



HAL
open science

Recherche de WIMPs par l'expérience EDELWEISS: caractérisation des détecteurs et analyse des données

Olivier Martineