0.5 s pour lequel, dans nos détecteurs, les impulsions associées au recul et au gamma sont séparées dans le temps. Les autres états excités du germanium avec des temps de vie courts sont à plus haute énergie ($E_\gamma > 500$ keV). Ce sont par exemple les raies à 596 keV du ^{74}Ge et celle à 563 keV du ^{76}Ge . Or, le plus souvent, pour $E_\gamma > 150$ keV, le recul nucléaire est associé à un électron Compton (cf. § 3.1.1) et il n'y a pas de pic identifiable.

Pour voir si ces états inélastiques peuvent expliquer les points de la figure 4.9, on introduit les variables suivantes : E_γ l'énergie du gamma émis lors de la désexcitation, E_R l'énergie de recul mesurée par le détecteur et E'_R définie par $E'_R = E_R - E_\gamma$ qui correspond à la vraie énergie de recul dans le cas d'une collision inélastique. On a également $\langle Q_n(E'_R) \rangle = 0.16 E_R^{0.18}$ et on note $Q = \frac{E_I}{E_R}$ le facteur de quenching mesuré.

L'énergie de recul mesurée, E_R , est donnée par l'équation (3.19) avec

$$E_I = \langle Q_n(E'_R) \rangle E'_R + E_\gamma \quad (4.19)$$

$$E_C = E_\gamma + \frac{E'_R}{1 + \frac{V}{3}} \left(1 + \frac{\langle Q_n(E'_R) \rangle V}{3} \right) \quad (4.20)$$

Donc

$$Q = \frac{E_I}{E_R} = \frac{\langle Q_n(E'_R) \rangle E'_R + E_\gamma}{E'_R + E_\gamma} \quad (4.21)$$

Cette relation permet de déterminer l'équation paramétrique des 2 populations de la figure 4.9. En remplaçant E'_R par $(E_R - E_\gamma)$, on obtient la paramétrisation suivante pour Q en fonction de E_R pour une valeur E_γ donnée :

$$Q = \frac{0.16(E_R - E_\gamma)^{1.18} + E_\gamma}{E_R} \quad (4.22)$$

A gauche de la figure 4.12, on représente les deux populations dues aux interactions inélastiques sous la forme de l'équation (4.22) par $Q(E_R)$, pour les deux valeurs de $E_\gamma = 13.26$ et 68.75 keV (trait plein). L'accord dans le cas du niveau à 68.75 keV est manifeste.

Afin de mieux vérifier la présence de ces gammas, et en particulier pour le niveau à 13.26 keV, il est plus pratique de transformer le plan (E_R, Q) en une distribution de E_γ . En supposant $\langle Q_n(E'_R) \rangle = 0.16 E_R^{0.18}$, on obtient :

$$E_\gamma = E_R - E'_R \quad (4.23)$$

$$E'_R = E_R \frac{1 - Q}{1 - \langle Q_n(E'_R) \rangle} \quad (4.24)$$

¹Dans certains cas, il peut s'agir d'un électron de conversion.

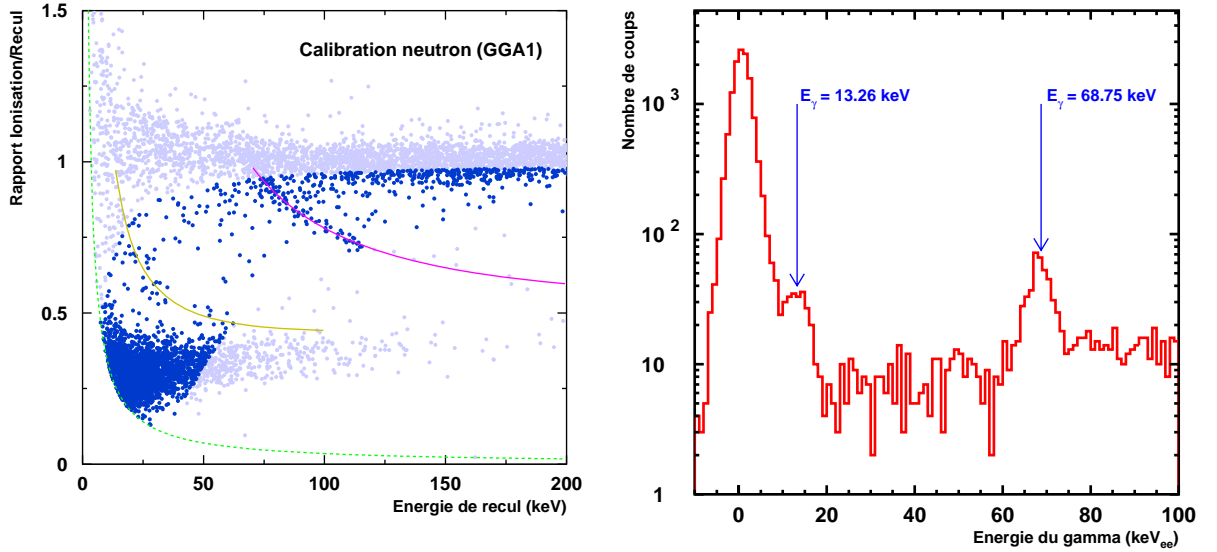


FIG. 4.12 – La figure de gauche montre les données de l'étalonnage en reculs nucléaires dans le volume fiduciel du détecteur GGA1 dans le plan (Q, E_R) . Les points clairs correspondent à tous les événements et les points foncés ceux sélectionnés par la coupure en E_R . Les traits pleins représentent les régions où sont attendues les inélastiques. La partie gauche représente les données sélectionnées projetées suivant E_γ . Trois pics sont distinguables à 0, 13.26 et 68.75 keV.

Cependant, on voit que E_R' apparaît dans les deux membres de l'équation (4.24). Pour trouver E_R' , on fait donc plusieurs itérations. La première étape consiste à prendre E_R comme premier estimé de E_R' pour obtenir une seconde estimation plus précise, que l'on réintroduira dans l'expression de $\langle Q_i(E_R') \rangle$ dans l'équation (4.24). On réitère cela jusqu'à avoir convergence.

A droite de la figure 4.12, on représente la distribution de E_γ où on devrait voir les deux pics correspondants aux deux niveaux excités. Afin d'éliminer les reculs électroniques purs, on sélectionne les événements avec $5 < E_R' < 50$. Les événements ainsi sélectionnés sont représentés en points foncés sur la partie gauche de la figure 4.12.

Le premier pic apparaissant sur la droite de la figure 4.12 à $E_\gamma = 0$ keV correspond aux interactions élastiques de neutrons, donc sans émission de gammas. Les deux autres pics sont à 13.26 et 68.75 keV et correspondent bien aux états excités attendus dans le ^{73}Ge .

4.4.3 Volume fiduciel

Un événement est dit fiduciel si plus de 75 % de sa charge est collectée sur l'électrode centrale, soit : $E_i > 3E_g$ où E_i est l'énergie d'ionisation déposée dans le centre et E_g celle déposée dans la garde. La mesure la plus précise du volume du détecteur correspondant à cette coupure utilise les données des runs neutrons, car ceux-ci interagissent uniformément dans tout le volume. La technique et les résultats de ces mesures sont présentées dans [146] et ne seront pas détaillées ici. Dans [142], cette mesure a été effectuée pour chacun des détecteurs utilisés dans EDELWEISS-I, GSA3, GSA1 et GGA3. Pour ces détecteurs, le volume fiduciel correspond à 58 ± 1 % du volume total. Pour être conservatif, il a été décidé d'utiliser

une valeur de 57 %.

4.4.4 Les coïncidences

Un des avantages de l'étalonnage neutron est la présence d'un grand nombre de coïncidences dans les données. Dans la suite, nous définirons les coïncidences comme un événement où une interaction a eu lieu dans le volume fiduciel d'un détecteur et une deuxième dans le volume total d'un autre détecteur. Il existe donc trois sortes de coïncidences : entre deux reculs nucléaires, entre deux reculs électroniques et entre un recul nucléaire et un recul électronique.

La table 4.2 liste les pourcentages d'interactions simples, doubles et même triples enregistrés dans les trois détecteurs lors du run 2003p. Comme on s'y attend, le détecteur GSA1, qui est placé entre les deux autres, enregistre le taux le plus élevé d'interactions doubles neutron-neutron ou neutron-gamma. On retrouve aussi un taux d'interactions simples sur doubles d'environ 10.

TAB. 4.2 – Pourcentage d'interactions simples ou multiples observées lors du run d'étalonnage neutron (run 2003p), en demandant $E_R \geq 15$ keV dans le premier détecteur. Les erreurs statistiques sont de l'ordre de 0.2 %.

Détecteur	Pourcentage d'événements			
	simples	n-n	n- γ	triples
GSA3	83.7	11.8	2.9	1.6
GSA1	79.1	15.7	4.4	0.7
GGA3	87.5	9.0	2.5	1.0

4.4.5 Seuils en énergie

Les étalonnages en reculs nucléaires permettent aussi de déterminer l'efficacité de détection des reculs nucléaires en fonction de l'énergie de recul. Par la suite, on appellera "seuil expérimental" l'énergie pour laquelle l'efficacité atteint la moitié de sa valeur maximale.

La particularité des étalonnages avec une source de neutrons est le grand nombre d'événements où un seul neutron touche plusieurs détecteurs (cf. § 4.4.4). Dans ces coïncidences, tous les signaux ionisation sont synchronisés sur le signal ayant la plus grande amplitude. Il est donc possible d'identifier dans un détecteur des événements avec un signal ionisation inférieur à 2.5 keV_{ee} qui auraient pu être masqués par le bruit s'il n'y avait pas eu de coïncidence avec un signal plus important dans un autre détecteur. Ces coïncidences permettent d'utiliser comme population de référence, pour la mesure de l'efficacité, les événements définis pour un détecteur, comme ceux où un neutron a été enregistré dans un autre détecteur, indépendamment de la présence ou non d'un neutron dans le détecteur étudié.

La figure 4.13(a) montre la distribution des valeurs de (Q, E_R) enregistrées dans GGA3 pour les événements sélectionnés uniquement sur la base d'un signal neutron observé dans GSA1 ou GSA3. Dans la plupart des cas, aucun signal n'est observé dans GGA3. Les événements avec E_I et E_C proches de zéros apparaissent pour la plupart le long de l'axe $E_R = 0$ sur la figure 4.13(a). On remarque cependant un grand nombre d'événements dans les régions où sont attendus les reculs nucléaires et électroniques.

Les figures 4.13(b)–(d) montrent comment cette population de référence évolue au fur et à mesure des coupures effectuées.

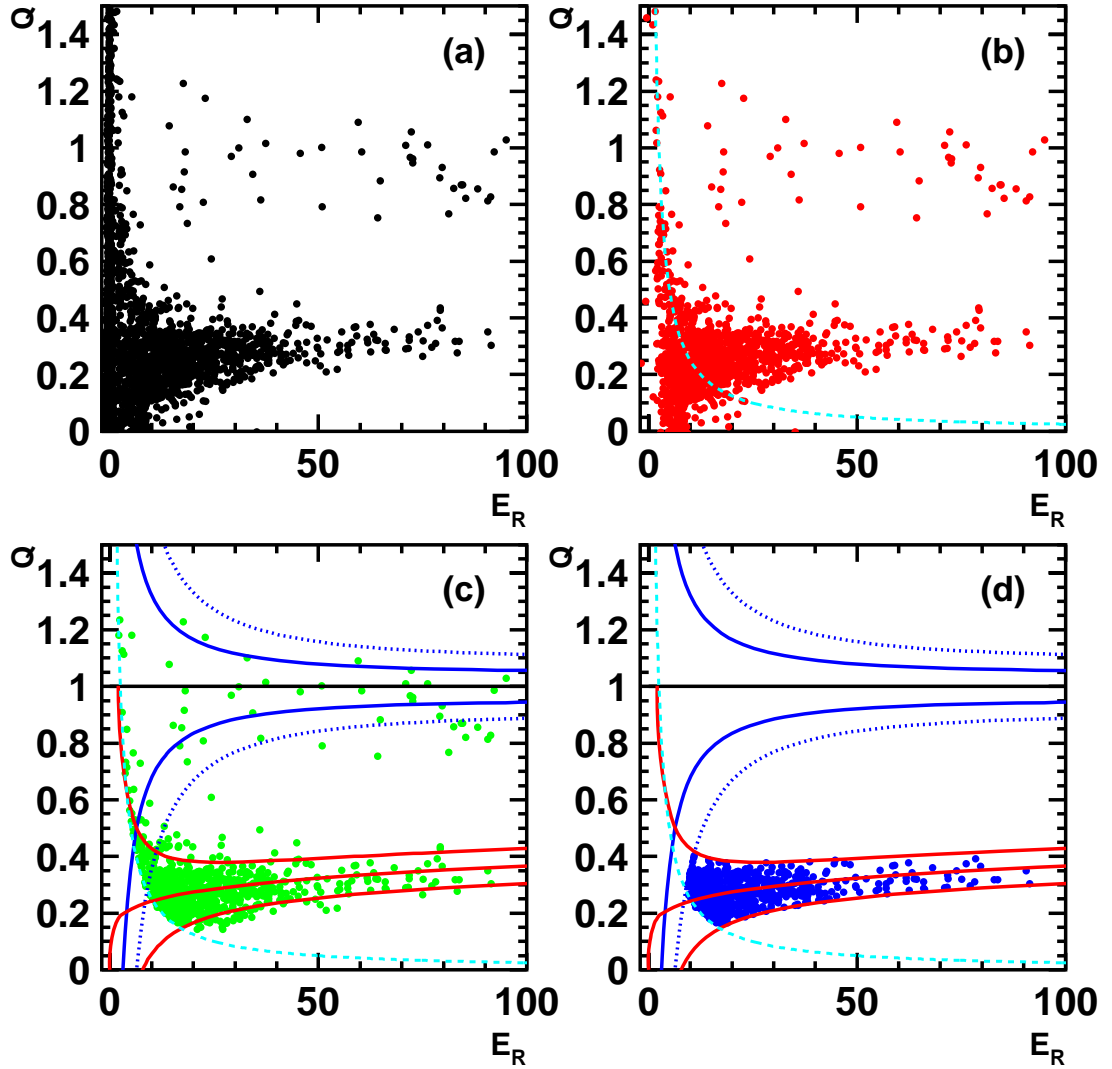


FIG. 4.13 – Distributions du facteur de quenching en fonction de l'énergie de recul des événements sélectionnés par chacune des quatre coupures.

La première coupure consiste à ne garder que les événements où le déclenchement en ligne a repéré une amplitude dans GGA3 au-dessus du seuil², $E_C = 1.6 \text{ keV}_{ee}$ dans ce cas. Cette coupure supprime la plupart des événements avec $E_R \sim 0$ (cf. fig. 4.13(b)).

La figure 4.13(c) montre le résultat d'une coupure à $E_T > 2.5 \text{ keV}_{ee}$. Cette coupure est nécessaire car en deçà, 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 (cf. § 3.2). Cette coupure sert aussi à éliminer les événements dits NTD (cf. § 4.1.3).

Finalement, la figure 4.13(d) montre l'effet des deux dernières coupures de sélection des reculs

²Le programme d'acquisition sauvegarde pour chaque événement la liste des détecteurs ayant participé au déclenchement.

nucléaires, soit $|Q - \langle Q_n \rangle| \leq \pm 1.645 \sigma_{Q_n}$ et des reculs électroniques, soit $|Q - \langle Q_\gamma \rangle| > 3.29 \sigma_{Q_\gamma}$. Ces deux coupures permettent de ne garder que 90 % des reculs nucléaires et de rejeter 99.9 % des reculs électroniques, dans l'hypothèse où les distributions de Q_n et de Q_γ sont gaussiennes (cf. § 4.4.1 et 4.3).

La figure 4.14 montre la projection sur l'axe E_R des événements correspondants aux figures 4.13(a)-(d). La coupure sur le seuil ionisation de 2.5 keV_{ee} supprime beaucoup d'événements à basse énergie. La réjection des reculs électroniques provoque la chute nette à 9 keV. L'effet de toutes ces coupures

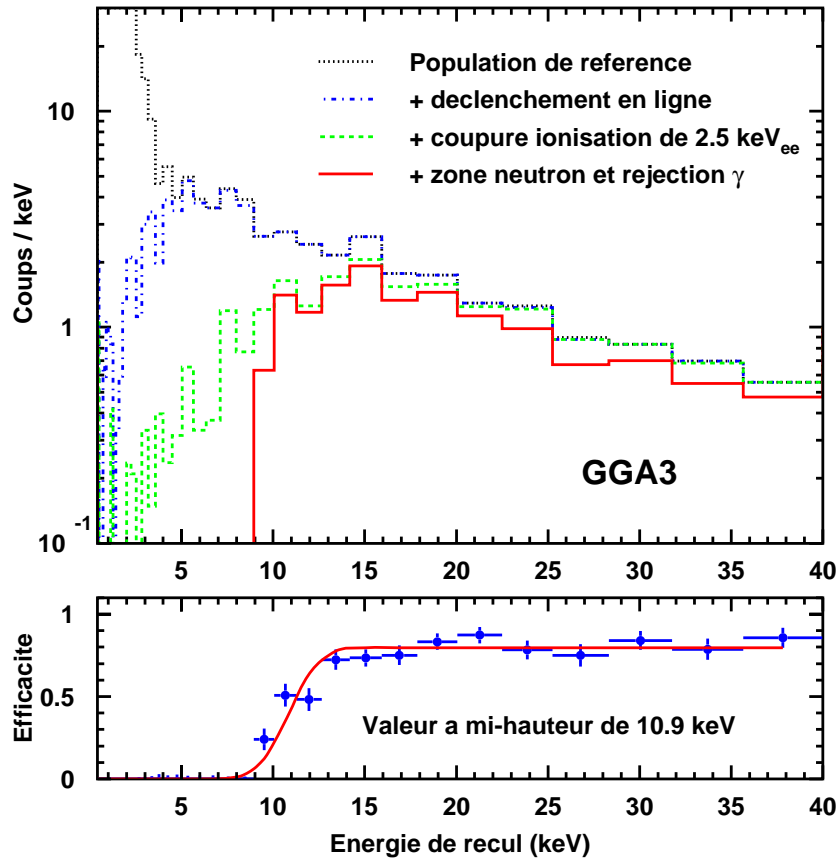


FIG. 4.14 – Mesure de l'efficacité en fonction de l'énergie de recul pour le détecteur GGA3 lors du run 2003p en utilisant les coïncidences neutrons enregistrées lors des prises de données avec une source de ^{252}Cf . En haut, spectre en énergie avec les différentes coupures effectuées (voir le texte). En bas, efficacité en fonction de l'énergie obtenue grâce aux spectres ci-dessus. La valeur maximale n'est pas de 90 % car les données ne sont pas corrigées de l'effet dû aux coïncidences neutron- γ .

sur l'efficacité de détection en fonction de l'énergie de recul est représenté sur la partie basse de la figure 4.14. Celle-ci est obtenue en divisant les histogrammes de la population d'événements sélectionnés par les coupures citées plus haut (trait plein) et celui de la population des événements de référence (pointillés). L'efficacité augmente avec l'énergie de recul jusqu'à une valeur maximale d'environ 80 %. L'efficacité maximale de détection n'est pas de 90 % à cause des gammas et des inélastiques présents

dans la population de référence mais exclus de la sélection finale. En se limitant aux reculs nucléaires purs dans GGA3 avec $Q < 0.5$, on retrouve une efficacité de 90 %.

On définit le seuil en énergie comme étant la valeur d'énergie de recul pour laquelle l'efficacité est la moitié de sa valeur maximale. Pour GGA3 lors du run 2003p, ce seuil en énergie de recul est de 10.9 ± 0.3 keV. Les différentes valeurs de seuils mesurés pour les autres détecteurs sont répertoriées dans la table 4.3. Dans la section 5.2.2, ces seuils mesurés seront comparés aux valeurs issues de la simulation.

TAB. 4.3 – *Seuils mesurés en énergie de recul pour les différents détecteurs lors du run 2003p. Les erreurs indiquées sont statistiques.*

Détecteur	Seuil mesuré (keV)
GSA3	12.9 ± 0.2
GSA1	11.7 ± 0.2
GGA3	10.9 ± 0.3

4.4.6 Conclusion sur les étalonnages neutrons

La figure 4.15 résume les différentes informations tirées des étalonnages neutrons, mis à part la mesure du volume fiduciel (§ 4.4.3) et l'étude des coïncidences (§ 4.4.4). On y représente les distributions de Q en fonction de E_R enregistrées lors de l'étalonnage neutron du détecteur GGA3 pendant le run 2003p. Les zones contenant 90 % des reculs nucléaires induits par les neutrons et 90 % des reculs électroniques induits par les gammas sont indiquées en trait plein (§ 4.4.1). On montre aussi, en pointillés, la zone correspondant à 99.9 % des reculs électroniques qui servira à rejeter le fond gamma. Les régions où l'on attend les reculs dus aux collisions inélastiques du ^{73}Ge (§ 4.4.2) sont représentées par des lignes en tirets-pointillés. La coupure faite à 2.5 keV_{ee} sur l'ionisation totale correspond à l'hyperbole en tirets. C'est cette coupure combinée à la réjection à 99.9 % des gammas qui est responsable du seuil de détection en énergie de recul de 11 keV pour ce détecteur (§ 4.4.5).

Avec ces données, on peut estimer de façon précise l'efficacité des détecteurs d'EDELWEISS à des reculs nucléaires induits par des WIMPs.

4.5 La sélection des reculs nucléaires

On peut maintenant faire une liste exhaustive des critères de sélection pour qu'un événement soit considéré comme un réel candidat WIMP dans le volume fiduciel du détecteur :

- ★ Plus de 75% de la charge collectée doit l'avoir été sur l'électrode centrale (coupure fiducielle)
- ★ Le signal ionisation doit être supérieur au seuil défini pour le run (en ligne ou lors de l'analyse, selon le type de déclenchement)
- ★ Les valeurs de Q et E_R doivent se trouver à l'intérieur de la bande de reculs nucléaires à 90 % d'efficacité correspondant à $\pm 1.645\sigma_{Q_n}$
- ★ Les valeurs de Q et E_R doivent se trouver en dehors de la bande de reculs électroniques à 99.9 % d'efficacité correspondant à $\pm 3.29\sigma_{Q_\gamma}$
- ★ Seul le détecteur en question doit avoir participé au trigger (événement simple)

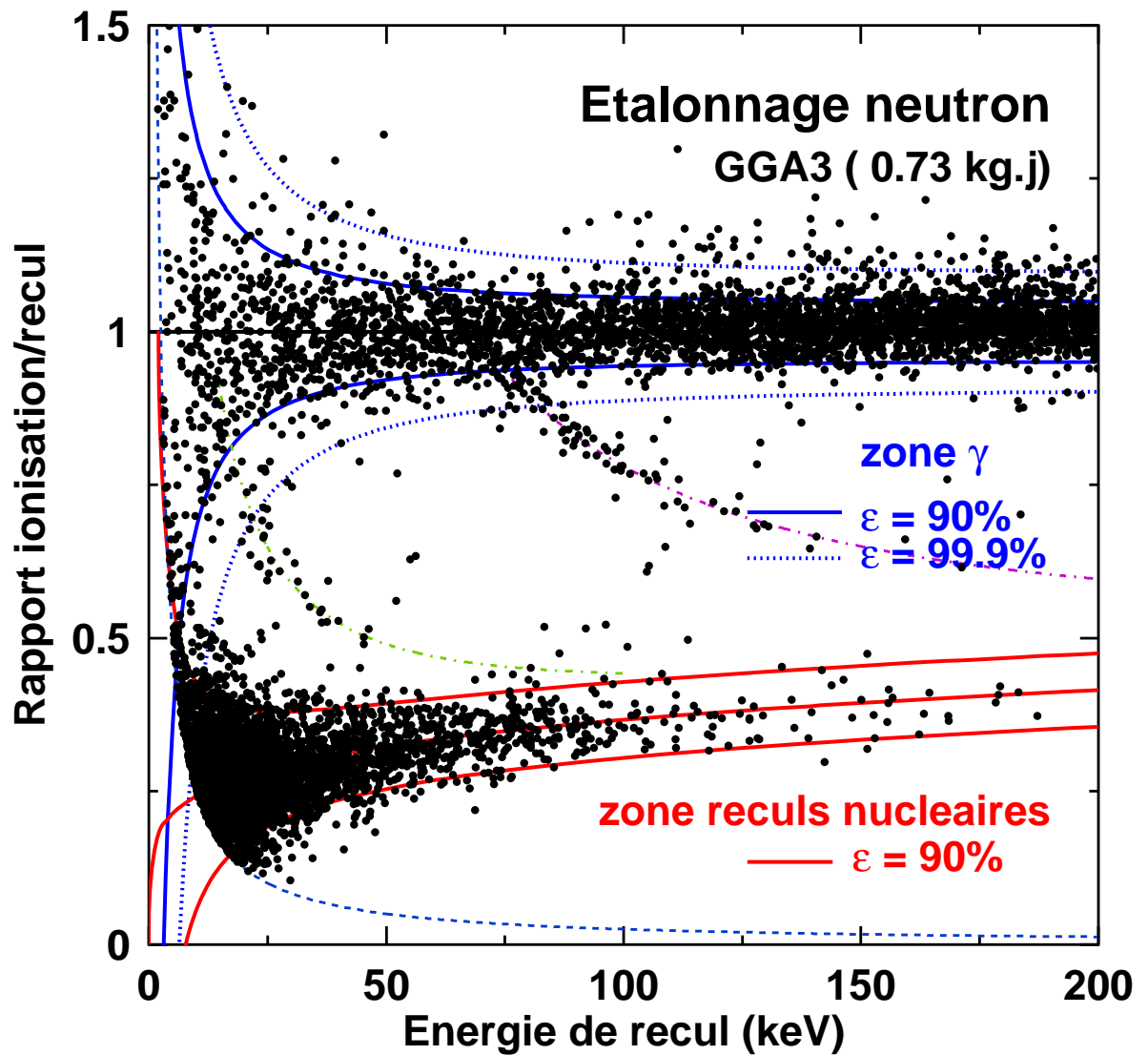


FIG. 4.15 – Distribution du facteur de quenching $Q = \frac{E_T}{E_R}$ en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données expérimentales enregistrées dans le volume fiduciel de GGA3 lors d'un étalonnage neutron avec une source de ^{252}Cf . Les lignes en trait plein représentent les bandes de reculs nucléaires et électroniques à $\pm 1.645\sigma_Q$ (90 %). Les lignes en pointillés représentent la bande de reculs électroniques à $\pm 3.29\sigma_Q$ (99.9 %). La ligne hyperbolique en tirets correspond au seuil en énergie d'ionisation. Les deux lignes en tirets-pointillés montrent les régions où sont attendus les événements associés à des collisions inélastiques de neutrons sur le ^{73}Ge (niveaux d'excitation de 13.26 et 68.75 keV).

Les zones de reculs nucléaires et électroniques sont définies pour chaque détecteur et pour chaque run à partir des équations (4.15) à (4.17).

Pour le run 2003p, on ajoute deux conditions :

- ★ Le signal chaleur doit être supérieur au seuil défini en ligne
- ★ Le χ^2 de l'ajustement avec un gabarit NTD doit être supérieur à celui de l'ajustement avec un gabarit normal

4.6 Test à grande statistique de la discrimination γ

L'étalonnage en énergie des signaux se fait avec une source de ^{57}Co , et la vérification de la réponse des détecteurs aux reculs nucléaires se fait avec une source de ^{252}Cf . Un troisième type d'étalonnage permettant de vérifier la collecte de charge se fait avec une source de ^{137}Cs . Celle-ci émet des gammas de 662 keV et permet une exposition plus uniforme de tout le volume des détecteurs. En deux semaines de prises de données, on accumule autant de gammas que pendant environ 2 ans de prises de données de physique. Cet étalonnage permet de tester, avec une grande statistique, que le rapport E_T/E_R ne comporte pas de queue due à de rares cas de mauvaise collecte de charge pouvant simuler un recul nucléaire. Des exemples seront discutés dans la section 6.1.1. Ce type d'étalonnage a permis de déterminer un rejet d'un facteur 10^4 du fond gamma en moyenne entre 0 et 200 keV.

Un test encore plus instructif a été effectué lors de l'étalonnage ^{137}Cs à haute statistique du run 2003p. Lors de cet étalonnage, un bruit de fond est apparu dans la zone de reculs nucléaires des trois détecteurs (cf. fig. 4.16).

En deux semaines, 25 événements ont été observés dans la zone de reculs nucléaires dont 4 coïncidences (2 n-n, 1 n- γ et 1 n- γ - γ). La répartition est la suivante : dans GSA3, 3 simples et 3 coïncidences ; dans GSA1, 7 simples et 4 coïncidences et dans GGA3, 15 simples et 2 coïncidences³.

Quelle est l'origine de ces événements inattendus et jamais observés auparavant dans des étalonnages gammas, quelqu'en soit la durée ? La présence de coïncidences entre deux reculs nucléaires fait penser à la présence de neutrons. Pour mieux se rendre compte de la nature de ces événements, la figure 4.17 présente les distributions de la variable D , définie par l'équation (4.13), pour cet étalonnage.

On y remarque que les quelques événements présents dans les zones de reculs nucléaires dans la figure 4.16 sont assez bien regroupés autour de $D = 0$, avec une dispersion similaire à celle observée dans les étalonnages neutrons. Ces distributions ainsi que la présence de coïncidences entre reculs nucléaires, nous ont convaincu de la justesse de l'hypothèse d'une contamination par un émetteur neutron. Les taux relatifs dans les trois détecteurs sont également compatibles avec ceux observés lors des étalonnages neutrons. C'est le détecteur GGA3 qui a le plus d'événements. Or, en observant la géométrie interne du cryostat (cf. fig. 3.6), on voit que GGA3 est le détecteur le plus proche de la trappe où sont insérées les sources. Une hypothèse est donc une contamination par du ^{252}Cf dans la trappe. Plus précisément, la contamination doit se trouver sur le porte-source de la source de ^{137}Cs , ce type de bruit de fond neutron n'étant apparu que pendant cet étalonnage.

Pour vérifier cette hypothèse, une mesure des gammas émis par le porte-source a été effectuée avec la diode bas-bruit en germanium GENTIANE placée au LSM. Cette mesure a confirmé la présence de gammas provenant du $^{249,251}\text{Cf}$ sur le porte-source (cf. § A.3.2). Une autre mesure a été faite sur un frotti de la trappe qui n'a montré aucune contamination de celle-ci. Ces mesures ont permis de confirmer une pollution en ^{252}Cf du porte-source. En comparant les taux de neutrons entre les runs ^{137}Cs et ^{252}Cf

³Dans cette comptabilité par détecteur, une coïncidence fiducielle-fiducielle compte double

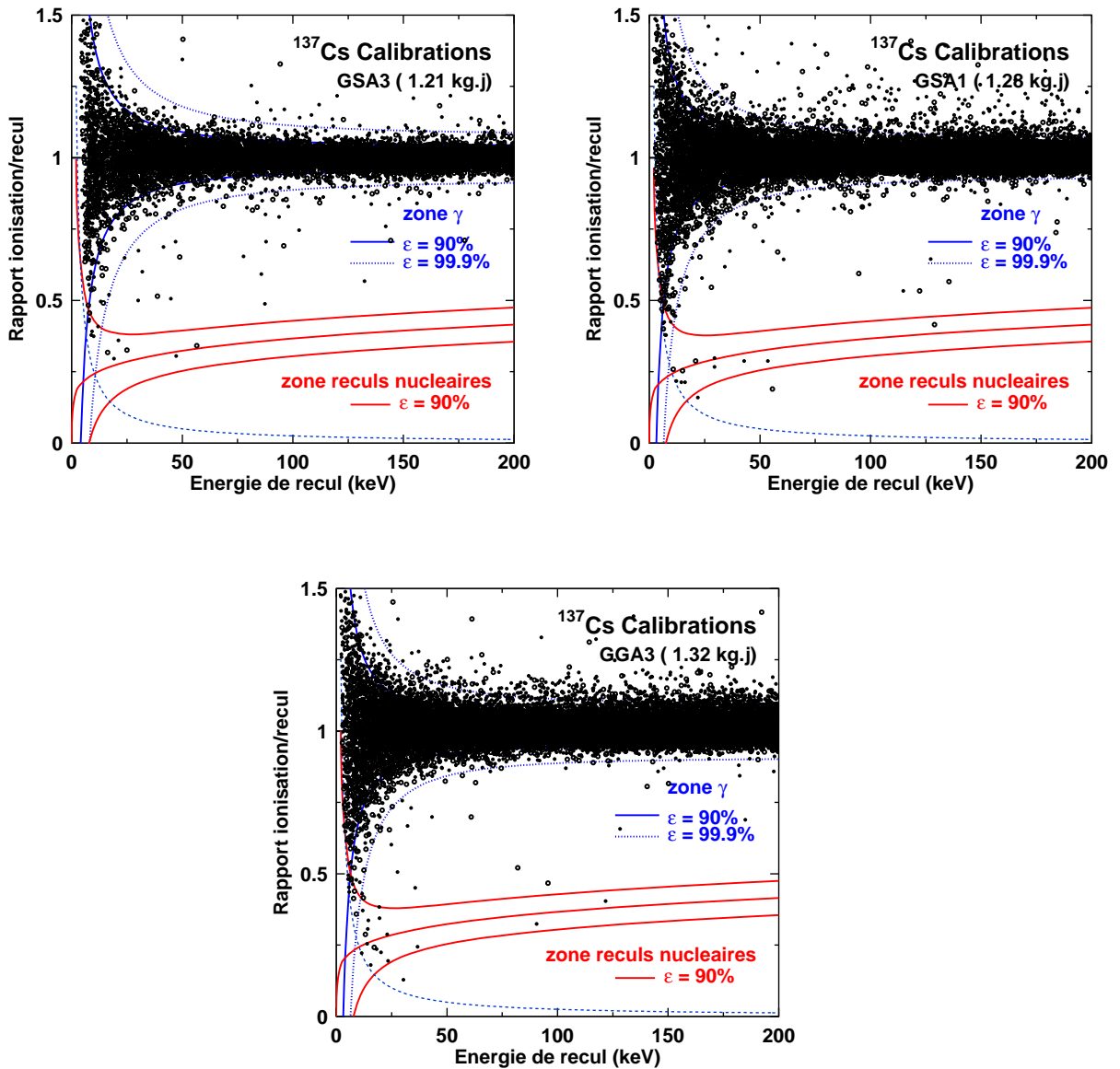


FIG. 4.16 – Distribution du facteur de quenching Q en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données expérimentales enregistrées dans le volume fiduciel des trois détecteurs durant un étalonnage à haute statistique avec une source de ^{137}Cs . Les lignes en trait plein représentent les bandes de reculs nucléaires et électroniques à $\pm 1.645\sigma_Q$ (90 %). Les lignes en pointillés représentent la bande de reculs électroniques à $\pm 3.29\sigma_Q$ (99.9 %). La ligne hyperbolique en tirets correspond au seuil en énergie d'ionisation. Les points correspondent à des interactions simples et les petits cercles à des interactions doubles ($n-n$ ou $n-\gamma$).

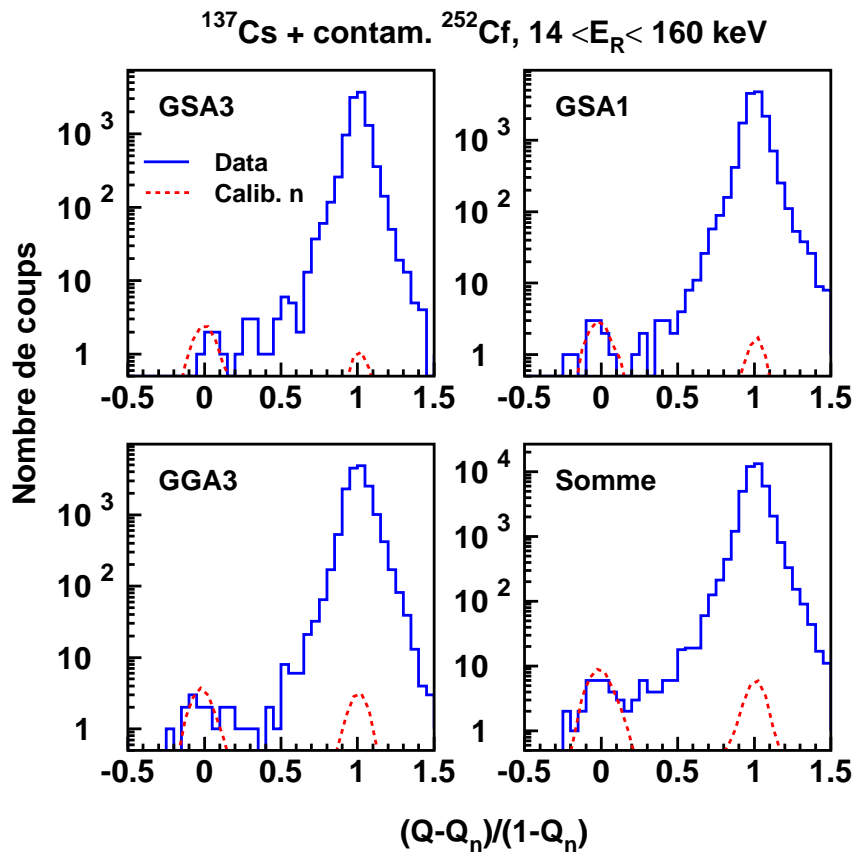


FIG. 4.17 – Distribution de la variable D pour les trois détecteurs ainsi que pour leur somme, lors de l'étalonnage gamma avec une source de ^{137}Cs . Les pointillés représentent la distribution de reculs nucléaires attendue à partir des données de l'étalonnage neutron, normalisée au pic de reculs nucléaires observé sur la somme.

(cf. fig. 4.17), on peut estimer que la contamination du porte-source est équivalente à 0.2 % de la totalité de la source ^{252}Cf , ce qui représente une source d'environ 2 neutrons/min placée à une distance de l'ordre de 30 cm des détecteurs. Une mauvaise manipulation des deux portes-sources réservés au ^{252}Cf et au ^{137}Cs est certainement à l'origine de cette pollution.

Cette contamination fortuite a été une sorte de test à l'aveugle de la capacité de nos détecteurs à discriminer les reculs nucléaires. En effet, nous avons réussi à identifier la présence d'une source induisant un taux de reculs nucléaires extrêmement faible et ce, en présence d'un fond gamma représentant environ 2 ans de prise de données sans source.

Chapitre 5

Les simulations

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit le processus d'analyse des données d'EDELWEISS-I. Avant de pouvoir interpréter nos résultats, trois types de simulations doivent être faites. La première consiste à simuler les reculs nucléaires induits par des neutrons dans nos détecteurs. En effet, dans le laboratoire, les neutrons constituent un bruit de fond, il faut donc estimer le nombre de neutron attendus dans nos détecteurs. Pour cela, on dispose d'une simulation complète de l'expérience, basée sur le code GEANT3, qui est décrite dans le paragraphe 5.1. Dans un premier temps, on détaillera les résultats d'une validation de cette simulation en simulant des reculs nucléaires induits par des neutrons issus d'une source, puis on étudiera les résultats de la simulation faite avec les neutrons issus de la roche. Le deuxième type de simulation intervient directement dans l'interprétation des résultats en terme de limites sur la section efficace. Il s'agit de simuler la réponse de nos détecteurs à un flux de WIMPs de masse donnée (cf. § 5.2). Enfin, le troisième type de simulation a porté sur la validation par la simulation d'une méthode développée par S. Yellin pour dériver des limites en présence d'un bruit de fond inconnu (cf. § 5.3). Le résultat de cette dernière simulation nous dira si cette méthode, telle que nous l'avons implémenté, peut être utilisée pour interpréter les résultats d'EDELWEISS-I.

5.1 Les neutrons

5.1.1 Introduction

L'étude de la réponse de nos détecteurs à des reculs nucléaires induits par des neutrons a une double importance. Les neutrons sont les seuls "outils" dont on dispose pour étalonner nos détecteurs en reculs nucléaires (cf. § 4.4) ; en même temps, ils constituent le bruit de fond le plus coriace dans la détection directe des WIMPs. En effet, il est très difficile de distinguer un événement dû à un WIMP de celui dû à un neutron car ils produisent tous deux un recul nucléaire. Ils apparaîtront donc dans la même région dans le plan (Q, E_R) . Par contre un même neutron peut interagir dans plusieurs détecteur à la fois. En effet, la section efficace d'interaction d'un neutron avec un noyau est de l'ordre du barn contrairement à celle du WIMP qui est de l'ordre du picobarn. Il apparaît donc indispensable de bien évaluer le taux de reculs dus aux interactions des neutrons dans nos détecteurs ainsi que le taux d'interactions multiples. Les étalonnages avec une source ^{252}Cf nous donnent déjà une bonne idée de la réponse de nos détecteur pour un spectre typique de neutrons issus de la fission nucléaire avec des énergies moyennes d'environ 2 MeV. Un autre problème est la prédiction du taux d'événements dans les runs de physique dus aux neutrons provenant de la radioactivité naturelle de la roche au LSM. Le flux de neutrons dans le laboratoire a déjà été mesuré [143, 144]. Mais pour faire une prédiction tenant compte des différents écrans et de la réponse

des détecteurs, une simulation Monte-Carlo est nécessaire.

Cette simulation a été effectuée par les groupes de l'IPNL et de l'IAP à l'aide du code GEANT3 [148]. La figure 5.1 montre la géométrie introduite dans le code correspondant à l'installation expérimentale (cryostat et blindage, mais sans le chateau de paraffine). Le plus grand nombre de matériaux pouvant jouer un rôle dans la diffusion des particules a été pris en compte. On voit les trois détecteurs avec GSA3 en haut, GSA1 au milieu et GGA3 en bas. On distingue également la trappe par laquelle sont introduites les sources. Avec cette géométrie, deux simulations ont été effectuées, la première avec une source émettrice de neutrons placée à l'endroit indiqué sur la figure 5.1, la deuxième avec le flux de neutrons provenant de la roche.

Deux modifications ont du être apportées au code GEANT3 standard. La première concerne les distributions angulaires de diffusion élastiques des neutrons. Par défaut, celles-ci sont isotropiques dans le germanium. En réalité, elles sont fortement piquées vers l'avant dans la plage en énergie qui nous intéresse, à cause justement du type de facteur de forme discuté dans la section 2.3.3. Une distribution basée sur une paramétrisation plus réaliste de données expérimentales a été introduite pour pallier ce problème [149]. Enfin, pour notre étude, il était nécessaire de tenir compte des gammas et des électrons issus des interactions inélastiques. Pour cela, nous avons utilisé une routine développée par la collaboration NEMO [150].

5.1.2 Simulations des données expérimentales

Le but de cette simulation est de valider la géométrie entrée dans le programme. Pour cela, nous avons simulé les reculs nucléaires induits par des neutrons issus d'une source de ^{252}Cf . Les résultats de cette simulation sont ensuite comparés avec les données expérimentales issues d'une calibration neutrons. Cette comparaison a été faite sur le nombre absolu d'événements, sur la pente des spectres de recul ainsi que sur le nombre d'événements multiples.

5.1.2.1 Description de la simulation

Dans cette simulation, la source émet, dans un angle solide de 4π , des neutrons suivant le spectre de fission du californium. La source de californium utilisée pour les données expérimentales est décrite dans l'annexe A.3. Une première différence est que la source réelle émet des neutrons par bouffées de 3.8 neutrons en moyenne alors que dans le Monte Carlo, chaque neutron est émis séparément. L'efficacité absolue totale des détecteurs n'étant que de 1 %, l'effet d'empilement est négligeable. Une autre différence est que la source expérimentale émet en plus un spectre de gammas qui n'est pas simulé par le Monte-Carlo. Ce spectre de gammas a une forme exponentielle avec une pente $\sim e^{-E_\gamma/1\text{MeV}}$ et une multiplicité de 10 γ par fission [151]. On a vérifié que l'ajout d'un spectre gamma au spectre de fission n'avait qu'un impact négligeable sur les résultats de la simulation. Un nombre bien plus important de gammas provient des collisions inélastiques. Une autre source de gammas, non simulée, provient de l'activation des détecteurs et de leur environnement.

Le résultat de la simulation est l'énergie de recul associée à chaque interaction de neutron et le dépôt en énergie de chaque autre type de particules (e^+ , e^- ou γ). Les positions de ces interactions sont également accessibles ce qui permet de les associer aux différents détecteurs ainsi qu'aux volumes centre ou garde.

Pour chaque interaction, on a directement l'énergie du recul nucléaire E_R ou électronique E_γ . On peut aussi calculer les autres grandeurs habituelles : Q , E_I , E_i , E_g , E_C . Le facteur de quenching Q pour

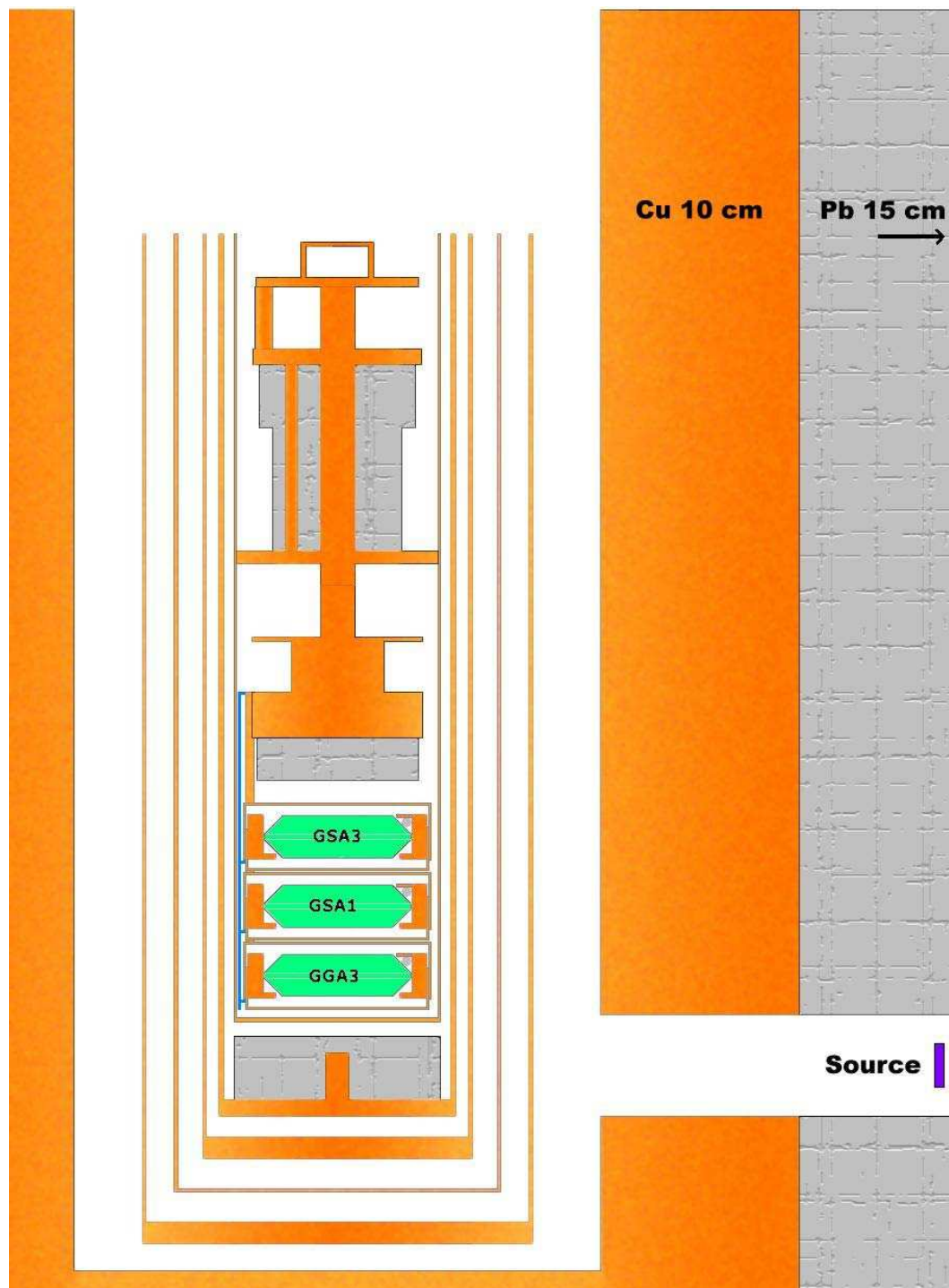


FIG. 5.1 – Géométrie entrée dans GEANT 3. Figure adaptée de [133].

les neutrons se calcule grâce à l'équation (4.16) que l'on adapte ici en notant $\alpha = \alpha_{MC}$ et $\beta = \beta_{MC}$. Cette valeur de Q est ensuite dégradée suivant la relation (??) avec une gaussienne de valeur moyenne $C = C_{MC}$. Si l'interaction est due à une particule autre qu'un neutron, on prend $Q = 1$. On en déduit l'énergie chaleur E_C et ionisation totale E_I grâce aux équations (3.19) et (3.20). Enfin, on quantifie la part de l'énergie déposée dans l'électrode centrale E_i et dans l'électrode de garde E_g , en utilisant le modèle en boule développé dans [146].

Ensuite, on somme les valeurs des énergies E_i , E_g et E_C dans chaque détecteur pour un même neutron primaire (qui peut faire plusieurs interactions et émettre d'autres types de particules après avoir interagit). Pour tenir compte des caractéristiques des détecteurs, on dégrade les énergies E_i , E_g , E_C en fonction des résolutions expérimentales récapitulées dans la table 4.1.

Au final, on obtient pour chaque neutron incident les différentes valeurs d'énergies dans les 3 détecteurs, exactement comme pour les données expérimentales. On peut appliquer aux données simulées ainsi exprimées les mêmes coupures que lors des étalonnages neutrons donc :

- ★ le seuil en ionisation de 2.5 keV_{ee}
- ★ la coupure fiducielle, soit $E_i > 0.75 E_I$

La figure 5.2 montre la distribution de Q en fonction de E_R ainsi simulée pour le volume fiduciel du détecteur GGA3. La simulation reproduit bien les trois populations observées dans la figure 4.15, les reculs nucléaires, les reculs électroniques et les collisions inélastiques.

La figure 5.3 montre les centroïdes $\langle Q_n \rangle$ et les dispersions σ_{Q_n} pour deux types d'événements reculs nucléaires. A gauche, on considère les neutrons n'ayant interagit qu'une seule fois dans le détecteur et à droite tous les événements. On constate que, dans le cas où on considère toutes les interactions, la distribution $Q_n(E_R)$ suit assez bien la paramétrisation, $Q_n(E_R) = \alpha E_R \beta$, avec $\alpha = 0.16$ et $\beta = 0.18$. Des déviations ne sont observées que pour $E_R < 15$ keV, à cause du biais introduit par la coupure sur E_I . Cependant, si on ne considère que les interactions simples, la dépendance de Q_n avec E_R suit la paramétrisation mais avec $\alpha = 0.17$ et $\beta = 0.19$ qui sont effectivement les valeurs de α_{MC} et β_{MC} utilisées dans la simulation. Les interactions multiples tendent à diminuer systématiquement Q_n , c'est pourquoi on doit utiliser des valeurs de α_{MC} et β_{MC} légèrement différentes de la paramétrisation expérimentale. Un effet semblable se produit avec $\sigma_{Q_n}(E_R)$. Dans la simulation, on introduit une valeur de $C_{MC} = 0.02$ qui reproduit bien les interactions simples (cf. fig. 5.3). Cependant, une fois les interactions multiples prises en compte, la valeur de C effective est de 0.035 comme pour les données expérimentales (cf. § 4.4.1). La prise en compte des interactions multiples diminue donc la valeur moyenne de Q_n et augmente celle de σ_{Q_n} .

A présent que nous avons 2 jeux de données avec les mêmes coupures et avec le même format pour les données simulées et pour les données expérimentales, nous pouvons les comparer.

5.1.2.2 Comparaison du nombre absolu d'événements

La méthode de comparaison en terme de nombre absolu d'événements est la suivante :

On considère le nombre de neutrons générés dans le Monte-Carlo, noté N_{MC}^{gen} qui est de 4×10^6 , et l'activité de la source neutron, notée A_n , mesurée à 20.1 ± 1.1 n/s dans l'annexe A.3.2. On peut en déduire le nombre de jours d'exposition simulé correspondant, noté j_{MC} avec

$$j_{MC} = \frac{N_{MC}^{gen}}{A_n}$$

soit $j_{MC} = 2.30 \pm 0.13$ j.

D'un autre côté, on connaît la durée de l'étalonnage expérimental, noté j_{cal} . L'étalonnage neutron considéré a duré 144.7 h. Il faut corriger ce temps par celui perdu lors des régénérations (6 %) (cf. § 3.1.4.2) et

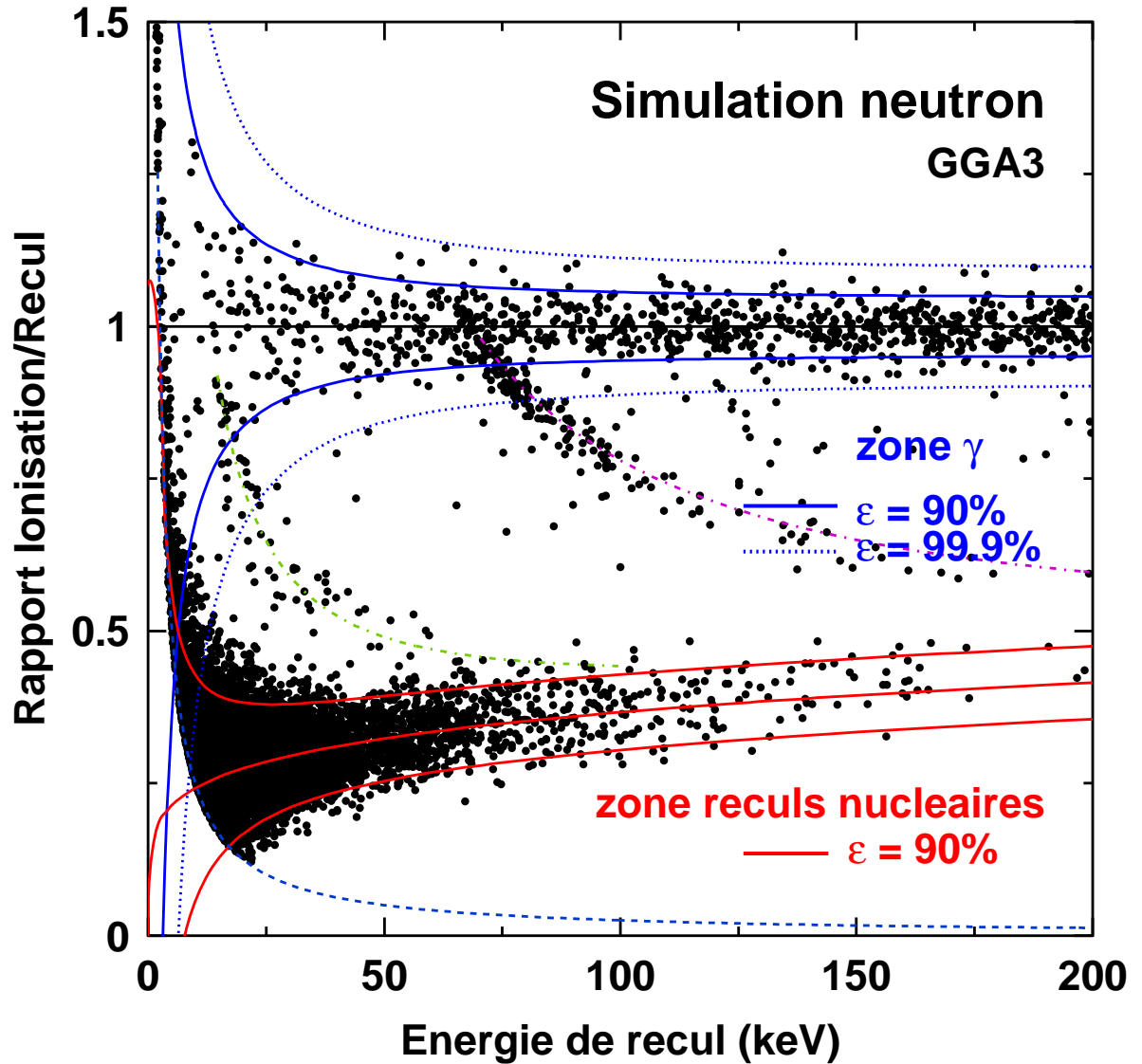


FIG. 5.2 – Distribution du facteur de quenching $Q = \frac{E_I}{E_R}$ en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données simulées dans le volume fiduciel de GGA3 lors d'un étalonnage neutron avec une source de ^{252}Cf . Les lignes en traits pleins représentent les bandes de reculs nucléaires et électroniques à $\pm 1.645\sigma_Q$ (90 %). Les lignes en pointillés représentent la bande de reculs électroniques à $\pm 3.29\sigma_Q$ (99.9 %). La ligne hyperbolique en tirets correspond au seuil en énergie d'ionisation. Les deux lignes tirets-pointillés montrent les régions où sont attendus les événements associés aux collisions inélastiques de neutrons sur le ^{73}Ge (niveaux d'excitation de 13.26 et 68.75 keV).

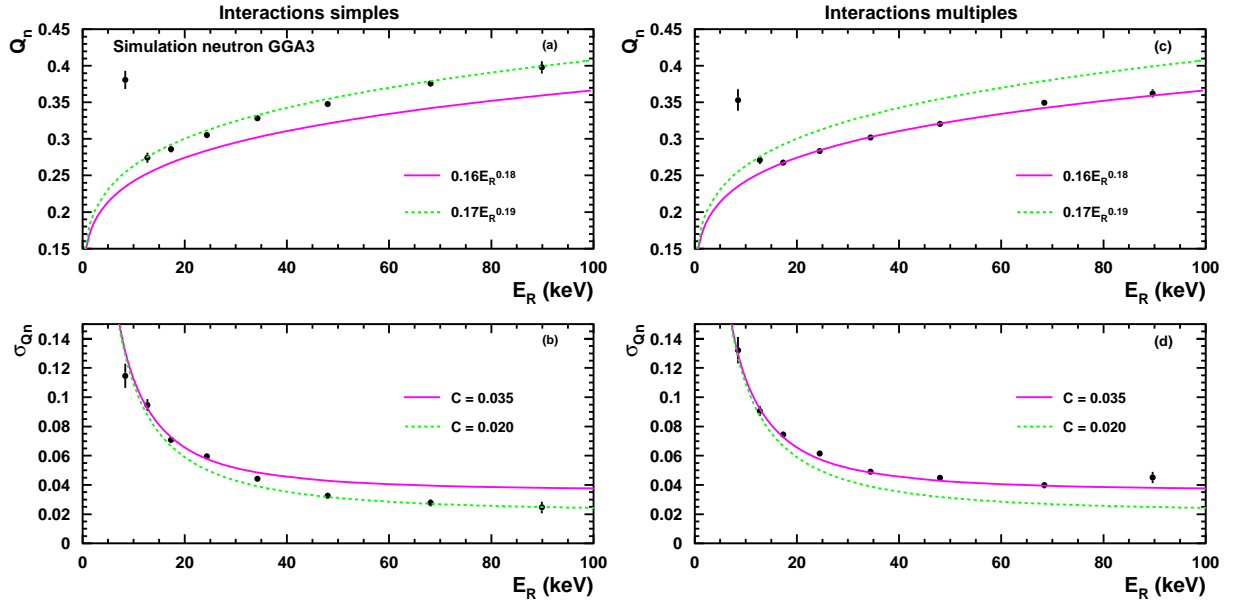


FIG. 5.3 – Vérification des bandes de reculs nucléaires et électroniques dans les données issues de la simulation (à gauche les interactions simples et à droite les simples plus les multiples).

à cause du temps mort (29.2 %) (cf. § 3.2), on obtient donc le nombre de jours effectifs de l'étalonnage, $j_{cal} = 3.94$ j.

On note n_{MC} le nombre de reculs nucléaires dans la simulation entre 15 et 200 keV et n_{cal} celui dans les données expérimentales. On trouve $n_{MC} = 7647 \pm 87$ et $n_{cal} = 8843 \pm 94$. On normalise n_{MC} aux données expérimentales :

$$n_{MC}^{norm} = \frac{n_{MC} \times j_{cal}}{j_{MC}}$$

soit $n_{MC}^{norm} = 13100 \pm 288$.

Le rapport de ces deux nombres, noté r , donne la différence entre les taux absolus dans les données et dans la simulation :

$$r = \frac{n_{MC}^{norm}}{n_{cal}} = 1.48 \pm 0.05$$

L'erreur est essentiellement due à la précision de la mesure de A_n . Le désaccord est conséquent, 48 %, et significatif, 4σ . Il est cependant de l'ordre de grandeur des différences observées dans d'autres comparaisons de Monte-Carlo neutrons avec des données expérimentales [152]. Il est en effet difficile de bien paramétrer l'interaction de neutrons avec l'environnement. Le comportement du neutron dépend fortement de la nature et de la quantité de matière traversée. La majeure partie du flux incident sur les détecteurs provient de diffusions multiples à très grands angles, et dépend donc de la simulation la plus exacte du dispositif expérimental et de son environnement. De plus, de nombreuses sections efficaces différentielles nécessaires à cette description sont basées sur des modèles et non sur des mesures directes. Lors de la comparaison de taux absolus provenant de simulations et de données expérimentales, il faudra tenir compte de ce facteur 1.48 et d'une incertitude systématique sur les taux simulés de ± 48 %.

5.1.2.3 Comparaison des pentes des spectres

La deuxième vérification sur l'allure des spectres concerne leurs pentes. La figure 5.4 montre les spectres en énergie de recul pour les trois détecteurs ainsi que pour la somme des trois. La simulation a été renormalisée par un facteur 1.48 de façon à obtenir le même nombre de coups total dans la somme des trois détecteurs. On a superposé les données expérimentales (points) et la simulation (trait). Les pentes

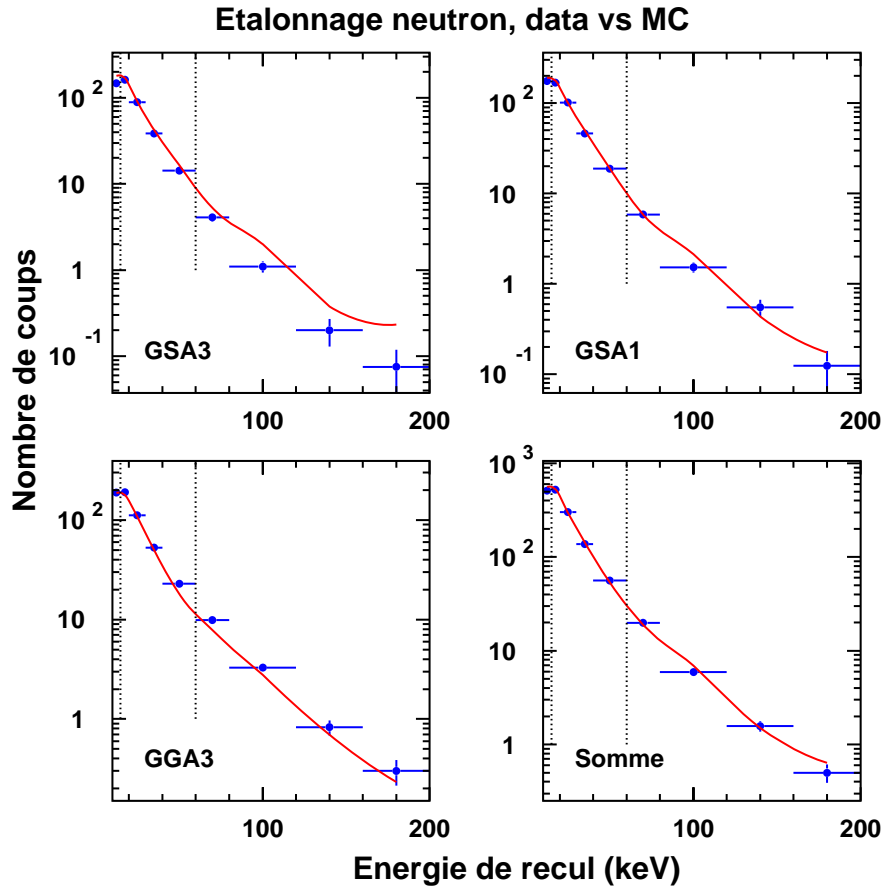


FIG. 5.4 – Comparaison des spectres entre 10 et 200 keV issus de la simulation (trait plein) et des données expérimentales (points, les barres horizontales ne représentent pas des barres d'erreurs mais la largeur de l'intervalle sur lequel le nombre de coups a été moyenné, et ce à cause du manque de statistique) pour les trois détecteurs GSA1, GSA3 et GGA3. Les pointillés représentent les bornes de l'intervalle sur lequel ont été calculés les pentes. Les spectres provenant du Monte Carlo ont été renormalisés par un facteur 1.48 pour avoir le même nombre de coups entre la simulation et les données pour la somme des trois détecteurs.

ont été calculées sur un intervalle de 15 à 60 keV (ces bornes sont signalées en pointillés sur la figure 5.4). Les résultats sont répertoriés dans la table 5.1. La figure 5.4 montre également que les taux relatifs dans les trois détecteurs sont bien reproduits par la simulation. Une fois tenu compte d'un facteur global de normalisation, l'accord entre les données et le Monte Carlo est de l'ordre de 10 %.

Les pentes sont bien reproduites à 10 % près. La figure 5.4 suggère que ces écarts sont dus à la

TAB. 5.1 – Valeurs des pentes mesurées sur le spectre issu de la simulation et celui issu des données entre 15 et 60 keV.

Détecteur	Pentes données (keV)	Pentes Monte-Carlo (keV)
GSA3	13.6 ± 0.4	14.6 ± 0.5
GSA1	15.0 ± 0.4	14.8 ± 0.5
GGA3	16.2 ± 0.5	14.9 ± 0.5

modélisation des énergies de recul élevées, provenant soit de neutrons énergétiques, soit d'interactions multiples.

5.1.3 Comparaison en terme d'interactions multiples

La table 5.2 compare le nombre d'interactions multiples observées lors d'un étalonnage neutron et simulées pour les trois détecteurs. Tous les nombres d'interactions multiples sont normalisés pour 1000 interactions simples afin de comparer les prédictions du Monte Carlo quant au rapport d'interactions doubles sur simples.

TAB. 5.2 – Comparaison du nombre d'interactions multiples observées lors du run d'étalonnage neutron et provenant de la simulation, en demandant $E_R \geq 15$ keV dans le premier détecteur. Ces nombres d'interactions sont normalisés pour 1000 interactions. La précision statistique est de ± 7 unités sur les n-n, ± 3 sur les n- γ et ± 2 sur les triples.

Détecteur	type de donnée	simples	n-n	n- γ	triples
GSA3	expérience	1000	141	35	19
	MC	1000	146	21	8
GSA1	expérience	1000	198	56	9
	MC	1000	190	23	5
GGA3	expérience	1000	103	29	11
	MC	1000	141	19	8

Le rapport des coïncidences n-n est bien reproduit par les simulations à l'exception peut-être de GGA3. Le rapport n- γ est moins bien reproduit. Le Monte Carlo semble sous-estimer les sources possibles de telles coïncidences. D'autre part, le taux d'événements gammas simples n'est pas non plus bien reproduit par le Monte Carlo. Cependant, les n- γ forment une faible fraction des interactions multiples. On peut noter que pour accélérer les calculs, le Monte Carlo ne suit pas jusqu'au bout tous les gammas générés, certains peuvent donc être "oubliés".

En conclusion, le Monte Carlo confirme bien un taux de coïncidences sur simples de l'ordre de 1 pour 10.

Les 3 comparaisons donnant des résultats acceptables, nous avons validé la géométrie entrée dans la simulation et nous pouvons à présent regarder ce que donne la simulation des neutrons présents dans le laboratoire.

5.1.4 Simulation du fond

Dans le Laboratoire Souterrain de Modane, il existe 3 processus de production de neutrons :

- La radioactivité naturelle de la roche, par la fission de ^{238}U et des réactions (α, n)
- La radioactivité du plomb du blindage, qui contient des traces de ^{238}U (< 1 ppb)
- La production par les rayons cosmiques

La première contribution a été mesurée au LSM. Le résultat obtenu était un flux neutrons de 4×10^{-6} n/cm²/s [143] entre 1 et 10 MeV. Par la suite, ce flux a été réévalué à 1.6×10^{-6} n/cm²/s [144] pour des neutrons d'énergies supérieures à 2 MeV. La deuxième contribution devrait être négligeable au vue des faibles contaminations du plomb en ^{238}U . La troisième contribution a été étudiée expérimentalement et simulée récemment [153] dans le cadre de l'expérience d'EDELWEISS-II.

Dans le cadre de cette thèse qui ne concerne que EDELWEISS-I, seule la production de neutrons par la radioactivité de la roche entourant l'expérience a été prise en compte. Le spectre introduit dans la simulation est celui mesuré par l'expérience décrite dans [143] corrigé par la suite grâce à des modifications des codes de simulations [144].

Grâce à cette simulation¹, on peut estimer le taux d'interactions simples induites par des neutrons pour une exposition de 62 kg.j, soit 1.7 ± 0.1 reculs nucléaires au-dessus de 15 keV. En terme d'interactions doubles, on s'attend à observer 0.15 ± 0.03 coïncidences neutron-neutron en 62 kg.j. Cette dernière valeur est très faible, mais ne permet pas d'exclure la possibilité d'observer une coïncidence en 62 kg.j. Enfin, les résultats de cette simulation confirment le rapport d'environ 10 interactions simples pour une interaction double.

5.2 Le signal WIMP

5.2.1 Spectre de recul de WIMPs attendu dans les détecteurs

L'obtention de la limite d'exclusion requiert une simulation de la réponse de nos détecteurs à un signal WIMP. Pour cela, on génère à partir des équations de la section 2.3 un spectre théorique de reculs de germanium induits par des WIMPs, de masse M_W donnée et avec une section efficace d'interaction WIMP-nucléon σ_{W-nucl} donnée. Ce spectre théorique est ensuite dégradé à l'aide des résolutions et des seuils expérimentaux.

En pratique, on simule un à un les reculs nucléaires dans le détecteur avec une énergie de recul E_R aléatoirement choisie suivant la distribution en énergie issue du calcul analytique. De même, le facteur de quenching Q associé à chaque événement est choisi aléatoirement sur une distribution gaussienne centrée en $Q = 0.16 E_R^{0.18}$ avec un écart-type $C = 0.035$ (cf. § 4.4).

Ensuite les valeurs de E_R et Q sont converties en E_I et E_C grâce aux équations (3.19) et (3.20). Puis les énergies ionisation et chaleur sont indépendamment dégradées par les résolutions expérimentales de la table 5.3 grâce à l'équation (4.10). Les valeurs dégradées E_R^* et Q^* sont ensuite calculées à partir des valeurs dégradées E_I^* et E_C^* avec l'inverse des équations (3.19) et (3.20). On applique aux données ainsi simulées les mêmes coupures définissant un recul nucléaire (cf. § 4.4.1) que sur les données expérimentales. Au final on obtient un spectre simulé pour une configuration donnée du détecteur.

La figure 5.5 montre un signal WIMP théorique et simulé pour $M_W = 50$ et 100 GeV/c² et $\sigma_{W-nucl} = 10^{-5}$ pb pour le détecteur GGA3 dans le run 2003p dans le cas d'une interaction indépendante

¹On peut noter que pour cette simulation, près de 1.8 milliards de neutrons ont été générés avec un temps de $400\,000 \times 60$ s CPU au Centre de Calculs de Lyon.

du spin. Le fait que le spectre soit si fortement diminué à basse énergie de recul provient essentiellement de la coupure sur l'énergie d'ionisation.

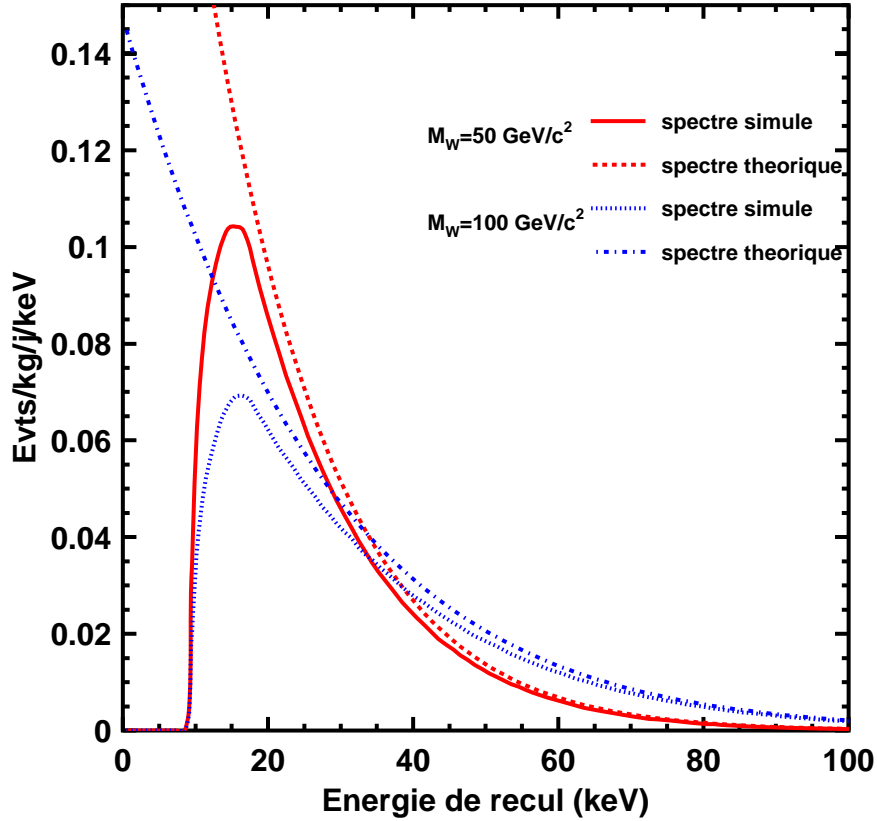


FIG. 5.5 – Spectre de recul d'un WIMP avec $M_W = 50$ et $100 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_{W-nucl} = 10^{-5} \text{ pb}$ pour le détecteur GGA3. Les lignes en tirets et tirets-pointillés représentent les spectres théoriques attendus et celles en trait plein et pointillés les spectres attendus dans le détecteur (dans le cas d'une interaction indépendante du spin).

Le calcul du spectre de recul dû à l'interaction d'un WIMP de masse donnée est ensuite répété pour chacune des configurations de la table 5.3, normalisé à la bonne exposition² et enfin sommé pour obtenir un spectre simulé pour l'ensemble des données d'EDELWEISS-I.

5.2.2 Efficacité de détection

Pour valider cette simulation, on compare dans la table 5.4 les seuils en énergie de recul mesurés (cf. § 4.4.5) à ceux obtenus par les présentes simulations, pour les différents détecteurs lors des différents runs. Le seuil de détection en énergie de recul est en effet le paramètre le plus sensible pour l'efficacité

²Pour réduire les erreurs statistiques de la simulation, on simule des milliers de kg.j que l'on normalise ensuite aux 62 kg.j expérimentaux

TAB. 5.3 – Valeurs entrées dans la simulation du spectre de reculs nucléaires induits par des WIMPs attendu dans les détecteurs. La notation 2003i(1) et (2) fait référence à deux qualités de données (cf. § 6.1.2).

Run	Détecteur	V (V)	$\sigma_{E_c(0)}$ (keV _{ee})	$\sigma_{E_c(122)}$ (keV _{ee})	$\sigma_{E_i(0)}$ (keV _{ee})	$\sigma_{E_i(122)}$ (keV _{ee})	Seuil ionisation (keV _{ee})	Exposition (kg.j)
2000	GeAl6	+6.37	3.1	5.0	2.7	2.8	5.7	3.80
	GeAl6	+6.37	5.0	3.6	2.7	2.8	9.0	0.63
	GeAl6	+6.37	1.8	4.6	2.4	2.8	11.0	0.60
2002	GGA1	-4.00	1.3	3.5	1.8	2.8	3.5	8.60
2003i	GSA3	-4.00	1.6	3.0	1.6	2.1	3.3	9.17
	GSA1(1)	-4.00	2.4	4.0	1.8	2.6	4.6	2.37
	GSA1(2)	-4.00	4.6	5.0	2.1	2.8	4.6	2.81
	GGA3	-4.00	0.45	3.2	2.6	3.5	5.8	11.31
2003p	GSA3	-4.00	1.7	3.0	1.8	2.4	2.5	7.20
	GSA1	-4.00	0.8	1.4	1.8	2.8	2.5	7.60
	GGA3	-4.00	0.4	2.5	1.9	3.1	2.5	7.86

globale. Il est défini comme étant l'énergie de recul à laquelle l'efficacité atteint la moitié de sa valeur maximale. L'efficacité de détection se calcule en divisant le spectre simulé par le spectre théorique. Par exemple, pour le détecteur GGA3, si on veut tracer l'efficacité de détection, il faut diviser les 2 spectres de la figure 5.5 pour une même masse.

En comparant la simulation aux données expérimentales (cf. tab. 5.4), on voit que les valeurs de seuil sont en bon accord dans les barres d'erreurs expérimentales. Les valeurs manquantes correspondent aux cas

TAB. 5.4 – Seuils en énergie de recul mesuré et simulé pour les différents détecteurs.

Run	Détecteur	Seuil mesuré (keV)	Seuil simulé (keV)
2000	GeAl6	–	23.0 ± 0.5
		–	31.0 ± 0.5
		–	37.0 ± 0.5
2002	GGA1	13.9 ± 0.5	14.0 ± 0.5
2003i	GSA3	14.1 ± 0.8	13.0 ± 0.5
	GSA1(1)	17.8 ± 0.7	18.0 ± 0.5
	GSA1(2)	–	24.0 ± 0.5
	GGA3	22.7 ± 1.4	21.0 ± 0.5
2003p	GSA3	12.9 ± 0.2	12.0 ± 0.5
	GSA1	11.7 ± 0.2	11.0 ± 0.5
	GGA3	10.9 ± 0.3	11.0 ± 0.5

où il n'y a qu'un détecteur dans l'expérience (run 2000), et pour lesquels il n'est pas possible d'avoir des coïncidences pour mesurer directement l'efficacité (cf. § 4.4.5). En ce qui concerne le détecteur GSA1, il y a 2 qualités de données (cf. § 6.1.2) or l'étalonnage neutron n'a été effectué que dans les conditions

expérimentales correspondant à la qualité 1.

La figure 5.6 montre les différentes courbes de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie de recul pour $M_W = 100 \text{ GeV}/c^2$ pour les différents runs effectués dans EDELWEISS-I³, ainsi que pour la somme de tous les runs. On voit nettement l'amélioration de l'efficacité lors du passage du

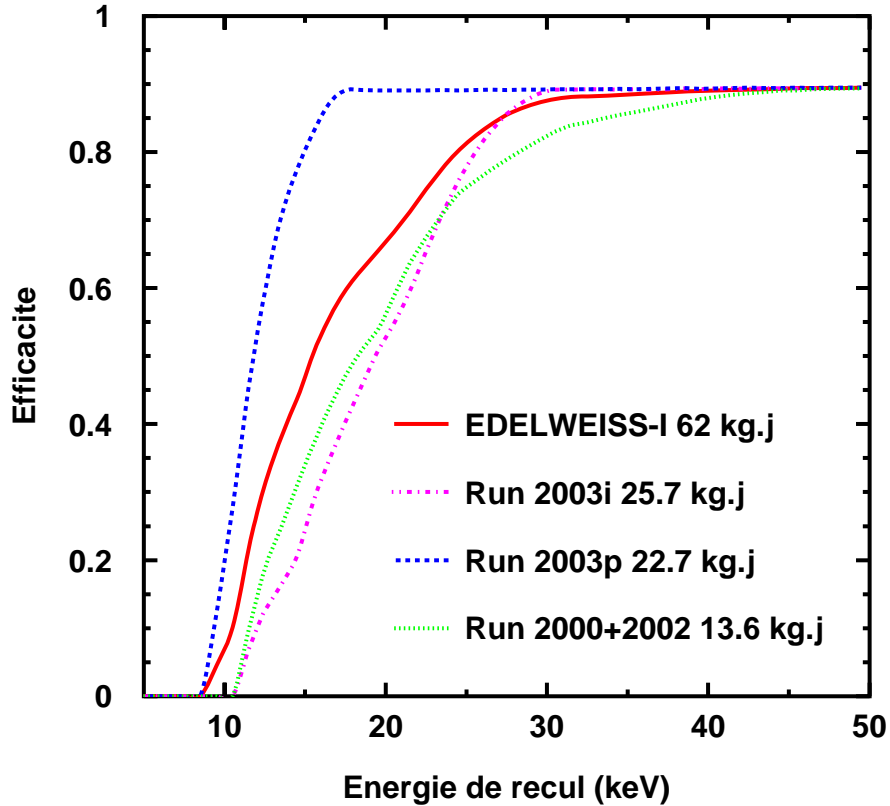


FIG. 5.6 – Efficacité simulée, tenant compte de toutes les coupures et résolutions expérimentales, en fonction de l'énergie de recul. Le calcul a été fait pour $M_W = 100 \text{ GeV}/c^2$ pour les runs 2000+2002, 2003i, 2003p et pour la totalité des données EDELWEISS-I.

trigger ionisation au trigger phonon. Pour l'ensemble des runs d'EDELWEISS-I, le seuil en énergie de recul à 45 % d'efficacité (50 % du maximum) est de 15 keV. L'énergie de recul correspondant à 68 % (= 75 % \times 90 %) d'efficacité est de 20 keV et à 30 keV, l'efficacité est de 88 % (= 97 % \times 90 %).

Notre simulation de signal WIMP est donc correcte et utilisable pour l'interprétation des données expérimentales en termes de limites sur les taux d'interaction de WIMP avec la matière.

³On regroupe les runs 2000 et 2002 pour avoir plus de statistique

5.3 La méthode de Yellin

Nous verrons dans le chapitre suivant que des bruits de fond non contrôlés sont apparus dans les données d'EDELWEISS-I. Pour obtenir les limites sur la section efficace d'interaction du WIMP avec un nucléon, il a fallu trouver une méthode tenant compte d'un éventuel bruit de fond non modélisable et applicable à la recherche d'un très faible signal. Dans la collaboration CDMS, S. Yellin a élaboré une méthode pour résoudre ce genre de problème [119, 154].

5.3.1 Description

Deux méthodes sont proposées dans [154] : Le "Maximum Gap" et l'"Optimum interval". Cette dernière méthode, plus élaborée, sera utilisée pour dériver nos limites dans la section 6.2. Mais pour faciliter la compréhension de la méthode de l'"Optimum Interval", nous allons en premier détailler la méthode du "Maximum Gap".

La base des 2 méthodes est la même. On dispose d'un spectre en énergie $\frac{dN}{dE_R}$ des événements candidats WIMP et du spectre de recul de WIMPs attendu dans le détecteur (pour une valeur de M_W et σ_{W-nucl} donnée). Aucune information quant à un éventuel bruit de fond n'est utilisée.

5.3.1.1 Maximum Gap

La figure 5.7 montre un exemple d'un spectre en énergie expérimental composé de quelques événements, superposé au spectre théorique. On suppose que le binning du spectre $\frac{dN}{dE_R}$ est très fin pour que chaque événement soit représenté.

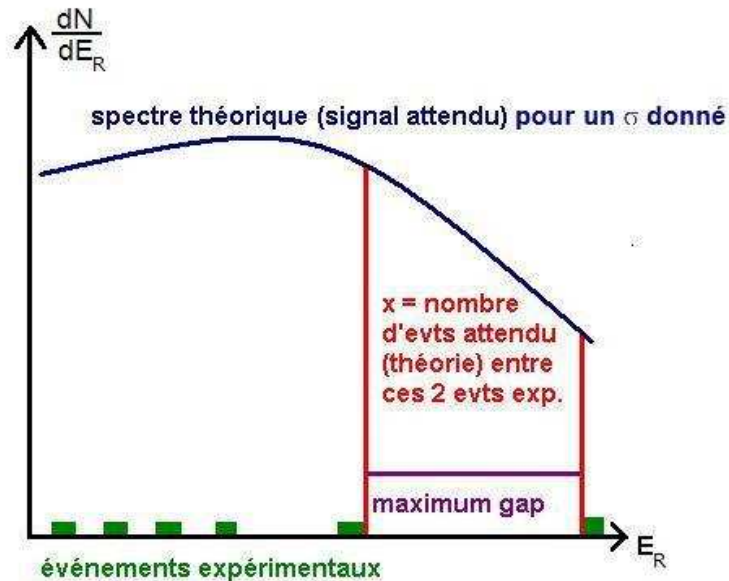


FIG. 5.7 – Exemple de maximum gap déterminé à partir d'un spectre expérimental et d'un spectre théorique de WIMP. Figure adaptée de [154].

Grâce au spectre attendu dans nos détecteurs calculé dans la section 5.2, on peut estimer le nombre

X_i d'événements attendus dans un intervalle i entre 2 événements expérimentaux consécutifs :

$$X_i = \int_{E_{R_i}}^{E_{R_{i+1}}} \frac{dN}{dE_R} dE_R \quad (5.1)$$

Le "Maximum Gap" est défini comme l'intervalle le plus grand, soit celui avec le X_i le plus grand. Enfin on connaît aussi le nombre d'événements attendus $\mu = \int_0^\infty \frac{dN}{dE_R} dE_R$ dans le spectre en entier. On peut facilement faire un changement de variable qui transforme le spectre en énergie en une distribution uniforme de densité égale à 1. La nouvelle variable notée $X(E_R)$ est donc le nombre d'événements attendus dans l'intervalle $(0, E_R)$:

$$X(E_R) = \int_0^{E_R} \frac{dN}{dE_R} dE_R \quad (5.2)$$

On a donc simplement $X_i = X(E_{R_{i+1}}) - X(E_{R_i})$. On note x le plus grand de tous les intervalles X , donc le maximum gap.

Selon [154] une équation permet à partir de (x, μ) de calculer C_0 , la probabilité que la taille du maximum gap soit plus grande qu'une certaine valeur x , pour un nombre total d'événements μ :

$$C_0(x, \mu) = \sum_{k=0}^m \frac{(kx - \mu)^k e^{-kx}}{k!} \left(1 + \frac{k}{\mu - kx} \right) \quad (5.3)$$

où m est le plus grand entier inférieur ou égal à $\frac{\mu}{x}$. On note que C_0 ne dépend que de x et μ , il est donc indépendant de la forme exacte de la distribution d'événements $\frac{dN}{dE_R}$.

Pour trouver les valeurs de μ exclues à un niveau de confiance de CL %, lorsque x couvre une fraction $g = \frac{x}{\mu}$ du spectre total, il faut rechercher la valeur μ_{exc} telle que

$$C_0(g \times \mu_{exc}, \mu_{exc}) = \frac{CL}{100} = cl \quad (5.4)$$

Pour simplifier les équations, on note $cl = \frac{CL}{100}$.

Les valeurs de μ exclues sont donc celles supérieures ou égales à μ_{exc} . Par exemple pour un niveau de confiance de 90 %, C_0 doit être égal à 0.9 et le μ_{exc} sera le nombre d'événements à considérer lors du calcul de la section efficace (cf. § 2.4) dans l'équation (2.42).

On remarque que pour un jeu de données expérimentales et une forme donnée du spectre théorique $\frac{dN}{dE_R}$, la fraction associée au plus grand intervalle sans événement, notée g , ne dépend pas de μ .

En pratique, on détermine la valeur de μ_{exc} en l'augmentant systématiquement jusqu'à ce que l'équation (5.4) soit satisfaite par les valeurs de g et CL données.

Cette méthode est applicable dans le cas d'un bruit de fond inconnu mais avec un spectre contenant très peu d'événements (μ petit). Aucun Monte-Carlo n'est nécessaire pour obtenir C_0 qui est calculée analytiquement.

5.3.1.2 Optimum interval

Cette méthode est plus élaborée que la méthode du "Maximum Gap" car elle permet de prendre en compte tous les intervalles avec 0, 1, ... n événements. Cette méthode permet de contraindre la section efficace d'interaction grâce au nombre d'événements observés dans l'intervalle en énergie de recul qui

pose la contrainte la plus forte. Si on dérivait une limite à partir du nombre d'événements dans cet intervalle, en utilisant une statistique de Poisson, le résultat serait trop optimiste, car le choix de l'intervalle est biaisé. Dans la méthode de l'"Optimum Interval" que nous allons à présent décrire, ce biais est effectivement calculé par Monte-Carlo et tabulé pour toutes les valeurs de n , x et μ avec $\mu < 54$. Dans un premier temps, S. Yellin a généralisé la fonction $C_0(x, \mu)$ à $C_n(x, \mu)$, où $C_n(x, \mu)$ est la probabilité de trouver un intervalle contenant n événements aussi grand que x pour un nombre total d'événements sur tout le spectre μ . Ces valeurs de C_n sont tabulées pour différentes couples (x, μ) compris entre 0 et 54, avec la possibilité d'interpoler. Elles ont été obtenues par Monte-Carlo, les probabilités correspondantes étant bien définies si n est choisi à priori. Cependant, le fait que n soit choisi à posteriori entraîne que la valeur de $C_n(g \times \mu, \mu)$ surestime le niveau de confiance. De plus, g changeant suivant le n choisi, on note donc ces valeurs g_n où $g_n = \frac{x_n}{\mu}$. Ainsi, S. Yellin a démontré avec un Monte-Carlo que, pour une valeur de μ donnée et un choix de n guidé par la plus grande valeur possible de $C_n(x_n, \mu)$, pour obtenir un niveau de confiance CL % donné, il ne faut pas résoudre l'équation $C_n(x_n, \mu) = cl$ mais

$$C_n(x_n, \mu) = C_{Max}(cl, \mu) \quad (5.5)$$

Les valeurs tabulées de $C_{Max}(cl, \mu)$ sont représentées sur la figure 5.8 pour un niveau de confiance de 90 %.

S. Yellin a écrit une fonction retournant les valeurs de $C_n(x, \mu)$ en fonction de n , x et μ ainsi qu'une autre retournant les valeurs de $C_{Max}(cl, \mu)$, toutes deux basées sur des tables obtenues par Monte-Carlo. L'ensemble de ces fonctions et tables est disponible sur un site internet publique [155].

Pour utiliser cette méthode, on commence par trouver les plus grands intervalles g_n pour chaque valeur de n . Ensuite, on cherche les μ_n solutions de l'équation (5.5) pour un niveau de confiance donné et ensuite, on prend le plus petit des μ_n comme valeur de μ_{exc} .

La figure 5.9 montre un exemple de calcul. On a 3 événements dans le spectre alors que le nombre total d'événements attendus pour une section efficace de référence de 10^{-5} pb et une masse de WIMP de 100 GeV/c² est de $\mu_\sigma = 2.3$. Le trait plein clair représente la fonction $C_{Max}(0.9, \mu)$ et les autres lignes les 4 fonctions $C_n(g_n \times \mu, \mu)$ respectivement pour les plus grands intervalles contenant 0, 1, 2 et 3 événements. Les valeurs de $g_n = \frac{x_n}{\mu}$ sont $g_0 = 0.614$, $g_1 = 0.979$, $g_2 = 0.999$ et $g_3 = 0.999$. La figure permet de déterminer à quel μ les courbes de $C_{Max}(0.9, \mu)$ et C_n se coupent. L'exemple de C_0 est montré sur la figure, avec un μ_0 de 6.68. Les valeurs de μ_n trouvées pour chaque C_n sont reportées sur la figure. Le μ_{exc} est le plus petit des μ_n soit $\mu_1 = 4.52$. A partir de là, le calcul de la limite se fait aisément en utilisant l'équation (2.42). On obtient la valeur de 1.96×10^{-5} pb.

5.3.2 Simulations

Pour être sûr de la validité de ces méthodes et en particulier de notre implémentation, on a effectué une simulation avec les deux méthodes le "Maximum Gap" et l'"Optimum Interval" pour un certain nombre d'expériences avec un μ compris entre 5 et 25 et des niveaux de confiance de 90 et 95 %.

5.3.2.1 Test de la méthode du "Maximum Gap"

On considère une série de K expériences dont le résultat moyen est de trouver μ événements. D'une expérience à l'autre, le nombre d'événements observé, N , est distribué selon une loi de Poisson de moyenne μ . Pour chacune des K expériences, on tire un nombre N d'événements selon cette distribution. Puis on choisit une valeur aléatoire pour l'énergie, notée e_i (avec $i = 0, N$), de chacun des N événements, ce qui revient à considérer que les événements ont une distribution plate entre 0 et 1, ce

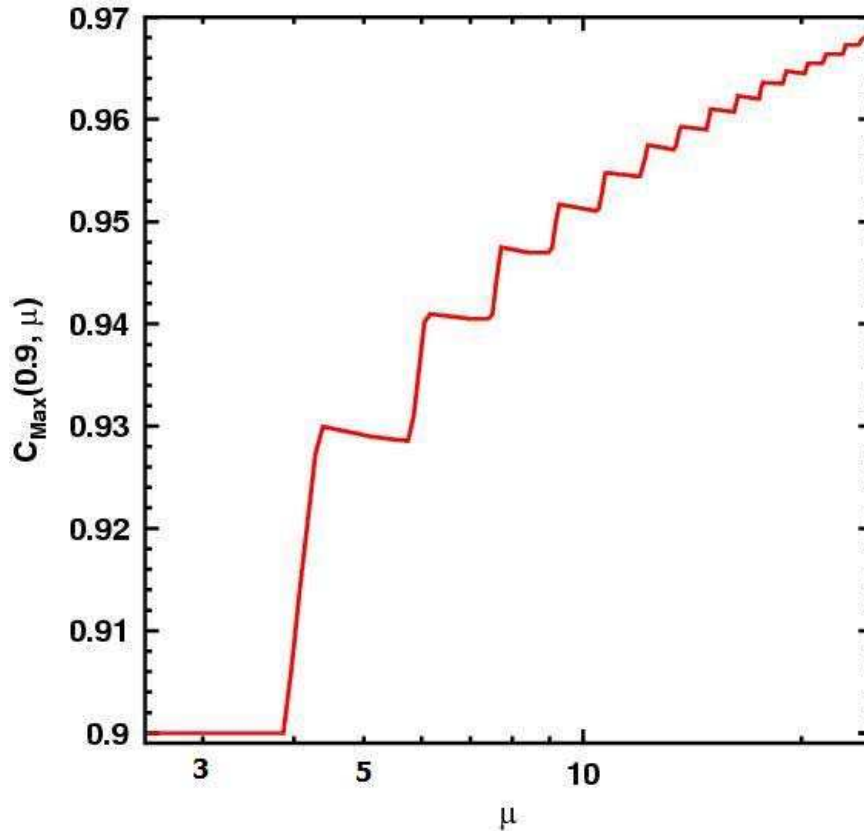


FIG. 5.8 – Distribution de $C_{Max}(0.9, \mu)$ en fonction du nombre total d'événements μ attendus dans tout le spectre.

qu'effectue directement le changement de variable décrit dans la section 5.3.1.1. Ensuite après avoir rangé les événements en ordre croissant de e_i , on calcule la taille $\Delta e_i = e_{i+1} - e_i = \frac{X_i}{\mu}$ de chacun des intervalles avec $\sum_i \Delta e_i = 1$. Ensuite, on détermine la valeur du "Maximum Gap" g qui est l'intervalle avec le Δe_i le plus grand.

On répète cette procédure pour les K d'expériences. Pour chacune d'elles, on incrémente le spectre des valeurs de g . Ensuite on détermine quelle valeur de "Maximum Gap" correspond à un niveau de confiance donné, soit CL % des intervalles, cette valeur est notée g_{CL} . Le nombre d'événements x attendu dans le "Maximum Gap" est donc de $x = g_{CL} \times \mu$ (distribution normalisée entre 0 et 1). Ensuite on utilise l'équation (5.3) pour calculer la probabilité C_0 correspondant à ce x et μ . Si l'équation est correcte, on doit retrouver $C_0 = cl$.

La figure 5.10 montre pour trois valeurs de μ les distributions des "Maximum Gap". En considérant un niveau de confiance de 90 %, les 3 valeurs de g_0 ont été déterminées et apparaissent sur les figures. La simulation a aussi été faite pour un niveau de confiance 95 %. Les résultats apparaissent dans le tableau 5.5. Les erreurs étant de ± 0.05 , on voit que pour les différents μ les $C_0(x, \mu)$ calculés sont très proche des valeurs de niveau de confiance définis au départ.

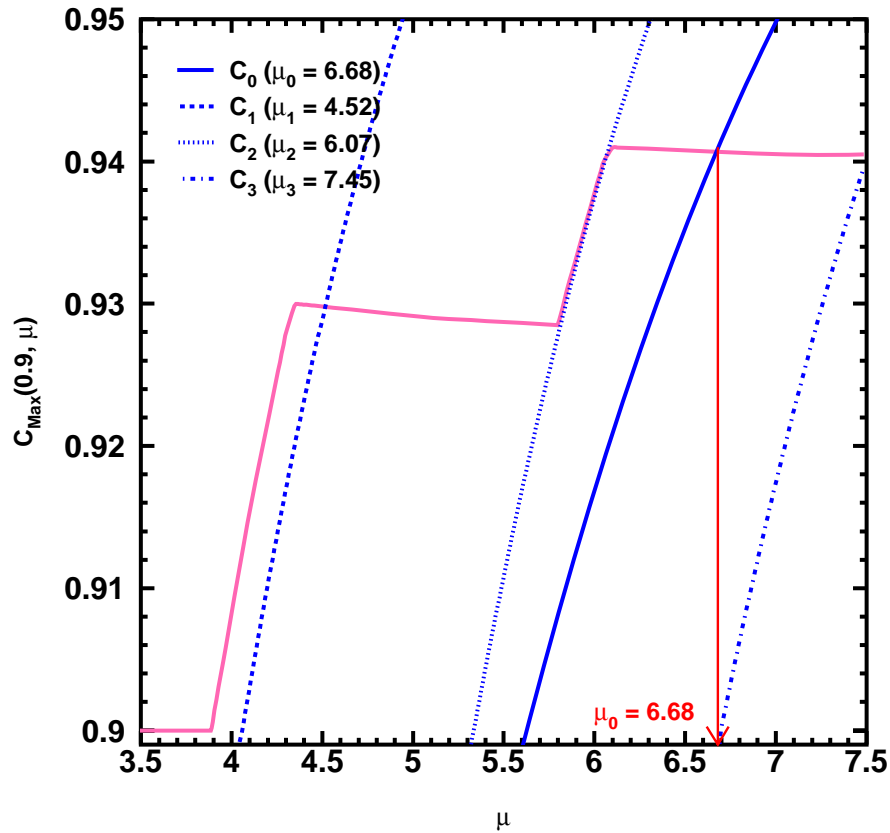


FIG. 5.9 – Détermination des valeurs des μ_n solutionnant l'équation (5.5) en comparant les courbes de $C_{\text{Max}}(0.9, \mu)$ et des C_n .

On peut donc conclure que la méthode du "Maximum Gap" avec la formule 5.3, telle que programmée par S. Yellin (et implémentée par nous), est correcte et fiable.

TAB. 5.5 – Résultats de la simulation pour C_0 .

μ	g_{90}	$C_0(x, \mu)$	g_{95}	$\overline{C_0}(x, \mu)$
5	0.661	0.9011	0.759	0.9435
15	0.315	0.9016	0.359	0.9516
25	0.212	0.8996	0.239	0.9497

5.3.2.2 Test de la méthode de l'Optimum Interval

La simulation de cette méthode débute comme la précédente. On simule K expériences avec un nombre aléatoire N d'événements observés selon une distribution plate entre 0 et 1. Ensuite on calcule

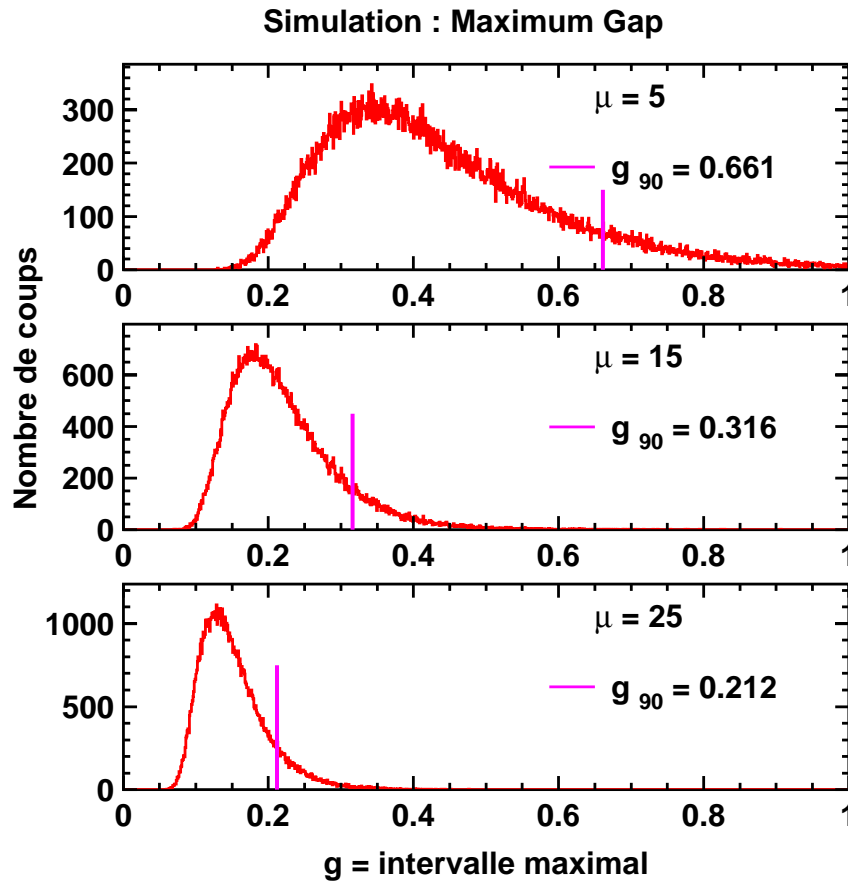


FIG. 5.10 – Distribution des Maximum Gap déterminés pour 100 000 expériences pour 3 valeurs de μ pour un niveau de confiance de 90 %. Les valeurs calculées de g_{90} sont aussi indiquées.

la taille de chacun des intervalles avec $n = 0, 1, \dots, N$ événements et on détermine les longueurs g_i des plus grands de ces intervalles. Pour chaque valeur de n , on trouve les valeurs de μ_n qui solutionnent l'équation (5.5) et on prend la plus petite pour nous donner μ_{exc} . Enfin on trace la distribution de ces μ_{exc} . On vérifie finalement que CL % des expériences obtiennent un μ_{exc} supérieur au μ défini au départ. La figure 5.11 montre pour $\mu = 5$ et $K = 1000$, les distributions des μ_{exc} .

On trouve que 89.9 ± 0.2 % des expériences obtiennent un μ supérieur à 5 alors que le niveau de confiance de départ était de 90 %. Ceci est montré sur la figure par un trait vertical et récapitulé dans la table 5.6. La méthode a été simulée pour un niveau de confiance de 90 et 95 %. Pour chaque μ défini, la valeur du niveau de confiance obtenue est égale à celle de départ à moins de 1 % pour $CL = 95$ % et à moins de 0.4 % pour $CL = 90$ %.

Les pics dans la figure 5.11 sont les μ_{exc} correspondant aux $C_n(\mu_n, \mu_n)$, dans le cas où l'intervalle choisi correspond à tout l'intervalle car la distribution est trop uniforme pour dégager un intervalle avec un déficit significatif d'événements. Ceci montre bien l'intérêt de la méthode : si le bruit de fond à la même forme que le signal (x uniforme entre 0 et μ), la méthode revient à utiliser la loi de Poisson. Par contre, si le bruit de fond est concentré autour de 0 ou de μ alors cette méthode élimine automatiquement

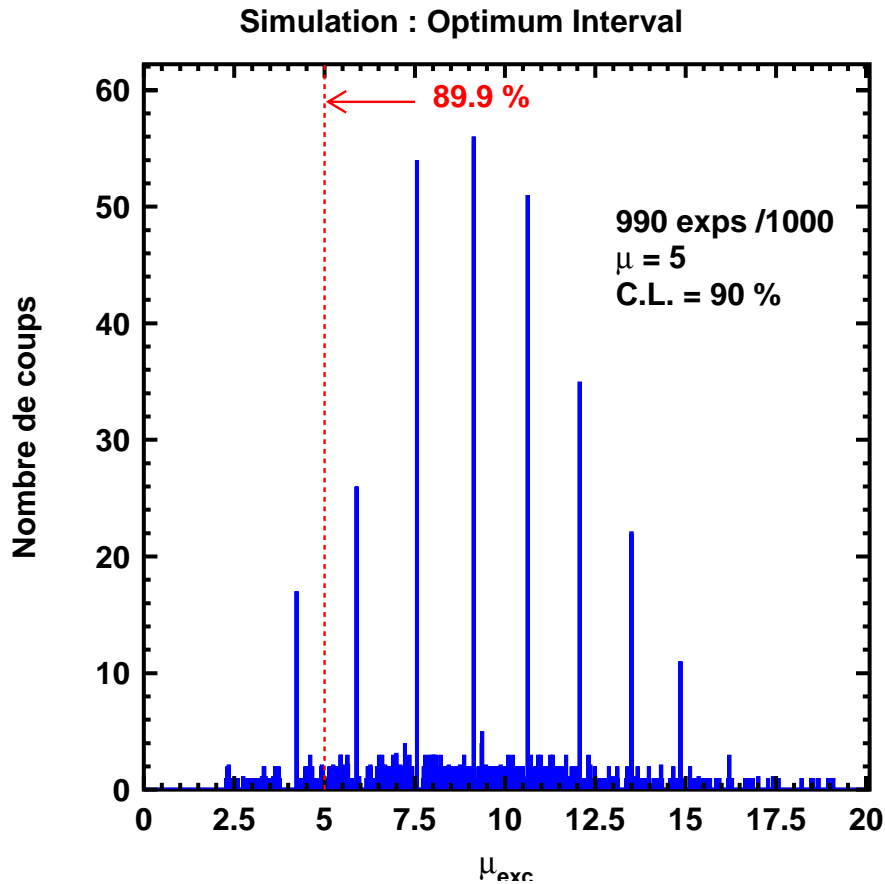


FIG. 5.11 – Distribution des μ_{exc} obtenus pour un échantillon de 990 expériences avec un μ de 5. Le trait vertical indique la valeur de μ et permet de déterminer le pourcentages d'expériences obtenant $\mu_{exc} > \mu$. Les pics sont dus aux cas où le μ_{exc} vient de $C_n(\mu_n, \mu_n)$ (voir le texte pour plus de détails).

TAB. 5.6 – Résultats de la simulation pour C_n . Les erreurs indiquées sont des erreurs systématiques

μ	% d'expériences avec $x < \mu$	
	pour $CL = 90 \%$	pour $CL = 95 \%$
5	90.4 ± 0.2	96.0 ± 0.1
10	89.8 ± 0.2	94.6 ± 0.3
15	89.9 ± 0.2	94.7 ± 0.3

ces régions du calcul de la limite.

Le fait que le nombre d'expériences noté sur la figure 5.11 ne soit pas 1000 vient de la suppression des cas où le programme fournit un résultat dont on n'est pas sûr (le code de retour de la fonction est différent de 0), ce qui arrive au maximum dans 1 % des cas. Cette vérification est aussi faite lors de l'établissement de la limite à partir des données expérimentales.

La simulation de cette méthode est tout à fait satisfaisante. Ceci permet l'utilisation de celle-ci pour évaluer les limites sur la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un nucléon dans la section 6.2.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté trois simulations qui vont nous permettre d'interpréter les résultats expérimentaux d'EDELWEISS-I. La première simulation concerne l'expérience dans sa globalité. Une première étude a permis de valider la géométrie introduite dans le code source, en notant que les résultats devront tenir compte d'une incertitude de 48 % sur les taux absolus simulés. Cette même simulation nous a permis d'estimer le taux de neutrons provenant de la roche attendus dans nos détecteurs en terme d'interactions simples et doubles.

La deuxième simulation consiste à obtenir le spectre de recul de WIMPs attendu dans nos détecteurs, qui intervient directement dans l'interprétation des données en terme de limites sur la section efficace WIMP-nucléon. La validation de cette simulation a été faite en comparant les seuils de détection en énergie de recul mesurés et simulés.

Enfin, la dernière simulation a permis de valider notre implémentation de la méthode de Yellin permettant de dériver une limite en présence d'un bruit de fond inconnu, ce qui est le cas d'EDELWEISS-I, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Les résultats finals d'EDELWEISS-I

L'ensemble des données bas bruit ayant servi à établir une limite d'exclusion sur la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un nucléon en fonction de sa masse pour la phase EDELWEISS-I a été enregistré entre 2000 et 2003. Deux premières limites ont été obtenues en 2000 et 2002 dans [129] et [130]. Nous rappellerons ici simplement les principales caractéristiques de ces prises de données ainsi que les biplots (Q, E_R) obtenus (§ 6.1.1). L'analyse des données enregistrées en 2003 a été décrite dans le chapitre 4. Dans le présent chapitre, nous présenterons les caractéristiques des runs bas bruit 2003i et 2003p et les résultats en terme de biplot (Q, E_R) (§ 6.1.2 et § 6.1.3) ainsi qu'en terme de spectre en énergie de recul (§ 6.1.4). Nous ferons ensuite une interprétation des candidats reculs nucléaires (§ 6.1.5). Tous les résultats d'EDELWEISS-I seront ensuite combinés après en avoir vérifié la compatibilité (§ 6.1.6). Enfin, une limite supérieure sur $\sigma_{W-nucl}(M_W)$ sera déduite de la totalité des données d'EDELWEISS-I, en utilisant la méthode de Yellin détaillée dans le chapitre 5. Les limites seront établies dans les cas d'interactions indépendantes (§ 6.2.1) et dépendantes du spin (§ 6.2.2).

6.1 Jeux de données

Dans cette partie, nous allons présenter les jeux de données enregistrées avec différents détecteurs placés dans le cryostat d'EDELWEISS-I. Les principales caractéristiques de ces 7 détecteurs sont répertoriées dans la table 6.1.

6.1.1 Données 2000 et 2002

Les valeurs de (Q, E_R) des événements trouvées dans [129, 130] n'ont pas été réévaluées. Par contre, nous avons utilisé la nouvelle sélection des reculs nucléaires décrite dans la section 4.5, avec une coupure en ionisation égale au seuil ionisation mesuré. La modification essentielle par rapport à l'analyse précédente porte donc sur le seuil en énergie de recul. Auparavant, celui-ci était défini avant le début de la prise de données en fonction des résolutions et du seuil ionisation. Il était choisi de telle sorte que l'efficacité du détecteur soit constante et proche de 90 % sur toute la plage d'énergie de recul sélectionnée. Pour le run 2000, le seuil avait été placé à 30 keV, et pour le run 2002, à 20 keV. La nouvelle sélection des reculs nucléaires permet de descendre à de plus faibles valeurs de E_R car elle n'est limitée que par la réjection à 3.29σ des reculs électroniques et la coupure sur le seuil ionisation. La diminution de l'efficacité pour des énergies inférieures à 20 ou 30 keV est prise en compte par les simulations présentées dans la section 5.2.2.

TAB. 6.1 – Caractéristiques des détecteurs d'EDELWEISS-I pour les différentes configurations de la table 5.3.

Run	Détecteur	Couche amorphe	Seuil ionisation (keV _{ee})	Exposition (kg.j)
2000	GeAl6	–	5.7	3.80
	GeAl6	–	9.0	0.63
	GeAl6	–	11.0	0.60
2002	GGA1	Ge	3.5	8.60
2003i	GSA3	Si	3.3	9.17
	GSA1(1)	Si	4.6	2.37
	GSA1(2)	Si	4.6	2.81
	GGA3	Ge	5.8	11.31
2003p	GSA3	Si	2.5	7.20
	GSA1	Si	2.5	7.60
	GGA3	Ge	2.5	7.86

Run 2000 Le premier détecteur de 320 g qui a fonctionné dans le cryostat d'EDELWEISS a été GeAl6. Il a fonctionné à une température de 27 mK avec une tension de polarisation de +6.34 V. Ce détecteur était constitué d'un absorbeur en germanium avec des électrodes en aluminium. Les données enregistrées avec ce détecteur sont représentées sur la figure 6.1 dans le plan (Q , E_R).

Le run 2000 comprend trois configurations avec trois seuils ionisation différents de 5.7, 9.0 et 11.0 keV_{ee} et des expositions fiducielles respectivement de 3.8, 0.63 et 0.6 kg.j. Les résolutions correspondantes sont dans la table 5.3. Lors de la première analyse [129], le seuil en énergie de recul avait été placé à 30 keV. Aucun événement compatible avec un recul nucléaire n'a été observé au-dessus de ce seuil. En utilisant la nouvelle sélection des reculs nucléaires, deux événements candidats apparaissent avec (Q , E_R) = (0.367, 22.5) et (0.312, 25.1). Sur la figure 6.1, un troisième événement avec (Q , E_R) = (0.420, 29.3) semble appartenir à la zone de reculs nucléaires. Cependant, sur cette figure extraite de [129], la zone de recul représentée est la moyenne de celles des trois configurations. Or cet événement a été enregistré pendant la troisième configuration et il est exclu par la réjection à 3.29σ des reculs électroniques correspondante. En revanche, l'événement à (Q , E_R) = (0.367, 22.5) qui semble exclu sur la figure 6.1 est accepté si on tient compte de la réjection γ à 99.9 % de la configuration correspondante.

Run 2002 A la suite du run 2000, trois autres détecteurs ont été installés dans le cryostat. Deux étaient du même type que GeAl6, avec comme noms GeAl9 et GeAl10. A la fin du run 2000, des événements sont apparus en nombre entre les zones de reculs électroniques et nucléaires de GeAl6. Face à cette instabilité quant à la collecte de charges, il a été décidé de mettre une couche amorphe en germanium entre le cristal et l'électrode du troisième détecteur, nommé GGA1 (cf. § 3.1.2). Malgré de très bonnes résolutions, surtout sur la voie chaleur, les détecteurs GeAl9 et 10 ont confirmé qu'en l'absence de couche amorphe, la collecte des charges était médiocre. En effet, lors des étalonnages gammas, une queue importante d'événements à basse valeur de Q est apparue dans ces deux détecteurs comme on peut le voir sur la figure 6.2. Ces détecteurs n'ont donc pas été utilisés pour les runs de physique.

L'absence d'une telle queue d'événements dans le détecteur GGA1 a confirmé l'hypothèse que la présence d'une couche amorphe supprimait une partie des événements à mauvaise collecte de charge. Le détecteur GGA1 a fonctionné à une température de 17 mK avec une tension de polarisation de -4 V. Les données enregistrées avec ce détecteur sont représentées sur la figure 6.3 dans le plan (Q , E_R).

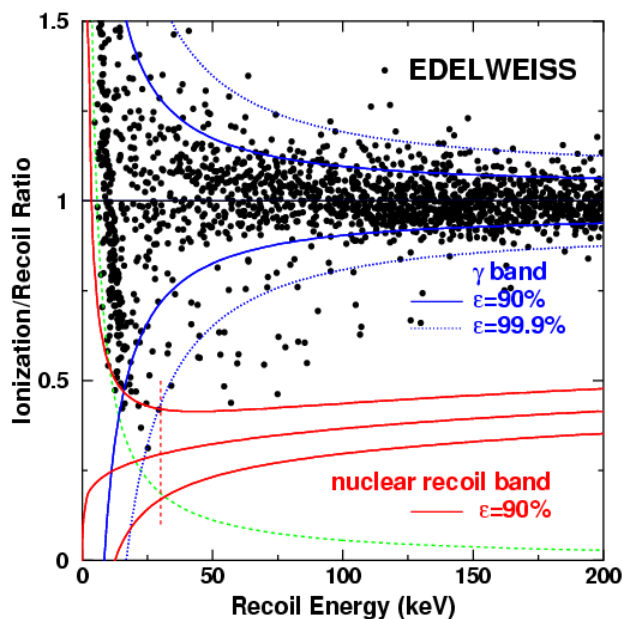


FIG. 6.1 – Distribution du facteur de quenching Q en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données expérimentales enregistrées dans le volume fiduciel de GeAl6 lors du run 2000. Les lignes en trait plein représentent les bandes de reculs nucléaires et électroniques à $\pm 1.645\alpha_Q$ (90 %). Les lignes en pointillés représentent la bande de reculs électroniques à $\pm 3.29\alpha_Q$ (99.9 %). La ligne hyperbolique en tirets correspond au seuil en énergie d'ionisation. Figure extraite de [129].

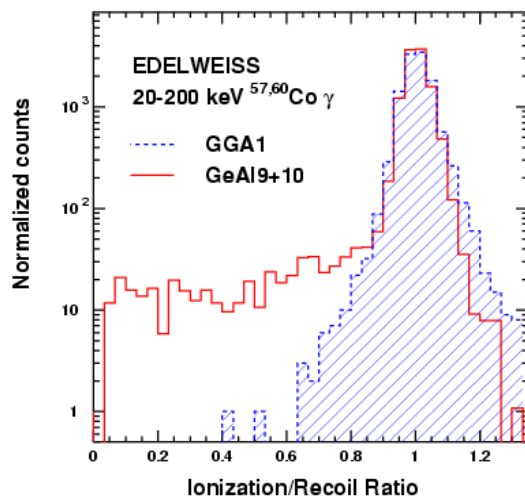


FIG. 6.2 – Distribution normalisée de Q pour les données physiques des détecteurs GGA1 et GeAl9 et 10. Figure extraite de [129].

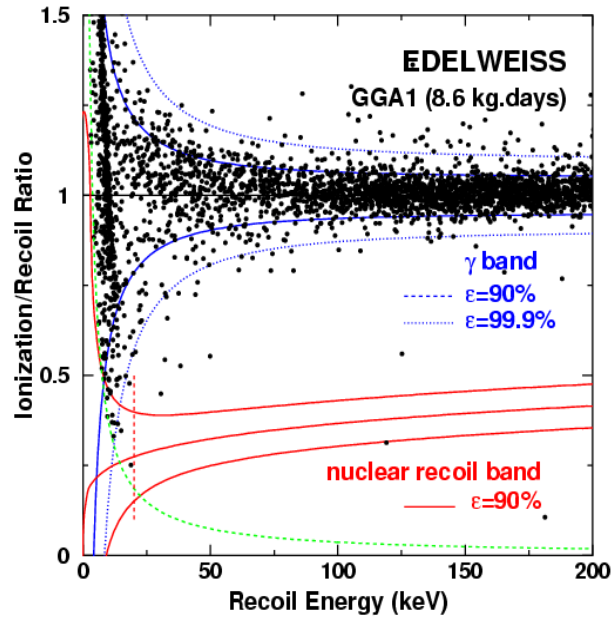


FIG. 6.3 – Distribution du facteur de quenching Q en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données expérimentales enregistrées dans le volume fiduciel de GGA1 lors du run 2002. Les lignes en trait plein représentent les bandes de reculs nucléaires et électroniques à $\pm 1.645\alpha_Q$ (90 %). Les lignes en pointillés représentent la bande de reculs électroniques à $\pm 3.29\alpha_Q$ (99.9 %). La ligne hyperbolique en tirets correspond au seuil en énergie d'ionisation. Figure extraite de [130].

Le seuil en ionisation au cours de ce run avait une valeur de 3.5 keV. L'exposition fiducielle de ce run représente 8.6 kg.j. Les résolutions mesurées pour GGA1 sont répertoriées dans la table 5.3. Le seuil d'analyse en énergie de recul avait été placé à 20 keV. Au-dessus de ce seuil, un événement se trouve à la limite de la zone de recul nucléaire à $E_R = 119$ keV, et conservativement il avait été considéré comme un candidat WIMP lors de la précédente analyse [130]. Avec la nouvelle sélection, quatre événements supplémentaires sont candidats dont trois avec une énergie de recul inférieure à 15 keV.

6.1.2 Le run 2003i

En 2003, deux runs successifs ont eu lieu, d'abord avec un système de déclenchement sur la voie ionisation (run 2003i) puis sur la voie chaleur (run 2003p). La section 3.2 décrit les différences entre ces deux modes de déclenchement. Nous allons à présent détailler les nombreuses améliorations faites entre le run 2002 et le run 2003i.

Lors des deux derniers runs d'EDELWEISS-I, les trois détecteurs placés dans le cryostat ont fonctionné et ont contribué lors des runs de physique. L'exposition fiducielle a donc pu augmenter de façon conséquente. Aux vues de l'amélioration de la collecte de charge due à une couche amorphe, les trois détecteurs utilisés en 2003 en étaient dotés. Pour GGA3 elle était en germanium, et pour GSA1 et GSA3 elles étaient en silicium. La température de fonctionnement était de 17 mK et les tensions de polarisation toutes de -4 V.

Au cours des runs 2000 et 2002, des problèmes cryogéniques sont apparus en partie à cause de la ré-

pétition des manœuvres pour installer et enlever la canne permettant l'introduction d'hélium à chaque remplissage du cryostat. Une liaison permanente contrôlée par automate a donc été installée pour minimiser les interventions humaines. De plus, l'électronique a été modifiée en améliorant les connections électriques pour tenter de diminuer les problèmes de microphonie. Malgré ces améliorations, la qualité des données enregistrées par les trois détecteurs a beaucoup varié au cours du run 2003i. Il a donc été nécessaire de faire des coupures dites de qualité basées sur la valeur de la résolution de la ligne de base des voies chaleur, évaluée heure par heure avec une moyenne glissante sur 3 heures.

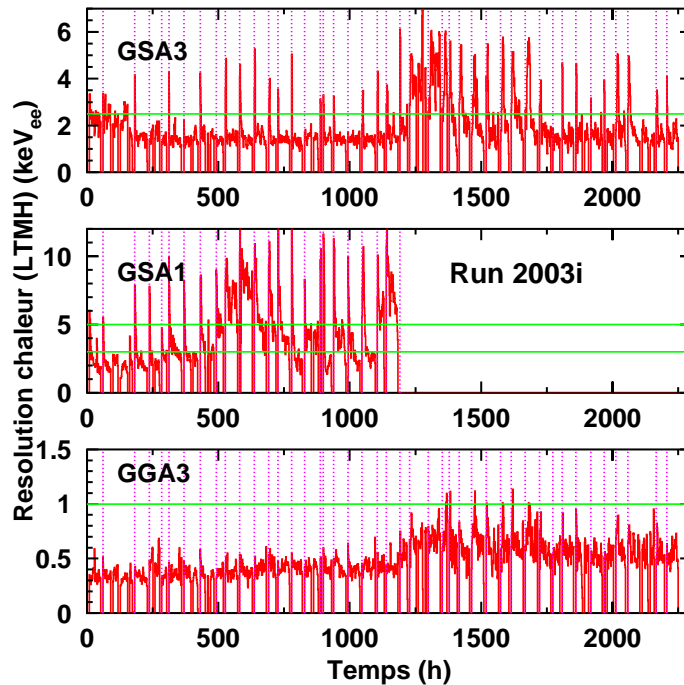


FIG. 6.4 – Résolution ligne de base (LTMH) sur le canal chaleur pour les 3 détecteurs lors du run 2003i, en fonction du temps depuis le début du run. Les résolutions sont évaluées sur des intervalles de 3 heures et centrés sur chaque heure. Les pointillés représentent les remplissages d'hélium du cryostat. De plus les lignes montrent les coupures faites sur les LTMH.

La figure 6.4 montre l'évolution en fonction du temps des résolutions ligne de base chaleur pour le run 2003i. On voit nettement les grandes variations de ces dernières : pour le détecteur GSA3, la résolution a varié entre 1.7 et 6 keV ; pour le détecteur GGA3 entre 0.4 et 1 keV ; et pour GSA1 entre 2 et 8 keV. Ces variations correspondent à des augmentations des perturbations microphoniques. Par exemple, on a représenté en lignes pointillées les remplissages en hélium du cryostat. Presque à chaque fois, le bruit microphonique augmente tout comme la résolution. Les données prises quelques heures après ces périodes d'intense bruit sont assez souvent inutilisables. Toutes les heures ayant une résolution dépassant une certaine valeur seront donc supprimées de l'analyse. En observant attentivement l'évolution des résolutions ligne de base, il est apparu que les coupures à effectuer en chaleur devaient être à 2.5, 5.0 et 1.0 keV_{ee} respectivement pour les détecteurs GSA3, GSA1 et GGA3. On considère que le détecteur a un fonctionnement normal si la résolution mesurée est inférieure aux valeurs citées. Sur la figure 6.4, on

voit que le détecteur GSA1 a été particulièrement sensible au bruit microphonique. A tel point qu'après 900 h de fonctionnement, il a été décidé de ne plus faire participer le détecteur au trigger. En effet, la voie chaleur a commencé à osciller et à contaminer la voie ionisation. De plus, son électronique de lecture a été arrêtée car elle commençait à détériorer les lignes de base chaleur des deux autres détecteurs. Pendant sa période de fonctionnement, la résolution ligne de base chaleur a quand même beaucoup varié résultant en des bandes de reculs nucléaires de largeurs significativement différentes. Il a donc été décidé de séparer les données du détecteur GSA1 en deux sous-ensembles notés "qualité 1" et "2" suivant si la résolution ligne de base chaleur mesurée est inférieure ou supérieure à 3 keV. A chaque sous-ensemble correspond donc une valeur de ligne de base. Les résolutions mesurées lors du run 2003i sont répertoriées dans la table 6.2.

TAB. 6.2 – Résolutions à mi-hauteur (LTMH) en keV_{ee} pour les signaux chaleur et ionisation lors du run 2003i

Détecteur	Résolution ligne de base (keV_{ee})			Chaleur	Résolution à 122 keV_{ee} (keV_{ee})	
	Centre	Ionisation			Ionisation	Chaleur
		Garde	Total			
GSA3	1.10±0.03	1.18±0.05	1.62±0.06	1.57±0.02	2.1±0.1	3.0±0.4
GSA1(1)	1.43±0.08	1.07±0.18	1.79±0.20	2.38±0.07	2.6±0.1	4.0±0.4
GSA1(2)	1.41±0.08	1.47±0.20	2.03±0.82	4.61±0.09	2.8±0.2	5.0±0.4
GGA3	1.65±0.34	2.07±0.08	2.65±0.09	0.44±0.03	3.5±0.1	3.2±0.1

De plus, il est apparu que le gain chaleur variait au cours du temps, et ce surtout pour GGA3 dans les heures suivant les remplissages. Comme cela est expliqué dans la section 4.2.2, cette variation a été corrigée si elle ne dépassait pas 10 %. Dans le cas contraire, les données correspondantes sont exclues de l'analyse. La table 6.3 liste les pourcentages de données coupées par détecteur. Il faut aussi noter que

TAB. 6.3 – Pourcentages d'heures coupées par détecteur lors du run 2003i. Ces coupures ont quatre origines : la qualité des données, les temps de régénération des détecteurs, le temps mort et la variation du gain chaleur de plus de 10 %.

Détecteur	Pourcentage d'heures coupées dans le run 2003i				
	Qualité	Régénération	Temps mort	Gain chaleur	Total
GSA3	3.7	8.0	6.3	–	18.0
GSA1	51.7	9.2	6.2	–	67.1
GGA3	0.2	8.0	6.3	0.3	14.8

les détecteurs subissent une régénération de 12 min une fois toutes les trois heures et la présence d'un temps mort de 0.76 s après chaque déclenchement (cf. § 3.1.4.2 et 3.2).

Après ces coupures, les données de physique enregistrées pour les trois détecteurs GSA3, GSA1 et GGA3 lors du run 2003i sont montrées sur les figures 6.5 et 6.6 avec une exposition fiducielle respectivement de 9.16, 2.37+2.81 et 11.31 kg.j. Avec la sélection de reculs nucléaires, on obtient 11 candidats pour GSA3, 2+2 pour GSA1 et 5 pour GSA3 soit 20 événements compatibles avec des reculs nucléaires dont 17 avec $E_R > 15$ keV.

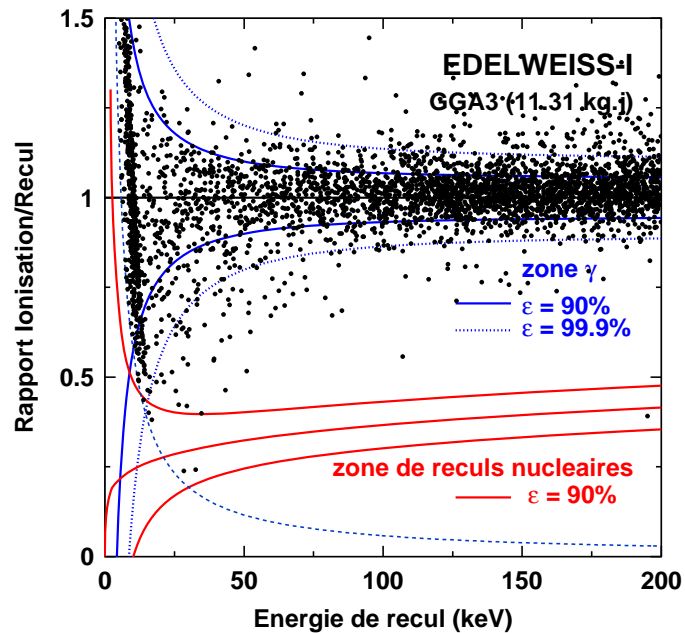
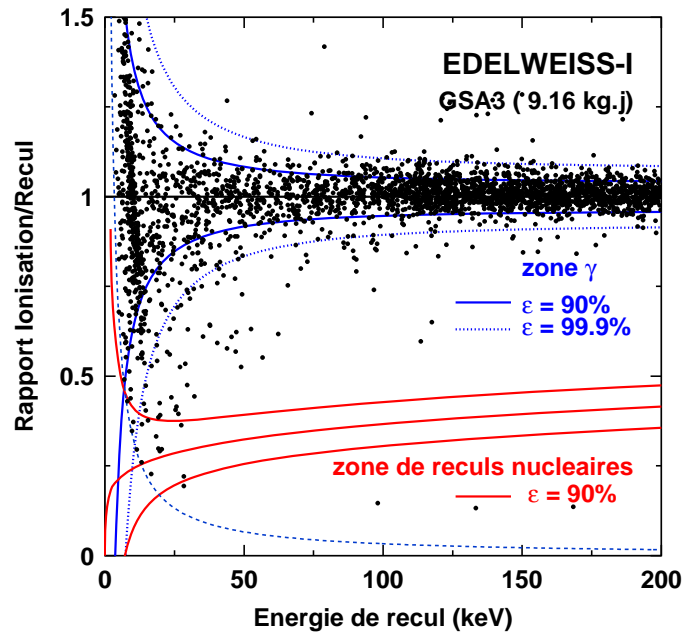


FIG. 6.5 – Distribution du facteur de quenching Q en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données expérimentales enregistrées dans le volume fiduciel de GSA3 et GGA3 lors du run 2003i. Les lignes en trait plein représentent les bandes de reculs nucléaires et électroniques à $\pm 1.645\sigma_Q$ (90 %). Les lignes en pointillés représentent la bande de reculs électroniques à $\pm 3.29\sigma_Q$ (99.9 %). La ligne hyperbolique en tirets correspond au seuil en énergie d'ionisation.

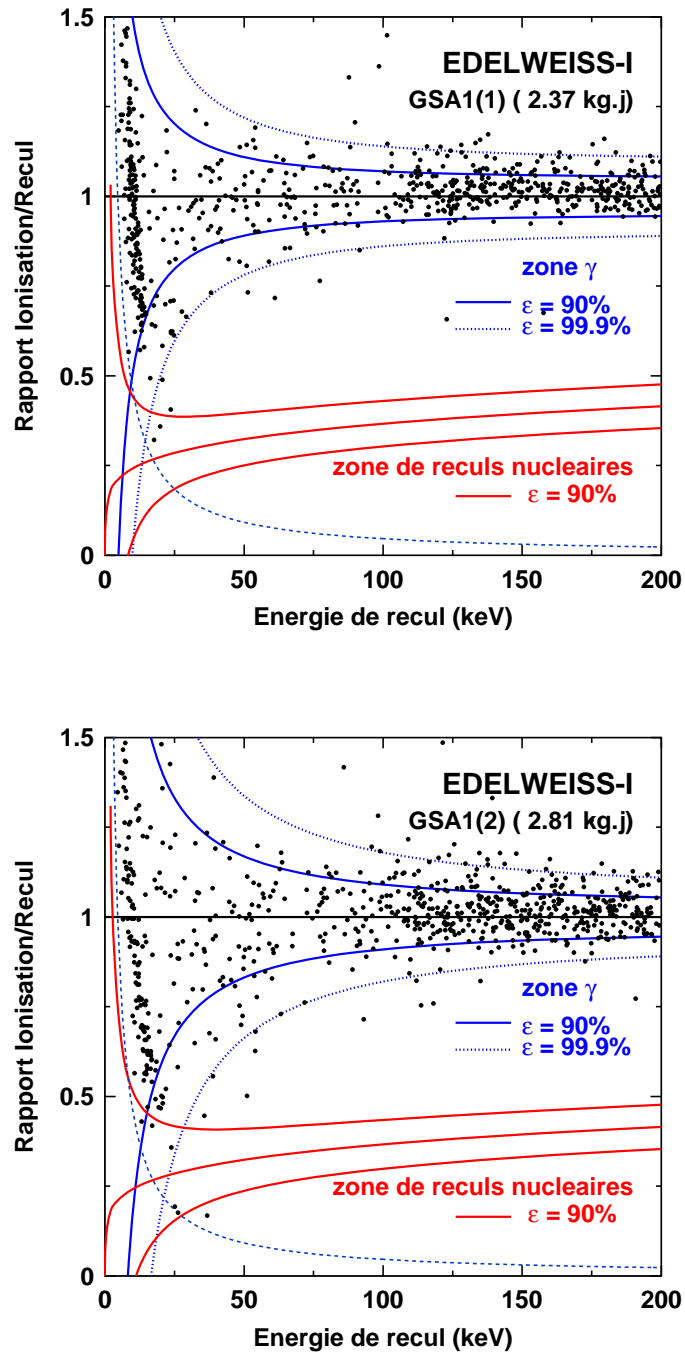


FIG. 6.6 – Figure identique à la précédente pour GSA1 lors du run 2003i. A cause d'importantes fluctuations de la résolution LTMH moyennée sur une heure, les données expérimentales de ce détecteur lors de ce run sont divisées en deux jeux de données suivant si cette valeur est $< 3 \text{ keV}_{ee}$ (qualité 1) ou entre 3 keV_{ee} et 5 keV_{ee} (qualité 2).

6.1.3 Le run 2003p

Le dernier run d'EDLWEISS-I constitue une nouvelle configuration de l'expérience qui s'est révélée extrêmement stable. Les problèmes liés à la sensibilité de l'électronique de lecture à la microphonie, rencontrés lors du run 2003i, ont été résolus après plusieurs semaines de tests. De plus, comme on l'a déjà vu dans la section 3.2, le mode de déclenchement a été modifié. Auparavant, il se faisait sur la voie ionisation, à présent il se fait sur la voie chaleur. Enfin, le filtre numérique appliqué par l'acquisition sur les voies ionisation centre a été réoptimisé.

Toutes ces modifications ont contribué à l'amélioration des résolutions et des seuils. Les améliorations se voient sur la figure 6.7 où les variations de la résolution ligne de base chaleur sont représentées en fonction du temps.

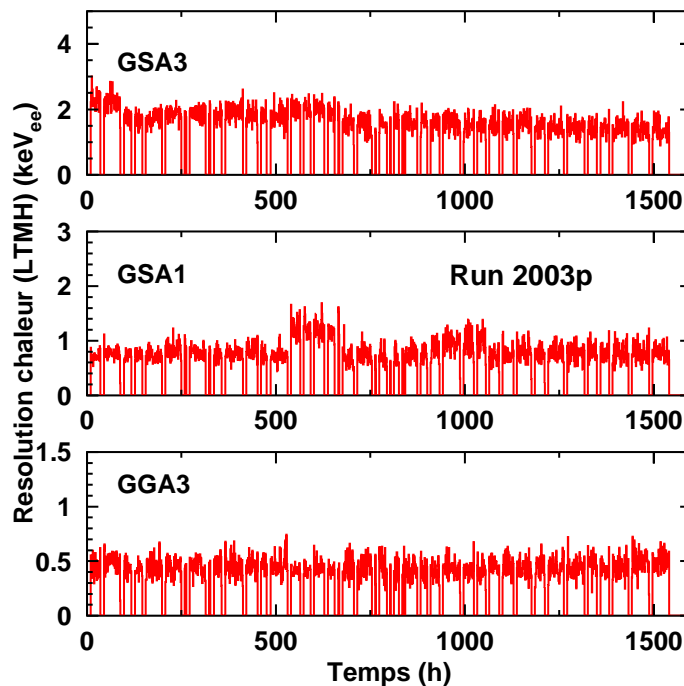


FIG. 6.7 – Résolution ligne de base (LTMH) sur le canal chaleur pour les 3 détecteurs lors du run 2003p, en fonction du temps depuis le début du run. Les résolutions sont évaluées sur des intervalles de 3 heures et centrés sur chaque heure.

Tout au long du run 2003p, les résolutions sont restées très stables et aucune coupure de qualité n'a été nécessaire. La seule coupure sur les données autre que la régénération et le temps mort a été sur le gain chaleur. En effet, un dérèglement de la régulation de la température du cryostat pendant quelques heures a induit une élévation de la température à 18 mK, ce qui a entraîné une baisse importante du gain de la voie chaleur des trois détecteurs. Les données enregistrées à ce moment ont été supprimées, ce qui représente 0.03 kg.j pour chacun des trois détecteurs. Au total, 0.62 kg.j ont été coupés à cause du temps mort, 0.95 pour les régénérations et 0.03 pour la variation du gain chaleur. Les résolutions mesurées lors du run 2003p sont répertoriées dans la table 6.4.

TAB. 6.4 – Résolutions à mi-hauteur (LTMH) en keV_{ee} pour les signaux chaleur et ionisation lors du run 2003p

Décteur	Résolution ligne de base (keV_{ee})			Chaleur	Résolution à 122 keV_{ee} (keV_{ee})	
	Centre	Ionisation Garde	Total		Ionisation	Chaleur
GSA3	1.05 ± 0.02	1.37 ± 0.07	1.73 ± 0.07	1.67 ± 0.01	2.4 ± 0.2	3.0 ± 0.3
GSA1	1.17 ± 0.03	1.44 ± 0.04	1.85 ± 0.05	0.762 ± 0.005	2.8 ± 0.1	1.4 ± 0.1
GGA3	1.14 ± 0.04	1.63 ± 0.05	1.99 ± 0.06	0.401 ± 0.002	3.1 ± 0.1	2.5 ± 0.1

Lors du run 2003p, les seuils de détection en énergie de recul sont meilleurs que 13 keV contrairement au run 2003i où ils varient de 14 à 23 keV (cf. § 5.2.2). Cette nette amélioration peut s'expliquer par trois facteurs.

Premièrement, la résolution ligne de base en chaleur est généralement meilleure que celle en ionisation (cf. tab. 6.2 et 6.4).

Deuxièmement, le signal ionisation est réduit d'un facteur 2 environ pour un recul nucléaire par rapport à un signal chaleur à cause de l'effet de quenching¹.

Enfin, le déclenchement sur la voie chaleur permet d'enregistrer des signaux ionisation avec une plus faible amplitude car le signal ionisation est recherché sur une fenêtre en temps de 20 ms précédent le temps de détection du signal chaleur, ce qui limite la probabilité de trouver une fluctuation excédant 2.5 keV_{ee} .

Les données enregistrées lors du run 2003p pour les trois détecteurs GSA3, GSA1 et GGA3 sont montrées sur les figures 6.8 et 6.9 avec respectivement une exposition fiducielle de 7.20, 7.60 et 7.86 kg.j. Comme les zones de reculs nucléaires et électroniques des trois détecteurs sont quasiment identiques, on peut sommer leurs données sur un seul bi-plot (cf. fig. 6.9).

Si on considère la somme des trois détecteurs, le taux d'événements avant la réjection gammas et avant la sélection des reculs nucléaires est de $2.00 \pm 0.03 \text{ evt/keV/kg/j}$ entre 30 et 100 keV. Après la coupure fiducielle, il devient $1.31 \pm 0.03 \text{ evt/keV/kg/j}$ entre 30 et 100 keV. Et en ne sélectionnant que les événements avec interaction dans un seul détecteur, on obtient $0.98 \pm 0.03 \text{ evt/keV/kg/j}$ entre 30 et 100 keV. La plupart de ces événements sont dus à des reculs électroniques comme on peut le voir sur les figures 6.8 et 6.9.

Avec la sélection des reculs nucléaires, on obtient 11 candidats pour GSA3, 15 pour GSA1 et 8 pour GSA3 soit 34 événements compatibles avec des reculs nucléaires dont 19 avec $E_R > 15 \text{ keV}$.

Lors de ce run, une coïncidence entre deux détecteurs a été observée, les deux valeurs de Q étant compatibles avec des reculs nucléaires. Un des reculs se situe dans le volume fiduciel de GGA3 avec $(E_R, Q) = (15, 0.27)$ et le deuxième est dans le volume externe de GSA1 avec $(E_R, Q) = (14, 0.28)$. Nous reviendrons sur cette coïncidence dans la section 6.1.5.

¹Le facteur est donné par $((1 + QV/3)/(1 + V/3))/Q$ et vaut 2 pour $V = 4$ et $Q = 0.3$.

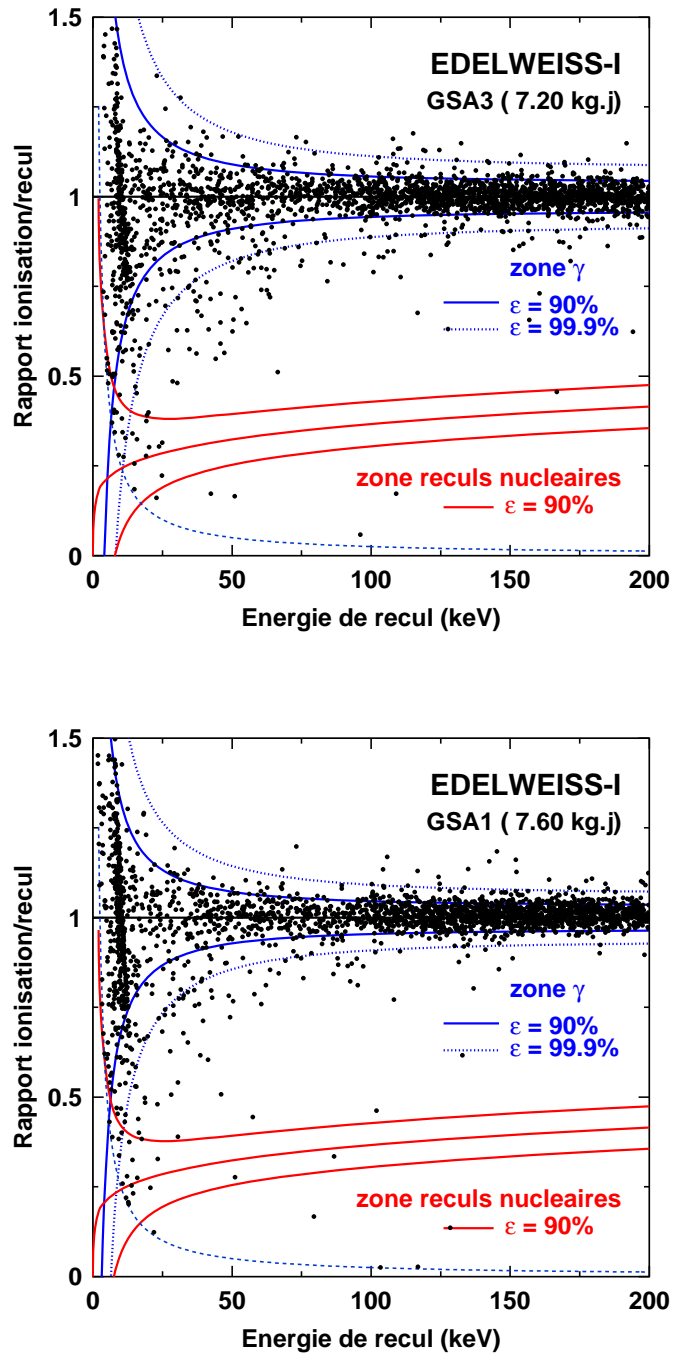


FIG. 6.8 – Distribution du facteur de quenching Q en fonction de l'énergie de recul E_R pour les données expérimentales enregistrées dans le volume fiduciel de GSA3 et GSA1 lors du run 2003p. Les lignes en trait plein représentent les bandes de reculs nucléaires et électroniques à $\pm 1.645\alpha_Q$ (90 %). Les lignes en pointillés représentent la bande de reculs électroniques à $\pm 3.29\alpha_Q$ (99.9 %). La ligne hyperbolique en tirets correspond au seuil en énergie d'ionisation.

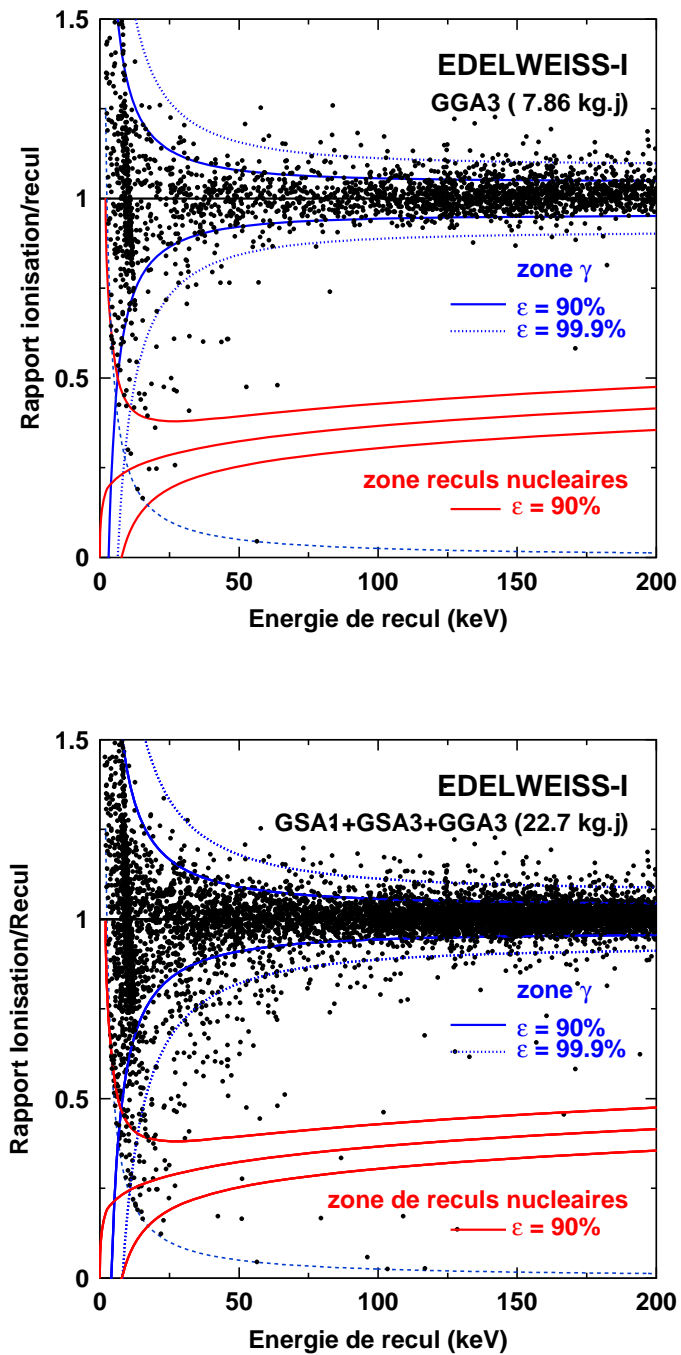


FIG. 6.9 – Figure identique à la précédente pour GGA3 et la somme des trois détecteurs lors du run 2003p.

6.1.4 Spectre en énergie dans la zone des reculs nucléaires

Dans la zone de reculs nucléaires de chaque détecteur et en prenant la nouvelle sélection des reculs nucléaires (cf. § 4.5), on voit apparaître 61 événements compatibles avec des reculs nucléaires et donc candidats WIMPs².

La figure 6.10 montre la distribution des énergies de recul de ces événements par intervalles de 2.5 keV. On a superposé au spectre expérimental les spectres de recul attendus pour des WIMPs de différentes

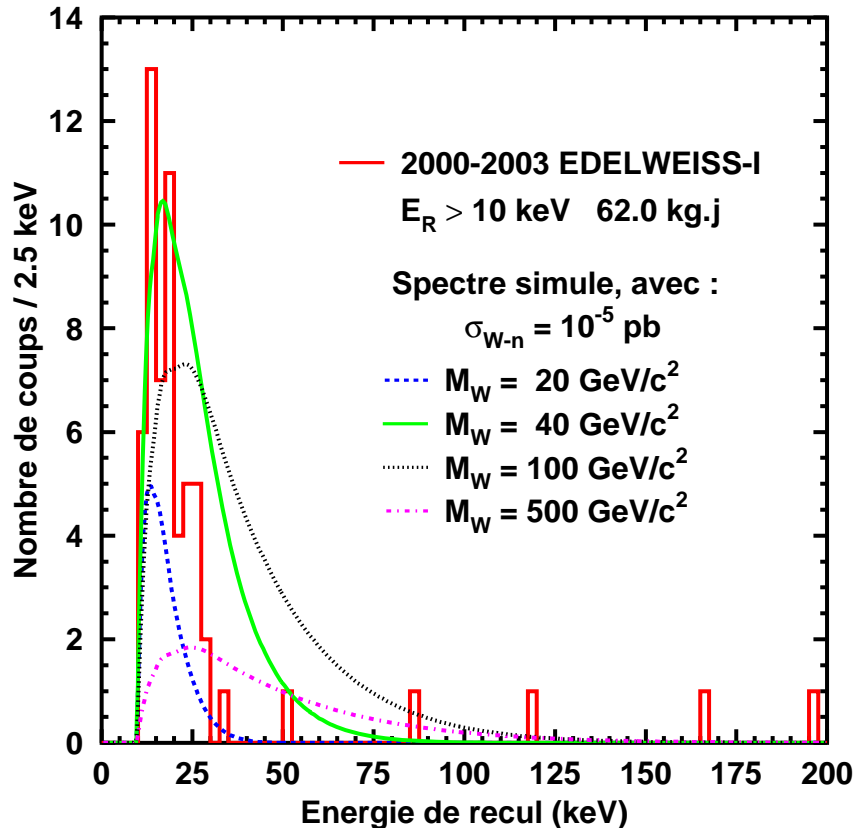


FIG. 6.10 – Spectre expérimental en énergie de recul pour les événements satisfaisant la sélection de reculs nucléaires (cf. paragraphe 4.5) avec $E_R > 10$ keV, enregistrés par EDELWEISS-I avec une exposition totale fiducielle de 62 kg.j, comparé à des spectres de recul simulés pour des WIMPs avec $\sigma_{W-nucl} = 10^{-5}$ pb et $M_W = 20, 40, 100$ et 500 GeV/c².

masses, obtenus avec la simulation décrite dans la section 5.2. On voit qu'aucun des spectres ne reproduit la distribution expérimentale en considérant tout l'intervalle en énergie de recul (0-200 keV).

La plupart des événements se trouvent au-dessous de 30 keV, seulement 3 étant entre 30 et 100 keV. Le taux d'événements au-delà de 30 keV est de 6×10^{-4} evt/keV/kg.j. Dans cette région la plupart des

²Une analyse similaire a été menée par d'autres membres de la collaboration EDELWEISS. Les spectres en énergie obtenus sont identiques à celui de la figure 6.10 pour $E_R > 15$ keV, par contre au-dessous les spectres diffèrent légèrement surtout à cause de la sensibilité des valeurs (E_R, Q) à l'étalonnage à basse énergie.

masses de WIMP ne prévoient que peu d'événements. Par contre au-dessous de 30 keV, il y a 34 événements dont 18 entre 15 et 30 keV. Cette partie du spectre est compatible avec un WIMP de 20-25 GeV/c². Les événements avec une énergie de recul inférieure à 15 keV doivent être étudiés avec précaution car l'efficacité diminue très rapidement dans cette région (cf. fig. 5.6).

6.1.5 Interprétation des candidats reculs nucléaires

Sur les figures 6.8 et 6.9 montrant les distributions de Q en fonction de E_R du run 2003p, on distingue clairement la présence d'une population entre les zones de reculs électroniques et nucléaires. Ceci suggère la présence d'événements avec une mauvaise collecte de charge.

Pour vérifier si une partie de cette population aurait pu s'introduire dans la zone de reculs nucléaires, on étudie les populations situées au-dessus de cette zone. La variable la plus judicieuse pour cette étude est D définie dans la section 4.4 comme $D = \frac{Q-Q_n}{1-Q_n}$. Cette variable a l'avantage de placer les reculs nucléaires à 0 et les reculs électroniques à 1 pour toutes les valeurs de E_R .

La figure 6.11 montre, en trait plein, la distribution de D pour les données du run 2003p. Pour avoir une idée de l'origine de ces événements, on y superpose les distributions obtenues lors d'étalonnages gamma ou neutron (zones hachurées). Les données issues de l'étalonnage gamma sont normalisées à l'aire du pic des données expérimentales pour $D > 1$. Cette normalisation permet de voir que le pic des données de fond centré en $D = 1$ n'est pas du tout symétrique contrairement à celui des données de l'étalonnage. Une queue d'événements s'étend vers $D = 0$. Cet effet est très net surtout pour de faibles valeurs de E_R et on voit même que pour $E_R < 40$ keV la queue atteint la région où sont attendus les reculs nucléaires (neutrons ou WIMPs). Or c'est dans ce même intervalle en énergie que le taux d'événements candidats WIMPs est le plus élevé (cf. fig. 6.10).

On associe les événements entre les zones de reculs électroniques et nucléaires à une mauvaise collecte de charge ou à des reculs d'électrons proches de la surface [139]. Or un électron de faible énergie ne peut pas traverser les capots de cuivre séparant les détecteurs³. On s'attend donc à ce que ces événements ne soient pas associés à des coïncidences entre détecteurs. Sur la figure 6.12 représentant la distribution de D dans le cas d'interactions multiples, la queue vers $D = 0$ est drastiquement réduite. La distribution des multiples est représentée en trait plein, celle des simples en pointillés, et les étalonnages gamma en hachuré. Ces dernières distributions sont normalisées sur l'aire du pic des coïncidences pour $D > 1$. Lorsqu'on considère les coïncidences, la queue d'événements disparaît en grande partie pour chacune des tranches d'énergies étudiée et les distributions sont proches de celle d'un étalonnage gamma. Ceci confirme que le libre parcours moyen des particules produisant ce type d'événements est inférieur à 2 mm, ce qui correspond à l'épaisseur cumulée des capots de cuivre séparant deux détecteurs. Mais la statistique accumulée n'est pas suffisante pour extrapoler le nombre d'événements imputables à des électrons de surface qui auraient pu simuler des reculs nucléaires.

Une autre observation essentielle pour l'interprétation des données est la présence d'une coïncidence entre deux reculs nucléaires dans les données bas bruit (cf. § 6.1.3). Cette coïncidence ne peut s'expliquer que par la présence d'un fond neutron. En effet, la présence des capots de cuivre autour des détecteurs supprime la possibilité d'observer une coïncidence entre deux événements β mal collectés. Cette seule coïncidence ne suffit pas pour évaluer le nombre de neutrons qui pourraient se trouver dans le spectre en énergie de la figure 6.10. En se basant sur un rapport d'interactions simples sur doubles d'environ 10 (cf. § 4.4.4 et § 5.1.4), on peut déduire un nombre de simples compris entre 0 et 40 pour un niveau de

³il suffit de 350 nm (20 μ m) de germanium pour arrêter un β de 10 (100) keV

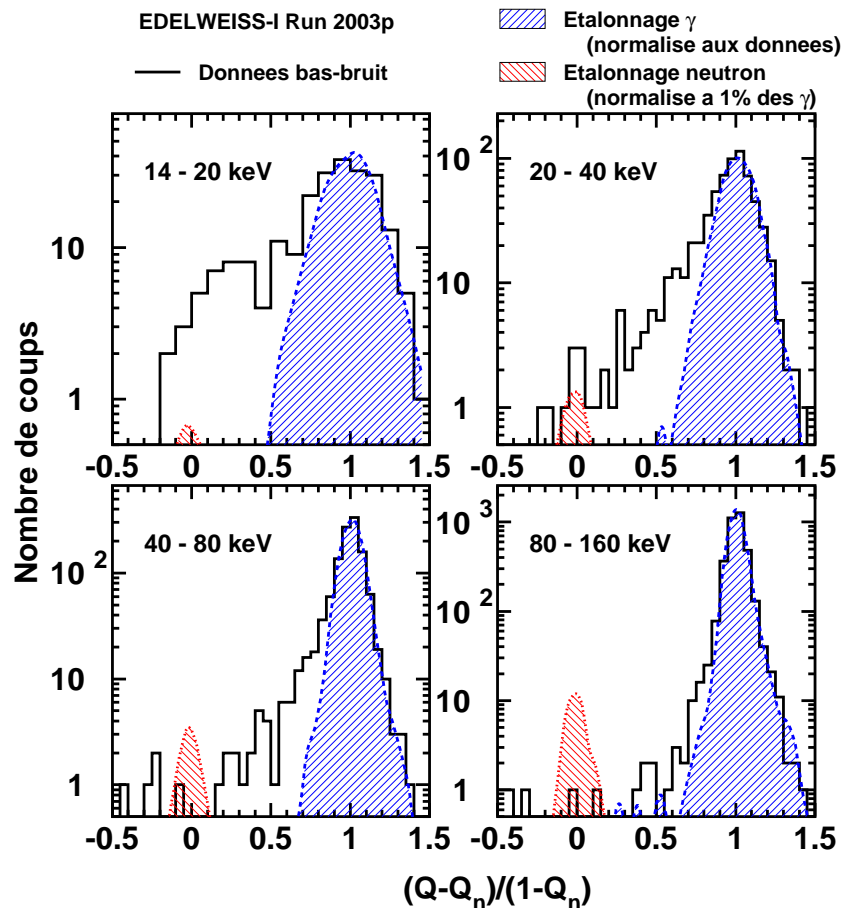


FIG. 6.11 – Distribution de $D = \frac{Q-Q_n}{1-Q_n}$, pour quatre intervalles en énergie de recul (14-20, 20-40, 40-80 et 80-160 keV) pour la somme des trois détecteurs lors du run 2003p. Avec cette variable, les reculs nucléaires sont centrés en 0 et les reculs électroniques en 1. Histogrammes en trait plein : données expérimentales enregistrées lors du run 2003p. Distributions hachurées centrées en 1 : données expérimentales provenant d'un étalonnage γ ^{137}Cs (avec une grande statistique) normalisées à la partie gauche ($D > 1$) du pic γ du run 2003p. Distributions hachurées centrées en 0 : données expérimentales provenant d'un étalonnage neutron ^{252}Cf (avec une grande statistique) normalisées à 1 % de l'aire du pic γ .

confiance de 90 %, ce qui est trop large. Selon les simulations effectuées (cf. § 5.1.4), le taux de neutrons attendu serait de 1.7 ± 0.1 événements pour 62 kg.j, mais avec une large incertitude systématique due au Monte-Carlo et à l'évaluation du flux de neutrons issus de la roche. La probabilité de ne voir qu'un seul neutron et que celui-ci produise une interaction double n'est pas négligeable. Il est donc possible qu'aucun neutron ne se trouve dans le spectre de la figure 6.10.

En résumé, les figures 6.11 et 6.12 combinées à l'observation d'une coïncidence entre deux reculs nucléaires suggèrent la contribution de deux populations différentes à un éventuel bruit de fond : des neutrons et des électrons de surface. Le manque de statistique ne permet pas de faire une conclusion quantitative et aucun bruit de fond ne sera soustrait des données.

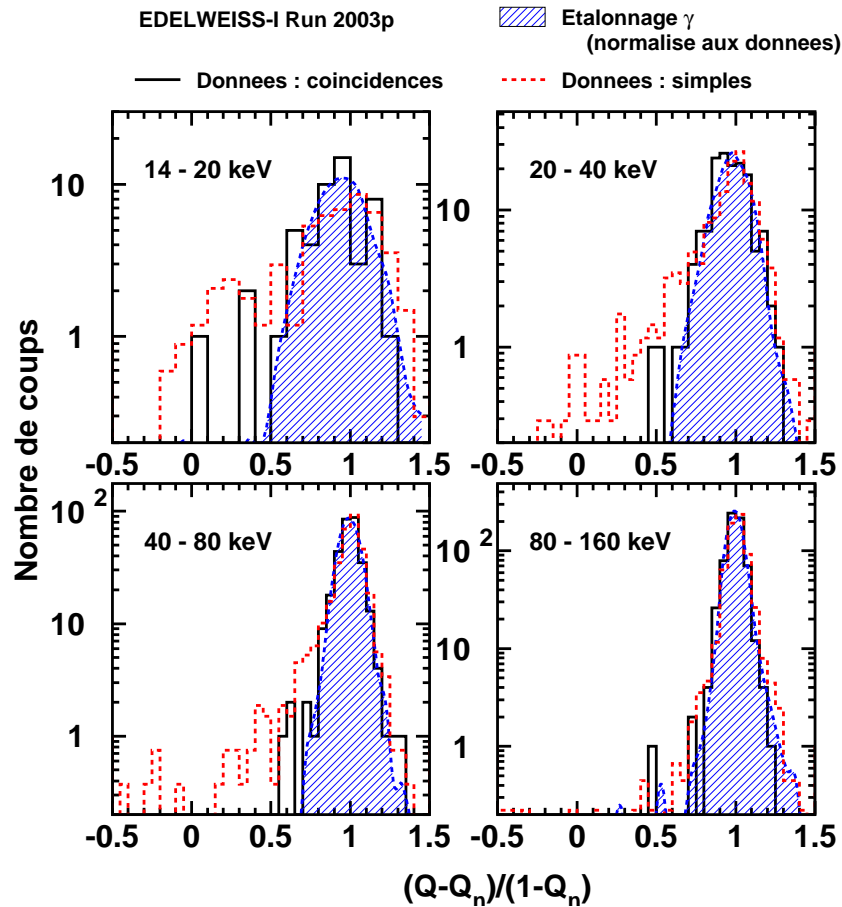


FIG. 6.12 – Môme type de figure mais le spectre en trait plein est pour des coïncidences et celui en tiret pour des événements simples. Distributions hachurées : données expérimentales provenant d'un étalonnage γ ^{137}Cs (avec une grande statistique). Tous les spectres sont normalisés à la partie gauche ($D > 1$) du pic γ du run 2003p.

6.1.5.1 Fond dans la bande γ

Une étude détaillée des événements observés dans la bande γ a été menée au sein de la collaboration. Pour étendre ces investigations à des gammas au-delà de 300 keV, une étude des signaux saturés a été faite et un run spécial a été dédié à la détection d'événements de haute énergie, en diminuant le gain des amplificateurs d'un facteur 10. Ces deux analyses sont détaillées dans le manuscrit de thèse de S. Fiorucci [133].

La conclusion principale est que la majorité du fond gamma observé provient du cuivre présent dans l'installation expérimentale, à cause de sa contamination en uranium, thorium et cobalt. A partir de l'observation d'événements identifiés à des α avec des énergies de l'ordre de 5 MeV et $Q \sim 0.3$ lors des runs dédiés aux hautes énergie, et de la présence d'événements à mauvaise collecte de charge pouvant être associés à des désintégrations β et à des reculs de surface de ^{206}Pb , on peut aussi supposer que les éléments de cuivre situés proches des détecteurs, les capots, étaient contaminés en ^{210}Pb , à la suite d'une exposition à du radon [133].

6.1.6 Compatibilité des différents runs

Nous allons vérifier la compatibilité des spectres en énergie de reculs des événements sélectionnés enregistrés lors des différents runs. Au premier abord, on s'aperçoit qu'il y a nettement plus d'événements candidats WIMPs dans les runs 2003i-p que dans les runs 2000 et 2002 (cf. tab. 6.5).

TAB. 6.5 – Candidats WIMPs enregistrés lors des différents runs

Run	Nombre d'événements candidats WIMPs				
	$E_R > 10$ keV	$E_R > 15$ keV	$E_R > 20$ keV	$E_R > 30$ keV	$E_R > 100$ keV
2000	2	2	2	–	–
2002	5	2	1	1	1
2003i	20	17	8	2	1
2003p	34	19	11	3	1
EDELWEISS-I	61	40	22	6	3

Cependant les runs de 2003 ont une exposition fiducielle totale de 48.4 kg.j contre 13.9 kg.j en 2000 et 2002. De plus, le seuil de détection en énergie de recul a été beaucoup amélioré lors des derniers runs, les détecteurs étaient donc plus sensibles à des événements à plus basse énergie que dans les runs 2000 et 2002. Cet effet est visible sur les courbes d'efficacité obtenues dans la section 5.2.2.

La méthode de vérification de la compatibilité des runs est la suivante. Tout d'abord, on corrige le spectre de la figure 6.10 par l'efficacité totale pour les 62 kg.j (cf. fig. 5.6). Ce spectre corrigé est ensuite multiplié par l'efficacité simulée pour chacun des runs 2000+2002, 2003i et 2003p (cf. fig. 5.6). Sur la figure 6.13, chacun de ces spectres est représenté en trait plein et comparé aux données expérimentales, représentées par des points.

L'absence de déviation significative entre ces deux spectres pour chacun des runs pour des énergies de recul supérieures à 15 keV justifie l'addition des données.

L'exposition multipliée par quatre ainsi que l'augmentation significative de l'efficacité à basse énergie explique pourquoi 16 événements ont été observés entre 20 et 30 keV, lors des runs 2003i et 2003p, alors qu'aucun événement n'a été observé lors des runs 2000 et 2002. Inversement, les quelques événements observés juste au-dessous de 20-30 keV dans les runs 2000, 2002 et 2003i sont consistants avec ce qui est attendu des données du run 2003p.

On est donc en droit de combiner toutes les données d'EDELWEISS-I pour des énergies de recul supérieures à 15 keV.

6.2 Section efficace d'interaction d'un WIMP sur un nucléon

L'ensemble des données d'EDELWEISS-I conduit donc, après tout le processus d'analyse que nous avons décrit plus tôt, au spectre en énergie des événements reculs nucléaires présenté sur la figure 6.10. Le seuil en énergie à 50 % d'efficacité calculé pour l'ensemble des runs étant de 15 keV et l'efficacité variant beaucoup trop vite en deçà, nous ne considérerons que les événements ayant une énergie de recul supérieure à 15 keV. Aucune soustraction de bruit de fond n'est faite sur les données. En conclusion, nous considérons tous les événements compatibles avec un recul nucléaire avec $E_R > 15$ keV comme des candidats WIMPs.

Les précédentes limites d'exclusion [129, 130] étaient basées sur la statistique de Poisson. En effet, cette méthode est la plus simple en cas de signal nul mais nécessite de bien définir, a priori, la zone

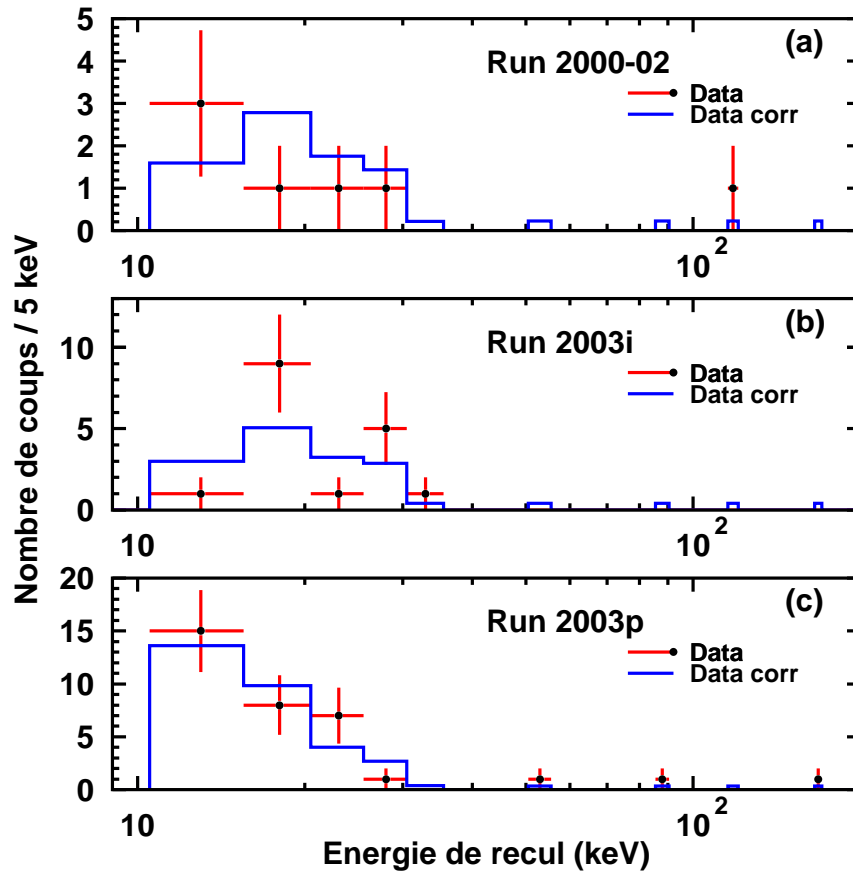


FIG. 6.13 – Points expérimentaux : spectre en énergie de recul des événements enregistrés lors des runs 2000 +2002 (a), 2003i (b) et 2003p (c). Ces spectres sont comparés à un spectre moyen corrigé par l'efficacité pour le jeu entier de données d'EDELWEISS-I. Ce dernier a été obtenu en multipliant le spectre expérimental (cf. fig. 6.10) par le rapport des efficacités (dépendantes de l'énergie) du run considéré et du jeu entier de données (cf. fig. 5.6).

d'acceptance. Dans nos données, on compte 40 événements ce qui correspond pour une distribution de Poisson à un nombre $\mu < 49.3$ pour un niveau de confiance de 90 %. Dans ce cas, la limite d'exclusion est très haute, non compétitive et n'est peut-être pas la meilleure que l'on puisse déduire de nos données. Cette limite ignore une information connue a posteriori mais qui est très importante pour contraindre des modèles de WIMPs, la forme du spectre observé.

Dans la section 5.3, nous avons présenté et vérifié la méthode de Yellin qui permet de dériver une limite d'exclusion en présence d'un bruit de fond inconnu en utilisant l'information sur la forme du spectre du signal. C'est avec cette méthode que nous allons déterminer la limite d'exclusion finale d'EDELWEISS-I. Cette méthode est bien adaptée dans notre cas où aucun modèle n'est disponible pour décrire le bruit de fond éventuel et aucune soustraction n'est possible.

Les deux éléments de base de la méthode sont le spectre en énergie des événements (fig. 6.10) pour

$E_R > 15$ keV, et celui du signal WIMP attendu dans nos détecteur pour une masse de WIMP M_W donnée et une section efficace d'interaction WIMP-nucléon σ_{W-n} donnée (cf. § 5.2).

6.2.1 Interactions indépendantes du spin

6.2.1.1 Limite d'exclusion

Le processus d'interprétation des données en terme de section efficace d'interaction WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP M_W est décrit dans la section 2.4.1. A partir du spectre expérimental des événements enregistrés dans la zone de reculs nucléaires et des spectre de WIMPs attendus, la méthode de Yellin permet d'avoir pour chaque masse de WIMP le nombre d'événements μ_{exc} à considérer pour un niveau de confiance de 90 % dans le calcul de la limite sur la section efficace donné par l'équation (2.42).

Les limites sur la section efficace WIMP-nucléon obtenues, dans le cas d'une interaction indépendante du spin, pour l'ensemble des données EDELWEISS-I sont représentées en trait plein sur la figure 6.14. La meilleure sensibilité atteinte est de 1.5×10^{-6} pb pour une masse de WIMP de $80 \text{ GeV}/c^2$ pour un niveau de confiance de 90 %.

Sur cette figure, on compare la sensibilité atteinte par EDELWEISS-I à celles obtenues par deux autres expériences de détection directe, CDMS [52, 118] et CRESST [120]. Ces deux expériences utilisent des techniques similaires à la notre.

L'expérience américaine CDMS utilise des détecteurs ionisation-chalet en germanium (6×250 g) et en silicium (6×100 g) placés dans un cryostat à dilution. L'ensemble de l'installation est installée dans la mine de Soudan. La principale différence avec EDELWEISS se trouve dans leurs senseurs thermiques appelés ZIPs. Ces senseurs sont sensibles aux phonons thermiques. Une coupure sur le temps de montée du signal phonon ainsi que sur l'intervalle de temps entre le signal ionisation et le signal phonon permet de supprimer une grande partie des événements de surface [52, 118, 119]. La sensibilité atteinte par CDMS est de 1.6×10^{-7} pb pour un niveau de confiance de 90 % pour $M_W = 60 \text{ GeV}/c^2$ [118].

L'expérience CRESST basée au LNGS est un peu différente car elle utilise la double détection scintillation-chalet avec cristal de CaWO_4 combiné à un détecteur de scintillation cryogénique [120]. La deuxième phase CRESST-II consiste actuellement en 2 modules de 300 g de CaWO_4 . Avec une exposition de 20.5 kg.j, ils ont observé 16 événements correspondant à un taux de 0.87 ± 0.22 evt/kg/j entre 12 et 40 keV [120]. A partir d'hypothèses raisonnables quant au facteur de quenching de scintillation des reculs de tungstène, ils obtiennent une limite proche de celle d'EDELWEISS-I pour des masses de WIMP inférieures à $60 \text{ GeV}/c^2$.

6.2.1.2 Interprétation de cette limite

En termes de taux d'événements La limite obtenue pour l'ensemble des résultats EDELWEISS-I est similaire à celle dérivée des résultats précédents [130]. Cette limite peut être exprimée en terme simple de taux de reculs nucléaires entre 30 et 100 keV, un intervalle sur lequel l'efficacité est approximativement constante et environ 90 % dans toutes les configurations. En 2000-2002, aucun événement n'a été observé pour une exposition de fiducielle de 13.6 kg.j. En tenant compte de l'efficacité de 90 % pour les reculs nucléaires, sur cet intervalle, ceci correspond à une exposition effective de 12.2 kg.j. Il en résulte une limite de 0.19 evt/kg/j, pour un niveau de confiance de 90 %, pour des reculs nucléaires entre 30 et 100 keV. Une limite similaire sur le taux peut également être obtenue des données de 2003. Les trois événements observés entre 30 et 100 keV pour une exposition effective de 43.5 kg.j correspondent à

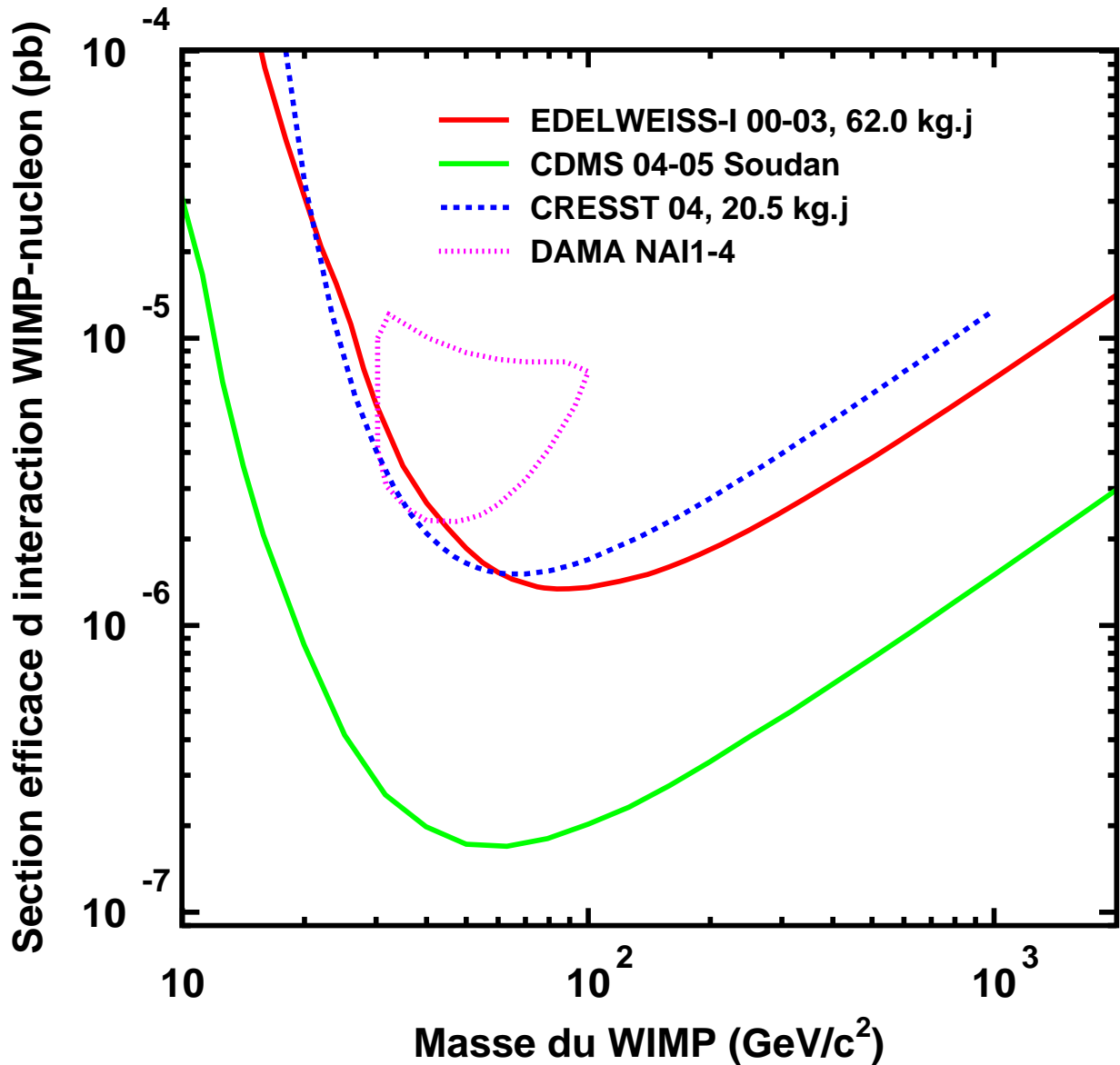


FIG. 6.14 – Limites spin-indépendantes pour un niveau de confiance de 90 % obtenues à partir des données d'EDELWEISS-I (trait plein foncé) pour une exposition fiducielle totale de 62 kg.j [131], avec $E_R > 15$ keV. Courbe en trait plein clair : limites de CDMS 2004+2005 [118]. Courbe en tirets foncés : limites de CRESST [120] (uniquement les reculs de W), contour : région permise avec un niveau de confiance de 3σ pour les données de la modulation annuelle de DAMA [102].

0.15 evt/kg.j pour un niveau de confiance de 90 %. Pour l'ensemble des données EDELWEISS-I, l'exposition effective est de 55.8 kg.j et la limite pour un niveau de confiance de 90 % est de 0.12 evt/kg.j entre 30 et 100 keV.

Par rapport à la méthode de Yellin Pour chaque masse de WIMP, la méthode de Yellin détermine l'intervalle en énergie de recul correspond à l'"Optimum Interval" sur lequel on considère un nombre exclu d'événements qui donne la limite sur la section efficace. La figure 6.15 montre les bornes de l'intervalle en énergie de recul sélectionné en fonction de M_W avec le nombre d'événements expérimentaux présents dans celui-ci.

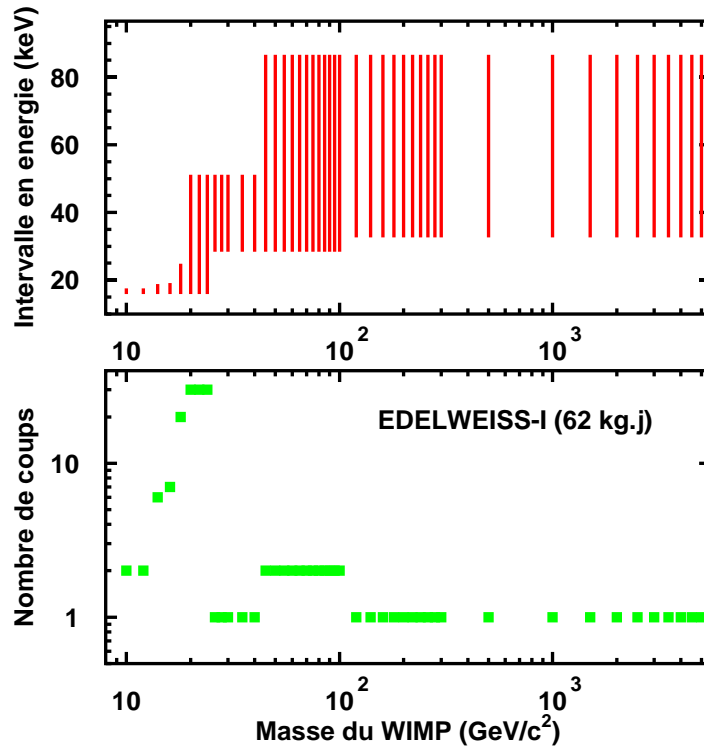


FIG. 6.15 – En haut : Intervalles en énergie de recul sélectionné par l'algorithme de Yellin utilisés pour dériver les limites à 90 % C.L. en fonction de la masse du WIMP. En bas : Nombre d'événements observés dans l'intervalle en énergie de recul correspondant.

Pour $M_W > 25 \text{ GeV}/c^2$, l'intervalle sélectionné est entre 28.4 et 86.6 keV. Cela correspond bien à ce que montre la figure 6.10, où le spectre expérimental est comparé avec celui attendu pour des WIMPs de différentes masses. La plupart des événements observés se trouvent à une énergie de recul inférieure à 30 keV, et ceci est incompatible avec la forme des spectres pour $M_W > 40 \text{ GeV}/c^2$. La figure 6.15 montre que pour $M_W < 25 \text{ GeV}/c^2$, l'intervalle sélectionné change et accepte un très grand nombre d'événements (30 événements avec $15.9 < E_R < 51.1 \text{ keV}$). L'explication est que le spectre expérimental est compatible avec un WIMP d'une masse de 20 à 25 GeV/c^2 . Comme il a été démontré dans la section 5.3, en présence d'un bruit de fond ayant un spectre en énergie de la même forme que celle du spectre de recul des WIMPs, la limite dérivée avec un niveau de confiance de 90 % avec la

méthode de Yellin est identique à celle basée sur le nombre total d'événements observés dans le même intervalle.

Etude des erreurs systématiques Si on veut comparer cette limite d'exclusion avec des prédictions théoriques, plusieurs erreurs systématiques sont à considérer. Il existe de grandes incertitudes théoriques associées aux paramètres des modèles nucléaires et astrophysiques. Celles-ci sont cependant communes à toutes les expériences de détection directe. Ces paramètres ont été choisis en accord avec les prescriptions de [73] afin de faciliter la comparaison d'expériences.

D'un point de vue expérimental, l'incertitude systématique de ± 1 keV sur les seuils en énergie de recul a un effet négligeable car les limites les plus contraignantes sont basées sur les données avec $E_R > 30$ keV.

Des effets plus importants sont dus à une incertitude de 1 % sur la détermination du volume fiduciel et une incertitude de 1 % sur celle des positions et largeurs de la zone de reculs nucléaires. Il existe aussi une incertitude de 1 % sur la calibration des voies ionisation et chaleur, ce qui correspond à une incertitude d'environ 2 % sur l'efficacité entre 28.4 et 86.6 keV. La somme quadratique de ces incertitudes est de 4 %, ce qui atteste de la simplicité et de la robustesse de l'analyse des données d'EDELWEISS-I.

L'incertitude systématique la plus importante pour toutes les expériences cryogéniques est celle sur la valeur du quenching de la voie chaleur. Actuellement, les mesures directes et indirectes [88, 139, 156] de ce facteur sont compatibles avec 1 à environ 10 % près. La figure 6.16 montre les différentes limites obtenues pour EDELWEISS-I dans les cas où Q' est égal à 0.9, 1.0 et 1.1. Une telle incertitude de 10 % induit une erreur inférieure à 20 % sur la limite.

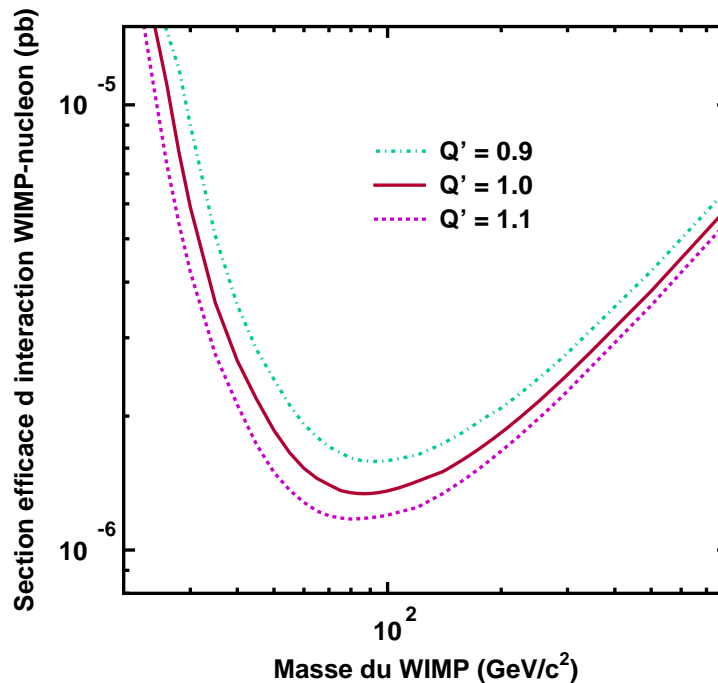


FIG. 6.16 – Différentes limites d'exclusion sur $\sigma_{W-nucl}(M_W)$ obtenues pour différentes valeurs de Q' .

Limite inférieure sur E_R Enfin, on a considéré les événements avec une énergie de recul supérieure à 15 keV pour dériver notre limite, sur la base de l'efficacité de détection qui est supérieure à 45 % pour des énergies supérieures à 15 keV (cf. fig. 5.6).

Sur la figure 6.17, on compare les limites d'exclusion obtenues en changeant la valeur minimale d'énergie de recul. Pour $M_W > 20 \text{ GeV}/c^2$, la sensibilité s'améliore en augmentant la valeur minimale d'énergie. En revanche, avec $E_R > 30 \text{ keV}$, on est moins sensible à de faibles masses de WIMPs car celles-ci induisent des spectres en énergies piqués vers 20 keV (cf. fig. 6.10). Ceci illustre bien le fait que choisir un seuil de 30 keV plutôt que de 15 keV ne pourrait que refléter un biais. C'est-à-dire que l'on rejette à priori que le WIMP puisse avoir une masse inférieure à $50 \text{ GeV}/c^2$.

Enfin, on ne montre pas la courbe correspondant à $E_R > 10 \text{ keV}$, car dans ce cas, on atteint la valeur de μ limite des tables calculées par S. Yellin (cf. § 5.3), et la méthode n'est plus très sûre pour des masses inférieures à $100 \text{ GeV}/c^2$, d'autant plus que la simulation de l'efficacité pour $E_R < 10 \text{ keV}$ est beaucoup moins fiable qu'à haute énergie. Au final, la limite atteinte avec des énergies supérieures à 15 keV est la plus sûre et la moins biaisée.

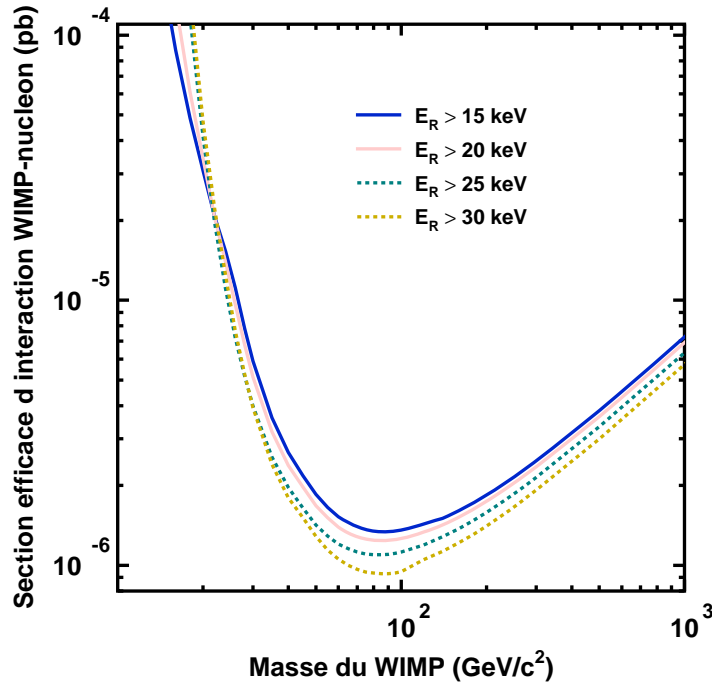


FIG. 6.17 – Différentes limites d'exclusion sur $\sigma_{W-nucl}(M_W)$ pour différentes valeurs minimales d'énergie de recul prises pour le spectre expérimental.

6.2.2 Interactions dépendantes du spin

Dans le cadre du MSSM, l'interaction indépendante du spin (SI) doit dominer. Mais si on va au-delà, on doit considérer les cas où l'interaction dépendante du spin (SD) domine. Dans le cadre d'une interaction SD dominante, le WIMP interagit principalement avec les noyaux ayant un spin non-nul.

TAB. 6.6 – Valeurs expérimentales (à 90% de niveau de confiance) des sections efficaces d'interaction WIMP-(noyau, proton et neutron) exclues. Les valeurs de $\sigma_{W-p,n}^{lim(A)}$ ont été calculées à partir de l'équation (2.46) avec les valeurs de $\langle S_{p,n} \rangle$ données dans [79] et $J = 9/2$ pour le ^{73}Ge .

M_W (GeV/c ²)	σ_{W-A} (pb)	$\sigma_{W-p}^{lim(A)}$ (pb)	$\sigma_{W-n}^{lim(A)}$ (pb)
20	769	1759	11.1
30	304	395	2.5
40	201	181	1.14
50	192	133	0.845
60	199	114	0.721
80	238	103	0.651
100	291	104	0.661
200	648	149	0.945
400	1482	262	1.66
500	1917	319	2.02
600	2358	377	2.39
800	3247	494	3.13
1000	4140	611	3.87

Le seul isotope du germanium dans ce cas est le ^{73}Ge , avec un spin de 9/2. Il représente 7.8 % du germanium naturel. Le nucléon non apparié étant un neutron, une expérience utilisant le germanium comme noyau cible sera donc plus sensible à une interaction purement sur le neutron et peu sensible à une interaction purement sur le proton.

Avec une statistique assez importante sur le germanium naturel, il est possible d'établir une limite sur $\sigma_{W-nucl}(M_W)$ dans le cas SD [158].

Les données d'EDELWEISS-I représentent une exposition fiducielle de 4.8 kg.j sur le ^{73}Ge . A partir de ces données, on calcule les valeurs de σ_{W-A} exclues pour différentes masses de WIMPs. Le calcul est le même que dans le cas indépendant du spin, avec cette fois-ci un facteur de forme issu de [79]. Les valeurs des σ_{W-A} sont listées dans la table 6.6.

A partir de l'équation (2.46), on peut obtenir des limites expérimentales sur la section efficace dépendante du spin dans le cas d'une interaction purement sur le neutron ou purement sur le proton. Pour les valeurs de $\langle S_{p,n} \rangle$, nous avons choisi celles données dans [79] : $\langle S_p \rangle = 0.03$ et $\langle S_n \rangle = 0.378$, comme dans [80, 81]. Si on compare ces valeurs à celles de [157], on obtient une différence d'environ 20 % sur $\langle S_n \rangle$, mais des valeurs de $\langle S_p \rangle$ assez proches, ainsi que des facteurs de forme similaires.

Sur la figure 6.18, on représente en haut $\sigma_{W-n}^{lim(A)}$ en fonction de M_W et en bas $\sigma_{W-p}^{lim(A)}$ en fonction de M_W pour les données d'EDELWEISS-I. En comparaison, les sensibilités obtenus par les expériences NAIAD (Na et I) [103], CDMS (Ge) [118], Tokyo (LiF) [122], Picasso (F) [124], SIMPLE (F) [125] et CRESST-I (Al) [159] sont également représentées.

Les expériences avec un noyau cible de germanium sont les plus sensibles à $\sigma_{W-n}^{lim(A)}$, et même plus sensibles que les expériences dédiées à la détection SD. Par contre dans le cas de $\sigma_{W-p}^{lim(A)}$, ce sont les expériences ayant un noyau cible avec un proton non apparié (comme le Na) qui donnent les meilleures sensibilités.

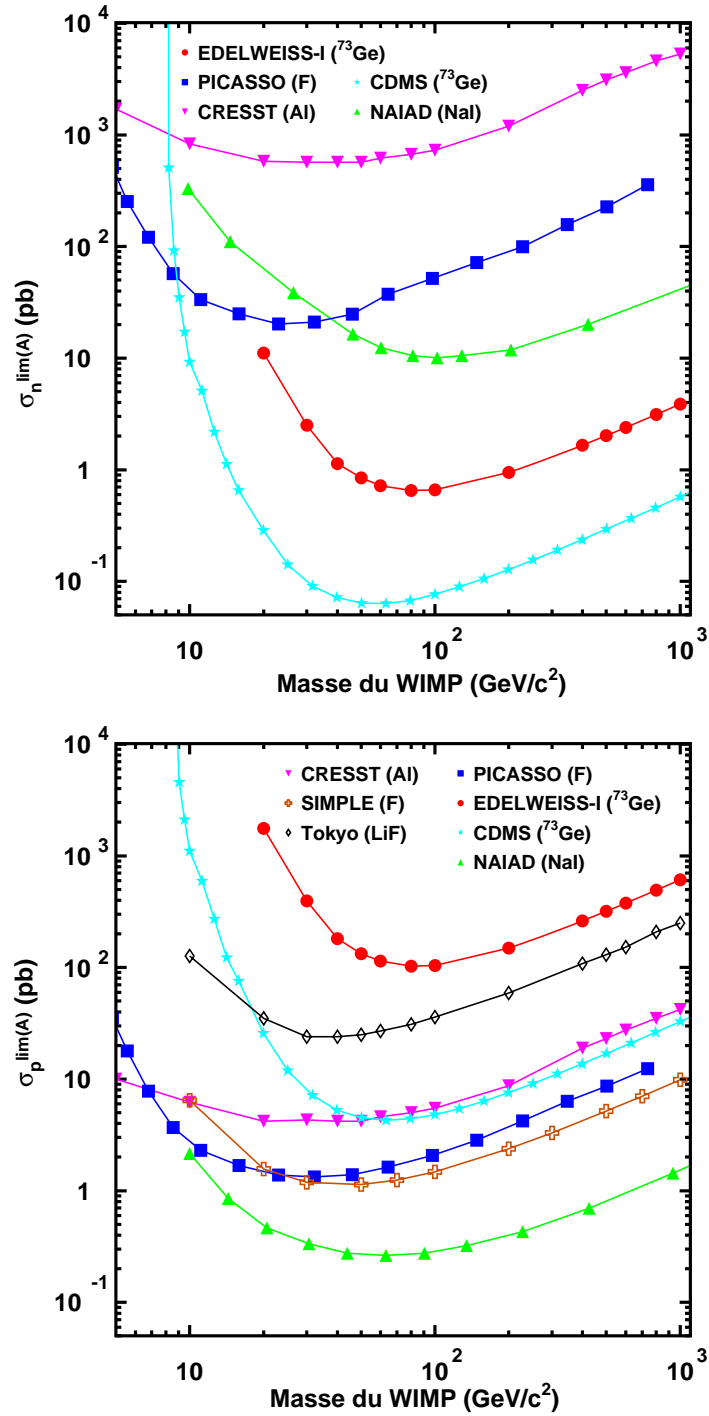


FIG. 6.18 – Limites d'exclusion sur $\sigma_{W-n}^{lim(A)}(M_W)$ (en haut) et $\sigma_{W-p}^{lim(A)}(M_W)$ (en bas) pour un niveau de confiance de 90 % dérivées des résultats d'EDELWEISS-I comparées à celles d'autres expériences citées dans le texte.

Mais une interaction purement sur le proton ou sur le neutron n'est qu'un cas bien particulier. Plus généralement, on cherche à déterminer la région exclue dans le plan des coefficients de couplage WIMP-nucléon, soit (a_p, a_n) . L'inégalité permettant de calculer la zone exclue est donnée par l'équation (2.48).

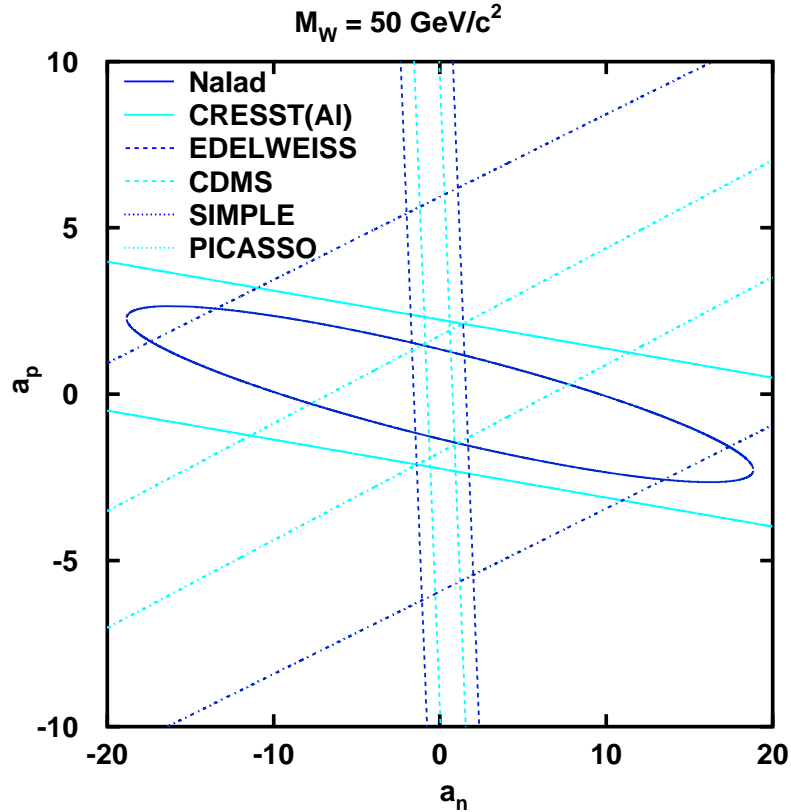


FIG. 6.19 – Régions permises dans le plan (a_p, a_n) pour $M_W = 50 \text{ GeV}/c^2$ pour les expériences citées dans le texte. Les régions permises pour chaque expériences se situent à l'intérieur des lignes parallèles ou de l'ellipse.

La figure 6.19 montre les contours obtenus pour $M_W = 50 \text{ GeV}/c^2$ pour EDELWEISS-I, mais aussi pour d'autres expériences de détection directe ayant publié des sensibilités intéressantes. Sur la figure, certaines expériences ont 2 noyaux cibles. Dans ces cas, la zone exclue est une ellipse (cf. § 2.4.2) ou deux lignes parallèles si l'ellipse sort du cadre de la figure.

Le but est de réunir le plus possible de résultats avec différents noyaux pour restreindre au maximum la zone permise. Pour le moment les 2 expériences ayant publié la meilleure sensibilité sont PICASSO [124] et CDMS [118]. Une comparaison exhaustive d'expériences de détection directe sensibles à l'interaction SD est faite dans [160]. Mais les expériences qui donnent les meilleures limites sur a_p , pour une interaction dépendante du spin sont encore les "observatoires de neutrino" comme SuperKamiokande [42] ou Baksan [44].

6.3 Leçons pour EDELWEISS-II

La sensibilité atteinte par EDELWEISS-I a été fortement limitée par la présence de deux bruits de fond identifiés dans la section 6.1.5 : des événements de surface et des neutrons. La seconde phase de l'expérience s'appelle EDELWEISS-II. De nombreuses améliorations ont été envisagées par rapport à la première phase, afin d'atteindre une sensibilité 100 fois meilleure, de l'ordre de 0.002 evt/kg/j.

Le bruit de fond dû aux neutrons de faible énergie issus de la radioactivité de la roche entourant l'expérience sera mieux atténué par le blindage en polyéthylène passant de 30 à 50 cm, qui offrira en plus une couverture plus uniforme que pour EDELWEISS-I. De plus, un véto à muon entourera aussi l'expérience [153] pour identifier les muons pouvant interagir dans le Plomb autour du cryostat et engendrer des neutrons proches des détecteurs. Le passage de 3 à 28 puis 120 détecteurs augmentera les probabilités d'interactions multiples pour les neutrons.

Les événements de surface, c'est-à-dire les interactions ayant lieu proches des électrodes, sont caractérisés par un déficit dans la collecte de charge. Une attention toute particulière a été portée sur la pureté radioactive de tous les matériaux utilisés dans l'expérience. Tous les matériaux utilisés à l'intérieur du blindage en polyéthylène sont testés sur le banc de mesure bas bruit GENTIANE placée au LSM. Grâce à des simulations Monte-Carlo on peut vérifier que les radioactivités ainsi mesurées sont compatibles avec les objectifs en terme de sensibilité. Une salle blanche entoure aussi toute l'expérience. Ces précautions doivent réduire les contaminations des détecteurs ainsi que des éléments très proches de ceux-ci (comme les supports, les capots), donc une diminution des événements de surface dus aux interactions d'électrons. Il est aussi envisagé de retirer les capots de cuivre pour que les zones fiducielles des détecteurs ne soient entourées que de germanium.

Dans la collaboration EDELWEISS, un programme de R&D est en cours pour tenter d'identifier événement par événement ce type de signaux et d'en faire une rejection active. Une nouvelle génération de détecteurs a été développée avec des senseurs thermiques composés de films minces en $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$. Les détecteurs sont constitués de cristaux de germanium de 400 g avec deux senseurs $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ qui agissent également comme des électrodes pour la collection de l'ionisation. Les films minces sont sensibles à la composante athermale du signal phonon, ce qui permet une identification des interactions près de la surface. Plusieurs tests ont été menés avec 3 prototypes de 200 g dans le cryostat d'EDELWEISS-I. Une réduction d'un facteur 10 du taux d'événements de surface tout en ayant une efficacité de 50 % a pu être établie [161]. Pour la première phase d'EDELWEISS-II, 7 détecteurs de 400 g sont en préparation. Ils seront installés dans le cryostat d'EDELWEISS-II avec 21 détecteurs ionisation-chaleur de 320 g équipés de senseurs NTD.

L'excellente stabilité des détecteurs sur plusieurs mois lors du run 2003p est un motif de grande satisfaction, dans l'optique de la mise en œuvre d'un grand nombre de détecteurs pour de longues prises de données dans EDELWEISS-II.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé l'ensemble des résultats obtenus par l'expérience EDELWEISS-I entre 2000 et 2003. Après un bref rappel des résultats déjà publiés, nous avons décrit ceux obtenus lors des derniers runs. Ensuite, l'étude des populations présentes entre les zones de reculs nucléaires et électroniques combinée à l'observation d'une coïncidence entre deux reculs nucléaires lors du run 2003p a suggéré deux sources possibles pour les événements présents dans la zone de reculs : des événements

de surface et des neutrons. Mais le manque de statistique ne nous permet pas de conclure plus en avant et aucune soustraction de bruit de fond n'a été faite. Après avoir vérifié la compatibilité en terme de spectre expérimental des différents runs, une limite avec un niveau de confiance de 90 % sur la section efficace WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP a été dérivée dans le cas d'une interaction indépendante du spin. Pour obtenir cette limite, nous avons utilisé la méthode de Yellin. La limite obtenue est similaire à celle déjà publiée. L'augmentation significative de l'exposition et l'amélioration du seuil en énergie de recul aura surtout servi à identifier les bruits de fond ayant limité la première phase d'EDELWEISS. Enfin, nous nous sommes intéressés à la sensibilité d'EDELWEISS-I dans le cas d'une interaction dépendante du spin. Le nucléon non-apparié du ^{73}Ge étant un neutron, la sensibilité obtenue sur une limite avec une interaction purement sur le proton est meilleure que celles des expériences dédiées à l'interaction SD. Pour conclure, nous avons tiré quelques leçons de cette première phase pour la deuxième EDELWEISS-II donc l'objectif en terme de sensibilité est d'environ 0.002 evt/kg/j.

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons présenté l'analyse et l'interprétation des résultats obtenus par l'expérience EDELWEISS-I en 2003. Les données ont été enregistrées avec trois détecteurs à double composante ionisation et chaleur appelés GSA1, GSA3 et GGA3. Chacun est constitué d'un cristal de germanium de 320 g dont deux faces sont munies d'électrodes. Pour améliorer la collecte de charge, ces trois détecteurs sont équipés d'une couche amorphe de germanium ou de silicium entre le cristal et les électrodes. Un changement dans le système d'acquisition a été effectué au cours de 2003. Le déclenchement s'est d'abord fait sur les voies ionisation, puis sur les voies chaleur.

La plus grande partie du travail d'analyse des données consiste en l'étude de plusieurs runs d'étalonnage. L'étalonnage en énergie des voies ionisation et chaleur se fait avec des rayons gammas émis par une source ayant un pic photoélectrique à 122 keV, le ^{57}Co . Un second, avec une source de ^{137}Cs , se fait avec des rayons gammas sur une plage d'énergie plus élevées et avec une statistique plus importante pour vérifier la linéarité des étalonnages et la collecte de charge des détecteurs. Enfin, un étalonnage neutron, avec une source de ^{252}Cf , permet de connaître la réponse des détecteurs à des reculs nucléaires. Cet étalonnage permet de déterminer la zone où l'on attend les reculs nucléaires dans le bi-plot (Q , E_R), le volume fiduciel et le seuil en énergie de chacun des détecteurs. Cette dernière analyse permet de constater que le déclenchement sur les voies chaleur améliore nettement les seuils de détection en énergie de recul, passant de 14/18/23 keV à 13/12/11 keV respectivement pour GSA3/GSA1/GGA3.

L'interprétation des résultats des runs bas bruit nécessite trois types de simulations. La première permettant d'estimer le taux de reculs nucléaires induits par des neutrons issus de la roche, avec 1.7 ± 0.1 interactions simples et 0.015 ± 0.03 coïncidences pour une exposition de 62 kg.j. La validation de cette simulation a été faite en comparant les résultats d'un étalonnage neutron expérimental avec ceux obtenus par une simulation. Les taux absolus diffèrent par 48 % mais la forme des spectres et le rapport des interactions simples sur doubles sont mieux prédits. D'autre part, pour dériver une limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon, il est nécessaire de connaître avec précision le spectre de recul attendu dans les détecteurs. Le second type de simulation produit donc à partir des spectres théoriques des spectres tenant compte des résolutions et des seuils expérimentaux.

La troisième simulation a permis de valider les méthodes statistiques utilisées pour extraire une limite sur le taux d'événements WIMPs, malgré la présence d'un bruit de fond inconnu.

L'ensemble des données d'EDELWEISS-I de 2000 à 2003 a été interprété en considérant tous les événements avec une énergie de recul supérieure à 15 keV présents dans les zones de reculs nucléaires de tous les runs. En tout, 40 événements ont été observés dont 6 avec des énergies supérieures à 30 keV. Aucun spectre de WIMP ne parvient à expliquer l'ensemble du spectre expérimental. Les données les plus récentes sont compatibles avec les plus anciennes, cependant, seules les performances améliorées des détecteurs lors du run 2003p ont permis une étude plus poussée des événements de la zone de reculs nucléaires. Les populations situées proches de la zone de reculs nucléaires suggèrent la présence d'événements dus à des interactions d'électrons de surface. De plus, une coïncidence entre deux reculs

nucléaires a été observée, ce qui implique la présence de neutrons. Les incertitudes statistiques et systématiques sur ces deux sources de bruit de fond étant grande, aucune soustraction n'a été faite.

Des limites sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP, dans le cas d'une interaction indépendante du spin, ont été déterminées à partir de l'ensemble des données EDELWEISS-I. L'utilisation de la méthode de Yellin permet de dériver une limite en présence d'un bruit de fond inconnu. La meilleure sensibilité atteinte est de 1.5×10^{-6} pb pour une masse de WIMP de $80 \text{ GeV}/c^2$ avec un niveau de confiance de 90 %. En terme de taux d'événements, la limite entre 30 et 100 keV est de 0.12 evts/kg.j. L'étude de la sensibilité d'EDELWEISS-I dans le cadre d'une interaction dépendante du spin a aussi été effectuée.

L'ensemble de ces résultats permet de tirer quelques enseignements pour la poursuite de l'expérience. En effet, pour EDELWEISS-II, le blindage en polyéthylène protégeant les détecteurs du flux de neutrons a été amélioré. Les protocoles de sélection des matériaux devant se trouver au plus près des détecteurs afin de diminuer les sources d'événements de surface ont aussi été améliorés. Enfin, 7 détecteurs en germanium équipés de film mince NbSi permettant de localiser la position de l'interaction complèteront les 21 détecteurs en germanium équipés de NTD qui constitueront la première phase d'EDELWEISS-II. Avec ces améliorations, EDELWEISS-II devrait pouvoir atteindre son objectif en sensibilité de 0.002 evt.kg.j avec plus de 100 détecteurs.

Annexe A

Mesure de l'activité de la source neutron

Dans cette annexe, on présente une expérience réalisée dans le cadre de cette thèse qui a permis de déterminer l'activité de la source neutron de californium utilisée lors des étalonnages neutrons décrits dans la section 4.4 et comparés aux simulations dans la section 5.1.

La source neutron utilisée dans le cadre de l'expérience EDELWEISS-I était constituée d'un dépôt de Californium. L'isotope 252 du Californium est émetteur de neutrons par fission spontanée. L'autre mode de désintégration, qui est dominant, est l'émission d' α d'énergies discrètes. Comme il est difficile de mesurer directement les neutrons émis par la source, le but de cette expérience a été de mesurer le spectre α et d'en déduire le nombre de neutrons émis.

Dans cette annexe, nous allons d'abord décrire l'expérience mise en place, le mode d'étalonnage en énergie, le spectre d' α attendu et finir par la détermination de l'activité en terme de nombre de neutrons émis par seconde de la source de ^{252}Cf utilisée dans EDELWEISS-I.

A.1 Installation expérimentale

L'expérience est constituée d'un détecteur α (en silicium) de 13 mm de diamètre placé dans une enceinte où il est possible de faire le vide grâce à une pompe. La source à mesurer est placée dans la même enceinte que le détecteur. La distance entre la source et le détecteur est ajustable au mm près. Une tension de 50 V est appliquée aux bornes du détecteur. La sortie du détecteur est reliée via une capacité de découplage à un amplificateur et à un discriminateur. Le signal est ensuite transmis à une carte d'acquisition PSA pilotée par le programme OXWIN permettant d'obtenir le spectre de la source. La perte d'énergie d'un α de 5 MeV dans l'air est de l'ordre de 600 keV/mm, ce qui dégrade fortement la résolution des pics α . Il est donc nécessaire de faire le vide entre le détecteur et la source. Une seule précaution à prendre est d'être sûr que le dépôt de la source ne s'effritera pas lors du pompage. Pour s'en assurer, on a mesuré le taux de comptage avant et après avoir pompé le vide de l'enceinte expérimentale. Le taux d'événements était le même ce qui signifie que le pompage n'a pas endommagé la source. On s'est aussi assuré qu'il n'y avait pas de contamination des α du californium dans l'appareillage, une fois la source retirée.

A.2 Étalonnage en énergie

Pour pouvoir résoudre les différents pics dus aux α , le détecteur doit avoir une bonne résolution et un étalonnage en énergie très précis. Le détecteur a été étalonné grossièrement avec une source d' ^{241}Am .

La linéarité du signal a été vérifiée avec un pulseur de précision ORTEC pour simuler des signaux de différentes énergies. La figure A.1(a) les différents pics pour chaque énergie, la partie (b) montre la valeur centrale des pics en fonction de l'énergie, et la partie (c) montre si l'étalonnage est correct. On voit que pour des énergies supérieures à 2 MeV, l'étalonnage est très bon.

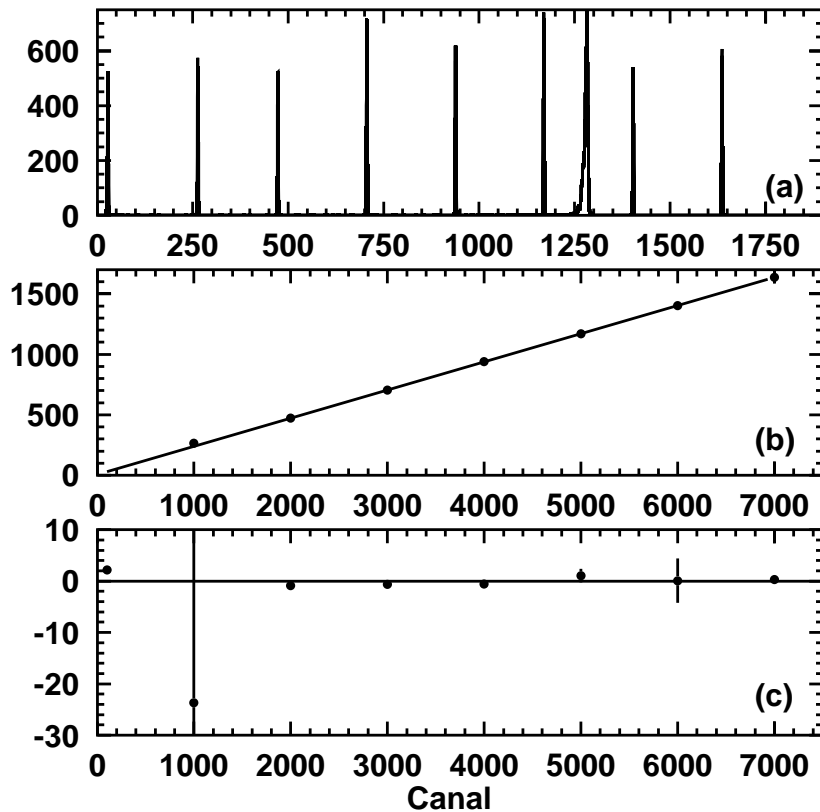


FIG. A.1 – Vérification de la linéarité du signal avec l'énergie grâce à l'utilisation d'un pulseur.

L'échelle absolue en énergie est déterminée à partir des pics de la source d' ^{241}Am [151]. Le ^{241}Am se désintègre en ^{237}Np avec émission d' α , les 2 principaux ont une énergie de 5.486 MeV et 5.443 MeV. Les rapports d'embranchement r_e respectifs sont de 85.2 % et 12.8 %. Il y a aussi émission de 3 autres α avec des r_e beaucoup plus faibles : 5.387 MeV ($r_e = 1.33$ %), 5.546 MeV ($r_e = 0.35$ %) et 5.512 MeV ($r_e = 0.21$ %).

Le spectre obtenu avec cette source est ajusté par une fonction tenant compte des 5 α dont les énergies ont été données plus haut, en précisant les rapports d'embranchement relatifs et les rapports d'énergies des différents α . La fonction contient donc 5 gaussiennes avec une même valeur à mi-hauteur et une même queue exponentielle pour simuler une éventuelle perte d'énergie des α à l'intérieur de la source. L'ajustement résultant est montré sur la figure A.2. La résolution du détecteur est déterminée grâce à cet étalonnage : $\sigma = 29 \pm 1$ keV. Cette résolution peut englober une partie de la dispersion due aux pertes

d'énergie d' α dans la matière. Cette résolution suffit pour identifier les trois principaux pics attendus. On voit qu'il est donc possible de déterminer assez précisément le nombre d' α émis par la source en tenant compte de toutes les voies de désintégration du noyau étudié.

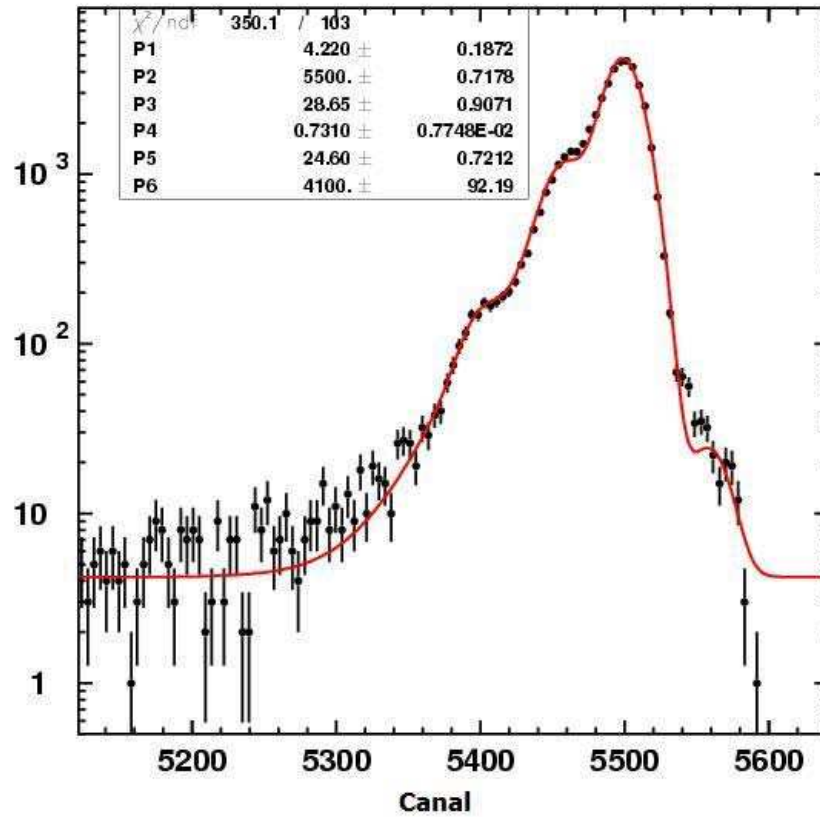


FIG. A.2 – Étalonnage en énergie du détecteur avec une source $d^{241}\text{Am}$.

A.3 Spectre de la source de Californium

Après avoir étalonné le détecteur, on remplace la source d'américium par celle de californium. Le but est de mesurer le spectre émis par cette source. La première étape consiste à déterminer les différents α que l'on s'attend à voir dans le spectre.

A.3.1 Les différents alphas émis par la source.

Lors de la fabrication de la source neutron, un dépôt de californium a été déposé sur une rondelle de métal. Les isotopes de californium présents sont les 249, 250, 251 et 252 tous émetteurs d' α dont les énergies sont répertoriées dans la table A.1. Parmi eux, seuls les isotopes 250 et 252 font de la fission spontanée, ils sont donc émetteurs de neutrons, ce sont les isotopes 250 et 252.

TAB. A.1 – Énergies et rapports d'embranchement des différents α émis par la source de Californium [151] (ne sont répertoriés que les α avec $r_e > 10\%$).

Isotope	Énergie (keV)	r_e (%)	Énergie (keV)	r_e (%)	Énergie (keV)	r_e (%)
252	6118.3	84.0	6075.7	15.8	–	–
251	5677.0	35.0	5852.0	27.0	6014.0	11.6
250	6030.8	85.0	5989.1	15.0	–	–
249	5812.0	84.4	–	–	–	–

A.3.2 Détermination de l'activité totale de la source

Pour interpréter le nombre d' α détectés par seconde en terme d'activité totale absolue, il faut tenir compte de l'angle solide du détecteur et de la distance source-détecteur. Comme la position absolue d_0 du détecteur n'est pas connue, on fait des mesures pour différentes positions d_0 de la source. Ensuite par extrapolation du fond en fonction de $d - d_0$, on peut déterminer exactement le nombre total d' α émis par la source.

Le nombre d' α détecté par seconde $N(d)$ s'écrit donc :

$$N(d) = \frac{A_0}{2} \left(1 - \frac{d - d_0}{\sqrt{r^2 + (d - d_0)^2}} \right) \quad (\text{A.1})$$

avec A_0 le nombre d' α par seconde émis par la source, d la distance entre la source et le détecteur (mesurée en mm), d_0 la distance minimale entre le détecteur et la source (en mm) et r le rayon du détecteur (5.65 mm).

La figure A.3 montre les nombres de coups par seconde mesurés en fonction de la distance source-détecteur, ce nombre de coups est intégré entre 2 et 8 MeV. Les données sont ajustées avec la fonction (A.1) pour déterminer les valeurs de A_0 et d_0 . La figure A.3 montre le résultat de cet ajustement. Le nombre d' α émis par seconde est $A_0 = 871 \pm 42$. La distance minimale entre le détecteur et la source est 32.6 mm, ce qui est proche de la plus petite distance à laquelle nous avons placée la source, 33 mm. Pour cette mesure, le point expérimental ne suit pas la courbe ajustée, vraisemblablement car le support du détecteur poussait celui de la source.

La figure A.4 montre la somme des spectres obtenus aux 14 distances de la figure A.3. On voit apparaître 3 pics principaux dus aux raies α des isotopes 249, 250 et 252 du californium. On remarque la forte activité α du ^{250}Cf . Pour calculer l'activité de la source, il faut déterminer la fraction f_{252} due au ^{252}Cf et la fraction f_{250} due au ^{250}Cf . Pour déterminer ces fractions, la fonction ajustée au spectre de la figure A.4 tient compte des 8 raies α listées dans la table A.1. Dans l'ajustement les aires et les positions des raies d'un même isotope sont contraintes de suivre le rapport des aires et des positions des valeurs de la table A.1. En ce qui concerne les aires des pics, on ajuste une aire pour chaque isotope et on introduit dans la fonction d'ajustement les rapports d'embranchement des différents pics de chaque isotope. Les pics de la figure A.4 ne sont pas gaussiens, on ajoute donc à chaque pic une queue exponentielle. Après plusieurs essais, il est apparu qu'une queue fait d'une somme de 3 exponentielles donnait de bons résultats en terme de χ^2 . La forme de la queue est identique pour les 8 pics.

La figure A.5 montre l'ajustement du spectre de la source avec la fonction décrite ci-dessus. La fonction

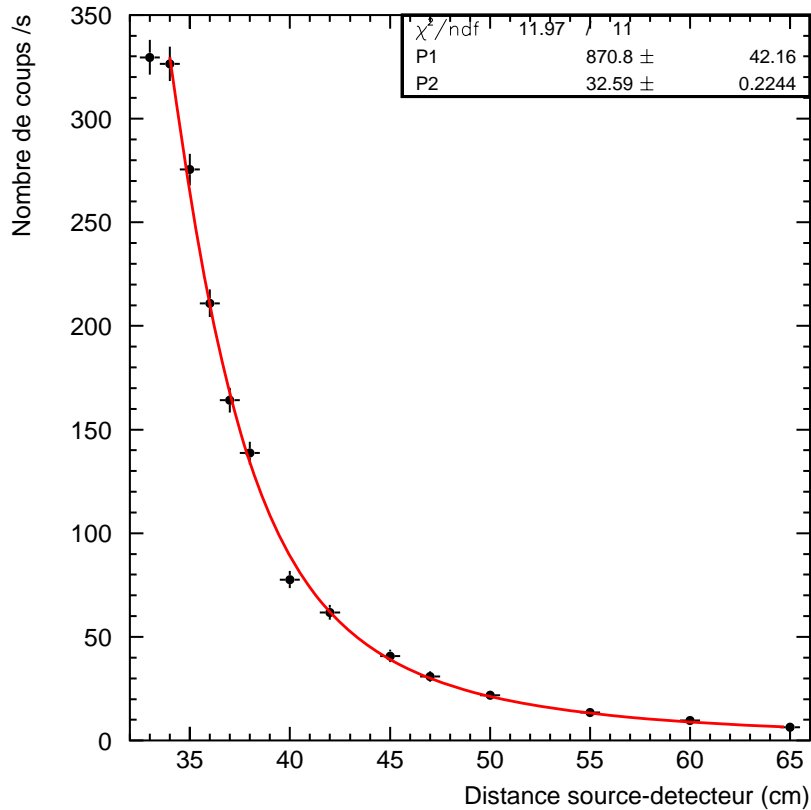


FIG. A.3 – Évolution du nombre de coups mesuré par seconde avec la distance entre le détecteur et la source de californium d'EDELWEISS-I. L'ajustement effectué permet de déterminer le nombre total d' α émis par seconde par la source de californium

d'ajustement a 13 paramètres avec la hauteur du fond, la position du pic de référence (^{252}Cf), les largeurs et amplitudes des pics, les paramètres des exponentielles.

La figure A.6 montre la contribution au spectre α des différents isotopes de californium. On voit que les contributions des isotopes 249 et 251 sont presque négligeables et la contribution la plus importante provient de l'isotope 250 D'après les rapports d'amplitudes ajustées, $f_{252} = 11.9 \pm 0.3 \%$ et $f_{250} = 83.6 \pm 0.9 \%$. Le nombre de neutrons émis par seconde par le ^{252}Cf et le ^{250}Cf , notés N_{252} et N_{250} respectivement, s'évaluent à partir de ces fractions f_{noy} grâce à la relation suivante :

$$N_{noy} = A_0 f_{noy} \frac{T_{1/2}}{T_{1/2}(SF) - T_{1/2}} N_n \quad (\text{A.2})$$

où $N_n = 3.82$ est le nombre de neutrons émis lors de chaque fission et $T_{1/2}$ et $T_{1/2}(SF)$ sont respectivement les demi-temps de vie du noyau ou de la fission spontanée du noyau considéré. Les différentes valeurs de ces variables pour le ^{252}Cf et le ^{250}Cf sont listées dans la table A.2.

Le résultat est donc $N_{252} = 12.8 \pm 1.0$ n/s et $N_{250} = 2.2 \pm 0.1$ n/s. L'activité de la source est donc de 15.0 ± 1.1 n/s. Cette valeur est valable à la date de l'expérience soit en juillet 2004. Or les étalonnages

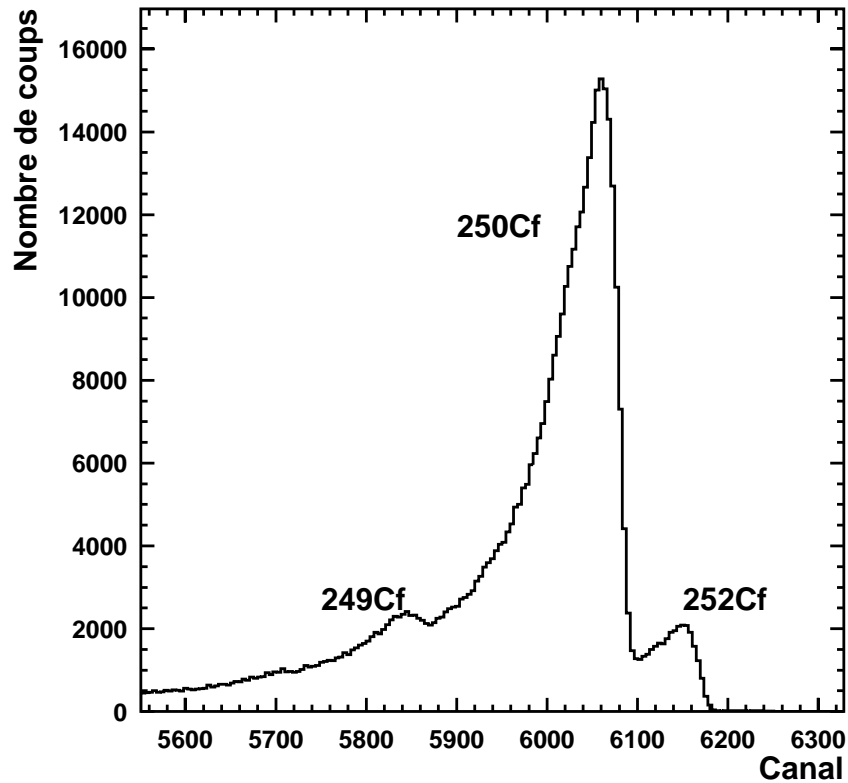


FIG. A.4 – Spectre d'émission α mesuré de la source de californium utilisé dans l'expérience EDELWEISS-I. Les trois pics distinguables correspondent aux isotopes ^{249}Cf , ^{250}Cf et ^{252}Cf . L'échelle est calibrée en énergie.

TAB. A.2 – Valeurs des temps de vie, rapport de branchement de la fission spontanée et de la désintégration α pour les isotopes ^{252}Cf et ^{250}Cf [151].

Isotope	$T_{1/2}$ (an)	$T_{1/2}(SF)$ (an)
252	2.646	82
250	13.08	1.66×10^4

neutrons ont été effectués en avril 2003. Il faut donc tenir compte de la décroissance du taux d'émission pendant ces 15 mois. La décroissance est donnée par la relation suivante :

$$N = N_0 \times e^{-\ln(2)\Delta t/T_{1/2}} \quad (\text{A.3})$$

avec N_0 le taux de neutron par seconde en avril 2003 et N le taux en juillet 2004, Δt est la différence de temps entre les 2 mesures (~ 1.2 ans) et $T_{1/2}$ le demi-temps de vie du noyau (cf. table A.2). Donc en avril 2003, l'activité de la source neutron était de 20.1 ± 1.1 n/s.

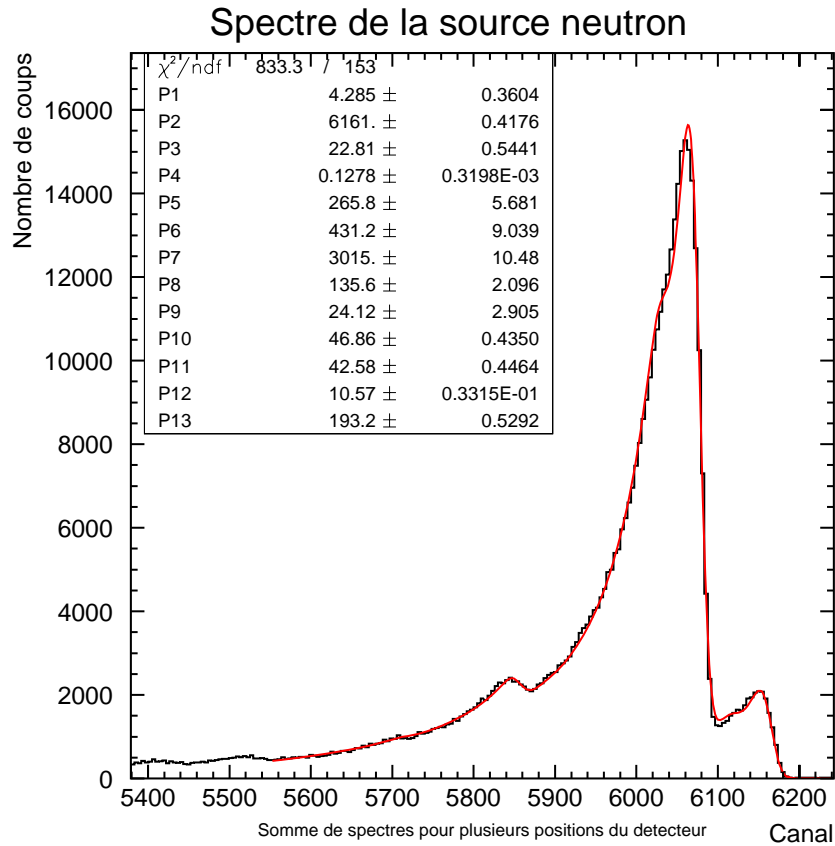


FIG. A.5 – Ajustement du spectre d'émission α mesuré de la source de californium.

Une dernière vérification a été faite. Cette source a aussi été mesurée par le détecteur bas-bruit GEN-TIANE qui se trouve au LSM. Les émetteurs de gammas, aisément détectables avec cet appareillage, sont les isotopes ^{251}Cf et ^{249}Cf . Les résultats de ces mesures sont reportés dans la table A.3. Elles sont comparées aux activités pour ces noyaux déduites de nos mesures soit $A_0 f_{249}$ et $A_0 f_{251}$. Les deux méthodes donnent des résultats compatibles à l'intérieur des barres d'erreurs. Cela conforte notre estimation de l'activité en terme de neutrons émis par seconde de la source.

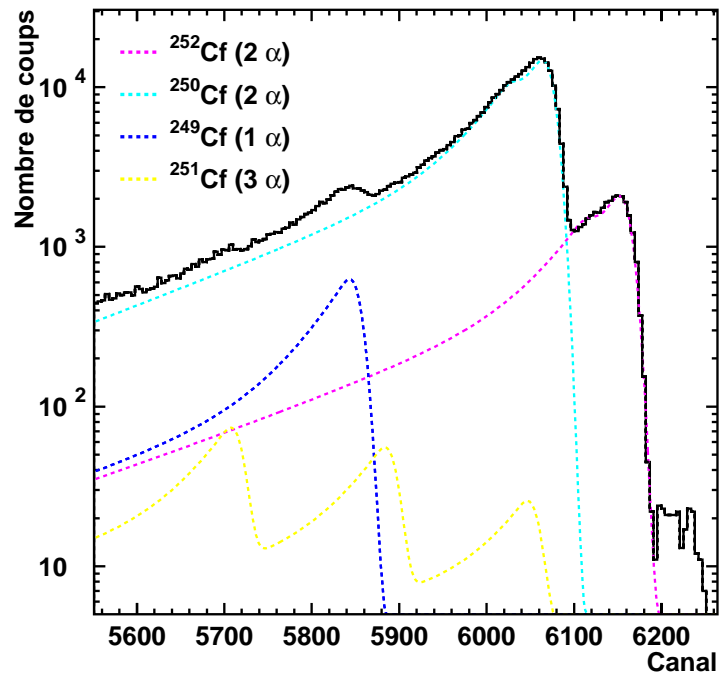


FIG. A.6 – Contribution des différents isotopes à l'ajustement du spectre d'émission α .

TAB. A.3 – Activité des isotopes ^{251}Cf et ^{249}Cf mesurée grâce aux γ et aux α qu'ils émettent.

Isotope	Activité (Bq)	
	à partir des γ	à partir des α
251	$10.0 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 3.0(\text{syst})$	$5.8 \pm 2.3(\text{stat})$
249	$28.0 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 3.0(\text{syst})$	$32.7 \pm 5.4(\text{stat})$

Annexe B

Signification statistique d'une modulation annuelle

Cette annexe a pour but de détailler le calcul permettant d'obtenir le nombre de WIMPs nécessaires dans un signal pour mettre en évidence une modulation annuelle du taux d'événements.

Si on observe une modulation du nombre d'événements, cela correspond à avoir une fonction constante modulée par une sinusoïdale représentée par :

$$f(\theta) = b(1 + a \sin \theta) \quad (\text{B.1})$$

où b est la valeur moyenne de la modulation et a son amplitude.

On considère que le signal enregistré sur une année comporte N événements séparés en N_1 entre 0 et π et N_2 entre π et 2π . La première mise en évidence d'une modulation se fait en mesurant

$$\Delta = N_2 - N_1 \quad (\text{B.2})$$

Commençons par intégrer la fonction de modulation (B.1), $I = \int_0^\pi f(\theta) d\theta$:

- si $a = 0$, $I = \pi b = \frac{N}{2}$
- si $a \neq 0$, $I = 2ab$

On obtient donc :

$$N_1 = \pi b - 2ab \quad (\text{B.3})$$

$$N_2 = \pi b + 2ab \quad (\text{B.4})$$

d'où

$$\Delta = 4ab = \frac{aN_2}{\pi} \quad (\text{B.5})$$

La modulation que l'on souhaite observer étant à $n\sigma$,

$$n = \frac{\sigma_\Delta}{\Delta} \quad (\text{B.6})$$

$$= \frac{2aN}{\pi\sqrt{N}} \quad (\text{B.7})$$

$$= \frac{2a\sqrt{N}}{\pi} \quad (\text{B.8})$$

d'où

$$\sqrt{N} = \frac{\pi n}{2a} \quad (\text{B.9})$$

$$N = \frac{\pi^2 n^2}{4a^2} \quad (\text{B.10})$$

Donc si on veut observer une modulation de $\pm 3\%$ ($a = 0.03$) à 3σ , il est nécessaire d'observer un signal comprenant au moins 24000 WIMPs.

A présent, voyons une application plus réaliste, combien de temps faudrait-il à l'expérience GENIUS-TF pour tester une section efficace d'interaction WIMP-nucléon de $2 \cdot 10^{-7}$ pb à 5σ avec 40 kg de germanium et un fond de 0.02 evts/kg/j ? La réponse : 270 ans.

Bibliographie

- [1] P. J. E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press (1993) ;
S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology, principles and applications of the general theory of relativity*, Ed. Wiley & Sons.
- [2] W. L. Freedman, *Astrophys. J.* **553** (2001) 47.
- [3] S. Perlmutter *et al.*, *Astrophys. J.* **517** (1999) 565.
- [4] D. N. Spergel *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175
- [5] K. G. Begeman, A. H. Broeils et R. H. Sanders, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249** (1991) 523.
- [6] M. Kamionkowski et A. Kinkhabwala, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 3256.
- [7] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110.
- [8] E. J. Hallman *et al.*, soumis à *Astrophys. J.*, astro-ph/0509460.
- [9] R. de Putter et M. White, *New Astron.* **10** (2005) 676.
- [10] N. A. Bahcall *et al.*, *Science* **284** (1999) 1481.
- [11] N. A. Bahcall, L. M. Bahcall et V. Dorman, *Astrophys. J. Lett.* **447** (1995) 81.
- [12] M. Tegmark *et al.*, *Astrophys. J.* **606** (2004) 702.
- [13] M. Tegmark *et al.*, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 103501.
- [14] S. Eidelman *et al.*, *Phys. Lett. B* **592** (2004) 1.
- [15] M. Fukugita *et al.*, *Astrophys. J.* **503** (1998) 518.
- [16] K. Hagiwara *et al.*, *Phys. Rev. D* **66** (2002) 010001.
- [17] C. L. Bennett *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 1.
- [18] A. B. Lahanas et D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett. B* **568** (2003) 55.
- [19] T. Lasserre *et al.* (collaboration EROS), *Astron. & Astrophys.* **355** (2000) L39.
- [20] C. Alcock *et al.* (collaboration MACHO), *Astrophys. J.* **542** (2000) 281.
- [21] S. Calchi Novati, S. Paulin-Henriksson *et al.* (collaboration POINT-AGAPE), à paraître dans *Astron. & Astrophys.*, astro-ph/0504188.
- [22] D. Kinion *et al.*, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **143** (2005) 417 ;
I. G. Irastorza, à paraître dans les proceedings de IMFP2005 hep-ex/0509004.
- [23] E. W. Kolb *et al.*, *DARK98 Proceedings of the Second International Conference on Dark Matter in Astro and Particles Physics*, édité par H. V. Klapdor-Kleingrothaus et L. Baudis (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1999).
- [24] G. Servant et T. M. P. Tait, *Nucl. Phys. B* **650** (2003) 391.
- [25] C. Boehm, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 101301 ;
C. Boehm , H. Mathis, J. Devriendt et J. Silk, *J. Phys. G.* **30** (2004) 279 ;
C. Boehm et P. Fayet, *Nucl. Phys. B* **683** (2004) 219.
- [26] G. Jungman, M. Kamionkowski, et K. Griest, *Phys. Rep.* **267** (1996) 195.
- [27] H. E. Haber et G. L. Kane, *Phys. Rep.* **117** (1985) 75.
- [28] A. Heister *et al.* (collaboration ALEPH), *Phys. Lett. B* **583** (2004) 247.
- [29] J. Ellis *et al.*, *Phys. Lett. B* **573** (2003) 162.
- [30] M. Battaglia, I. Hinchliffe et D. Tovey, *J. Phys. G* **30** (2004) R217.

- [31] H. Baer , New Astron. Rev. **49** (2005) 153.
- [32] G. Bertone, D. Hooper et J. Silk, Phys. Rep. **405** (2005) 279.
- [33] D. Hooper, J. E. Taylor et J. Silk, Phys. Rev. D **69** (2004) 103509.
- [34] E. A. Baltz, J. Edsjö, K. Freese et P. Gondolo, Phys. Rev. D **65** (2002) 063511.
- [35] V. Berezhinsky, V. Dokuchaev et Y. Eroshenko, Phys. Rev. D **68** (2003) 103003.
- [36] R. Aloisio, P. Blasi et A. V. Olinto, Astrophys. J. **601** (2004) 47.
- [37] L. Bergström, J. Edsjö et P. Ullio, Phys. Rev. D **58** (1998) 083507.
- [38] Bahcall et Soneira, Astrophys. J. Suppl. **44** (1980) 73.
- [39] Navarro, Frenck et White, Astrophys. J. **462** (1996) 563.
- [40] B. Moore, Astrophys. J. Lett. **499** (1998) L5.
- [41] B. Moore, Astrophys. J. Lett. **524** (1999) L19.
- [42] S. Desai *et al.* (collaboration SuperK), Phys. Rev. D **70** (2004) 083523.
- [43] V. Aynutdinov *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 335.
- [44] O. Suvorova, hep-ph/9911415.
- [45] M. Ambrosio *et al.* (collaboration MACRO), Astrophys. J. **546** (2001) 1038.
- [46] K. Woschnagg pour la collaboration AMANDA, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 343 ;
J. Ahrens *et al.*, Phys. Rev. D **66** (2002) 032006.
- [47] G. Anton pour la collaboration ANTARES, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 351.
- [48] S. E. Tzamarias pour la collaboration NESTOR, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 355.
- [49] P. Piatelli pour la collaboration NEMO, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 359.
- [50] O. Botner pour la collaboration IceCube, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 367.
- [51] J. Edsjö, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 435 ;
J. Lundberg et J. Edsjö, Phys. Rev. D **69** (2004) 123505.
- [52] D.S. Akerib *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 211301.
- [53] D. Hooper et J. Silk, Phys. Rev. D **71** (2005) 083503.
- [54] S. W. Barwick *et al.*, Astrophys. J. Lett. **482** (1997) L191.
- [55] M. Boezio *et al.* (collaboration PAMELA), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **134** (2004) 39.
- [56] K. Scholberg, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **138** (2005) 35.
- [57] S. Orito *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1078.
- [58] J. W. Mitchell *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **134** (2004) 31 ;
T. Maeno *et al.*, Astropart. Phys. **16** (2001) 121.
- [59] F. Donato *et al.*, Phys. Rev. D **69** (2004) 063501 ;
F. Donato *et al.*, Astrophys. J. **563** (2001) 172.
- [60] F. Donato, N. Fornengo et P. Salati, Phys. Rev. D **62** (2000) 043003.
- [61] J. A. Hinton, New Astron. Rev. **48** (2004) 31.
- [62] F. Aharonian *et al.*, Astron. & Astrophys. **425** (2004) L13.
- [63] L. Rolland, *Etalonnage des caméras de l'expérience d'astronomie HESS et observation du Centre Galactique au-delà de 100 GeV*, thèse de doctorat, Université Paris 7, France (2005).

- [64] D. Elsaesser et K. Mannheim, *New Astron. Rev.* **49** (2005) 245 ;
J. Flix, à paraître dans *Proceedings of the XXXXth Rencontres de Moriond : Very high Energy Phenomena in the Universe*, édité par J. Trân Thanh Vân (The Gioi Publishers, Vietnam, 2005).
- [65] F. Krennrich *et al.*, *New Astron. Rev.* **48** (2004) 345 ;
T. C. Weekes *et al.*, *Astropart. Phys.* **17** (2002) 221.
- [66] K. Tsuchiya *et al.*, *Astrophys. J.* **606** (2004) 115 ;
M. Mori pour la collaboration CANGAROO, astro-ph/0106347.
- [67] H. A. Mayer-Hasselwander *et al.*, *Astron. & Astrophys.* **335** (1998) 161.
- [68] W. de Boer, *New Astron. Rev.* **49** (2005) 213.
- [69] L. Bergström, J. Edsjö, P. Gondolo et P. Ullio, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 043506.
- [70] A. Lionetto, astro-ph/0308092.
- [71] M. W. Goodman et E. Witten, *Phys. Rev. D* **31** (1985) 3059.
- [72] J. Engel, S. Pittel et P. Vogel, *Int. J. of Modern Phys. E* **1** (1992) 1.
- [73] J. D. Lewin et P. F. Smith, *Astropart. Phys.* **6** (1996) 87.
- [74] A. Kurylov et M. Kamionkowski, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 063503.
- [75] S. R. Golwala, *Exclusion limits on the WIMP/nucleon elastic-scattering cross-section from the Cryogenic Dark Matter Search*, PhD thesis, University of California at Berkeley, Etats-Unis (1998).
- [76] K. Freese, J. Frieman et A. Gould, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 3388.
- [77] R. H. Helm, *Phys. Rep.* **104** (1956) 1466.
- [78] G. Fricke *et al.*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **60** (1995) 177.
- [79] V. I. Dimitrov, J. Engel, et S. Pittel, *Phys. Rev. D* **51** (1995) R291.
- [80] D. R. Tovey *et al.*, *Phys. Lett. B* **488** (2000) 17.
- [81] F. Giuliani et TA Girard, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 123503.
- [82] V.A. Bednyakov et F. Šimkovic, *Phys. Part. Nucl.* **36** (2005) 131.
- [83] G. Belanger *et al.*, *Nucl. Phys. B* **706** (2005) 411 ;
M. Battaglia *et al.*, *Eur. Phys. J. C.* **33** (2004) 273 ;
J. Ellis, A. Ferstl, K. A. Olive, et Y. Santoso, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 123502.
- [84] E. A. Baltz et P. Gondolo, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 063503 ;
Y. G. Kim *et al.*, *J. High Energy Phys.* **12** (2002) 034 ;
A. Bottino, F. Donato, N. Fornengo, et S. Scopel, *Phys. Rev. D* **63** (2001) 125003.
- [85] J. Ellis *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **24** (2002) 311 ;
P. Gondolo *et al.*, *JCAP* **0407** (2004) 008.
- [86] J. Gascon, proceedings du 2^{ème} Séminaire Transalpin de Physique "*Astroparticles and Cosmology*", édité par M. de Jésus, D. Drain, C. Leluc, A. Masiero et J. Vuilleumier (Frontier Group, 2004).
- [87] J. Lindhard *et al.*, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33** 10 (1963) 1.
- [88] E. Simon *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **507** (2003) 643.
- [89] G. Gerbier *et al.*, *Phys. Rev. D* **42** (1990) 3211.
- [90] D. Tovey *et al.*, *Phys. Lett. B* **433** (1998) 150.
- [91] D. Akimov *et al.*, *Phys. Lett. B* **524** (2002) 245.

- [92] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, J. Wiley & Sons, New-York (1989).
- [93] X. F. Navick, *Etude et optimisation de bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de matière noire*, thèse de doctorat, Université Paris VII, France (1997).
- [94] A. Morales *et al.*, Phys. Lett. B **532** (2002) 8.
- [95] L. Baudis *et al.*, Phys. Rev. D **63** (2000) 022001.
- [96] C. B. Aalseth *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **138** (2005) 217 ;
C. B. Aalseth *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **67** (2004) 2002.
- [97] H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, J. Phys. G. **24** (1998) 483.
- [98] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et I. V. Krivosheina, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **145** (2005) 237 ;
H. V. Klapdor-Kleingrothaus, C. Tomei, I. V. Krivosheina et O. Chkvorets, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **530** (2004) 410 ;
H. V. Klapdor-Kleingrothaus, O. Chkvorets, I. V. Krivosheina, H. Strecker et C. Tomei, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **511** (2003) 341.
- [99] S. Schönert *et al.* (collaboration GERDA), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **145** (2005) 242.
- [100] H. S Lee *et al.*, astro-ph/0509080, soumis à Phys. Lett. B M. Z. Wang *et al.*, Phys. Lett. B **536** (2002) 203 ;
Y. Liu *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **482** (2002) 125.
- [101] A. Broniatowski, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **520** (2004) 178.
- [102] R. Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B **480** (2000) 23.
- [103] G. J. Alner *et al.*, Phys. Lett. B **616** (2005) 17.
- [104] S. Cebrian *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **138** (2005) 147 ;
J. Morales *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **118** (2003) 525.
- [105] R. Bernabei *et al.*, Riv. N. Cim. **26** (2003) 1.
- [106] C. J. Copi et L. M. Krauss, Phys. Rev. D **67** (2003) 103507.
- [107] C. Savage, P. Gondolo et K. Freese, Phys. Rev. D **70** (2004) 123513.
- [108] R. Bernabei *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **138** (2005) 48.
- [109] G. J. Alner *et al.*, Astropart. Phys. **23** (2005) 444.
- [110] G. Chardin, à paraître dans *Proceedings of the XXXIXth Rencontres de Moriond : Exploring the Universe*, édité par J. Trân Thanh Vân (The Gioi Publishers, Vietnam, 2004).
- [111] E. Aprile *et al.*, New Astron. Rev. **49** (2005) 289 ;
E. Aprile *et al.*, astro-ph/0502279 ;
T. Shutt *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **138** (2005) 156.
- [112] G. J. Alner *et al.*, New Astron. Rev. **49** (2005) 259.
- [113] T. J. Summer, New Astron. Rev. **49** (2005) 277.
- [114] M. Atac *et al.*, New Astron. Rev. **49** (2005) 283.
- [115] T. Namba *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 506.
- [116] R. Brunetti *et al.*, New Astron. Rev. **49** (2005) 265.
- [117] C. J. Horowitz, K. J. Coakley et D. N. McKinsey, Phys. Rev. D **68** (2003) 023005 ;
D. N. McKinsey et J. M. Doyle, J. Low. Temp. Phys. **118** (2000) 361.

- [118] D. S. Akerib *et al.*, astro-ph/0509269, soumis à Phys. Rev. Lett ;
D. S. Akerib *et al.*, astro-ph/0509259, soumis à Phys. Rev. Lett.
- [119] D. S. Akerib *et al.*, Phys. Rev. D **72** (2003) 052009 ;
D. S. Akerib *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2003) 211301 ;
D.S. Akerib *et al.*, Phys. Rev. D **68** (2003) 082002 ;
D. Abrams *et al.*, Phys. Rev. D **66** (2002) 122003.
- [120] G. Angloher *et al.*, Astropart. Phys. **23** (2005) 325.
- [121] S. Cebrian *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **138** (2005) 519 ;
S. Cebrian *et al.*, Astropart. Phys. **21** (2004) 23.
- [122] K. Miuchi *et al.*, Astropart. Phys. **19** (2003) 135.
- [123] A. Takeda *et al.*, Phys. Lett. B **572** (2003) 145.
- [124] M. Barnabe-Heider *et al.*, Phys. Lett. B **624** (2005) 186.
- [125] T. A. Girard *et al.*, Phys. Lett. B **621** (2005) 233 ;
F. Guiliani et T. A. Girard, Phys. Lett. B **588** (2004) 151.
- [126] E. Moulin, F. Mayet et D. Santos, Phys. Lett. B **614** (2005) 145.
- [127] V. Kudryavtsev *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **149** (2005) 552 ;
M. Robinson *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **511** (2003) 347.
- [128] P. Di Stefano *et al.*, Astropart. Phys. **14** (2001) 329.
- [129] A. Benoit *et al.*, Phys. Lett. B **513** (2001) 15.
- [130] A. Benoit *et al.*, Phys. Lett. B **545** (2002) 43.
- [131] V. Sanglard *et al.*, Phys. Rev. D **71** (2005) 122002.
- [132] A. Juillard, *Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux*, thèse de doctorat, Université Paris XI, France (1999).
- [133] S. Fiorucci, *Acquisition et analyse des données pour l'expérience de recherche de matière noire EDELWEISS*, thèse de doctorat, Université Paris XI, France (2005).
- [134] S. Marnieros, *Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température*, thèse de doctorat, Université Paris XI, France (1998).
- [135] P. Pari, *Réfrigération à dilution, 5^{ème} Ecole de détection des rayonnements à très basses températures*, Oléron (2002).
- [136] A. de Bellefon *et al.*, Astropart. Phys. **6** (1996) 35.
- [137] B. Censier *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **520** (2004) 156.
- [138] T. Shutt *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **444** (2000) 340.
- [139] T. Shutt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3425.
- [140] T. Shutt *et al.*, in *Low Temperature Detectors*, edited by F.S. Porter, D. McCammon, M. Galeazzi, and Stahle, AIP Conf. Proc. No. 605 (AIP, Melville, NY, 2002) pp. 513-516 ;
P.N. Luke, C.S. Rossington, and M.F. Wesela, IEEE Trans. Nucl. Sci. **41** (1994) 1074 ;
P.N. Luke, C.P. Cork, N.W. Madden, C.S. Rossington, and M.F. Wesela, IEEE Trans. Nucl. Sci. **39** (1992) 590.
- [141] P. N. Luke *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **289** (1990) 406.

- [142] O. Martineau *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **530** (2004) 426.
- [143] V. Chazal *et al.*, Astropart. Phys. **9** (1998) 163.
- [144] G. Chardin and G. Gerbier, dans *Proceedings of the 4th International Workshop on Identification of Dark Matter*, édité par N.J.C. Spooner and V. Kudryavstev (World Scientific, Singapore, 2003) pp. 470-476.
- [145] H. Godfrin, *Bruit et environnement, 2^{ème} Ecole de détection des rayonnements à très basses températures*, La Londe les Maures (1992).
- [146] O. Martineau, *Recherche de WIMPs par l'expérience EDELWEISS : caractérisation des détecteurs et analyse de données*, thèse de doctorat, Université Lyon 1, France (2002).
- [147] Nuclear Data Sheet, vol.59.
- [148] R. Brun *et al.*, *GEANT3*, CERN report DD/EE/84-1 (1987).
- [149] O. Bersillon, communication privée ;
A.J. Koning, S. Hilaire and M. Duijvestijn, *TALYS : Comprehensive nuclear reaction modelling*, à paraître dans : Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2004, Sep. 26 - Oct. 1, Santa Fe, USA ;
A.J. Koning and J.P. Delaroche, *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV*, Nuclear Physics A 713 (2003) 231-310.
- [150] F. Piquemal et la collaboration NEMO, communication privée.
- [151] Table of isotopes, <http://ie.lnl.gov/toi.html>
E.K. Hyde, I. Perlman et G.T Seabord, *The nuclear properties of the Heavy Elements vol.2*.
- [152] S. Kamat, *Extending the sensitivity to the detection of WIMP dark matter with an improved understanding of the limiting neutron background*, PhD thesis, Case Western Reserve University, Etats-Unis (2005).
- [153] L. Chabert, *Etude du bruit de fond neutron induits par les muons dans l'expérience EDELWEISS-II*, thèse de doctorat, Université Lyon 1, France (2004).
- [154] S. Yellin, Phys. Rev. D **66** (2002) 032005.
- [155] <http://www.slac.stanford.edu/yellin/ULsoftware.html>
- [156] A. Alessandaro *et al.*, Phys. Lett. B **408** (1997) 465 ;
A. Alessandaro *et al.*, Phys. Lett. B **384** (1996) 316 ;
J. W. Zhou *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **349** (1994) 225.
- [157] T. Ressel *et al.*, Phys. Rev. D **48** (1993) 5519.
- [158] A. Benoit *et al.*, Phys. Lett. B **616** (2005) 25.
- [159] G. Angloher *et al.*, Astropart. Phys. **18** (2002) 43.
- [160] F. Giuliani, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 161301.
- [161] S. Marnieros *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **520** (2004) 185 ;
Ph. Camus *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **444** (2000) 419 ;
S. Marnieros *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 11. A. Broniatowski *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **444** (2000) 327.

NOM : SANGLARD (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Véronique		DATE de SOUTENANCE 30 novembre 2005
TITRE : 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		
		Numéro d'ordre : 234-2005
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
X	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		DOCTORAT DE 3e CYCLE
Spécialité : Physique des Particules		
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
<p>RESUME : L'expérience EDELWEISS recherche une des principales composantes de la matière noire, sous la forme de particules appelées WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles). Cette particule, dont la supersymétrie donne un candidat théorique naturel, le neutralino, pourrait constituer une grande fraction de la masse de l'Univers. Les WIMPs sont supposés être présents sous la forme d'un halo sphérique entourant les galaxies.</p> <p>La méthode de la détection directe des WIMPs présents dans le halo de notre galaxie repose sur la mise en évidence de leur interaction avec un noyau cible. L'expérience EDELWEISS utilise cette technique avec des détecteurs cryogéniques à double composante. La détection d'une particule se fait par la mesure simultanée des charges et des phonons créés lors de son interaction avec un noyau. Cette double détection permet de discriminer les reculs électroniques dus en majorité à des gammas, des reculs nucléaires dus à des neutrons ou des WIMPs.</p> <p>Ce travail de thèse effectué dans le cadre de la collaboration EDELWEISS présente l'analyse des données de la première phase de l'expérience. Nous détaillerons en particulier les résultats obtenus durant la dernière campagne de données qui a vu fonctionner simultanément trois détecteurs de 320 grammes.</p> <p>Nous présenterons une comparaison entre une simulation et des données expérimentales d'un étalonnage de la réponse aux reculs nucléaires à l'aide d'une source émettrice de neutrons.</p> <p>La limite supérieure sur le taux d'événements WIMP est déterminée avec une méthode tenant compte de la forme du signal attendu sans toutefois faire d'hypothèse quant à la présence ou la forme d'un éventuel bruit de fond. Ceci nous a permis de déduire une limite supérieure sur la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un nucléon en fonction de la masse du WIMP.</p>		
MOTS-CLES : Astroparticules – Matière noire – Détection direct de Wimps – Détecteurs cryogéniques – Traitement et analyse de données – Simulation Monte-Carlo		
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon		
Directeurs de recherches : Jules Gascon		
Président du jury : B. Ille Composition du jury : C. Leluc - G. Chardin - P. De Marcillac - Y. Giraud-Héraud		170 pages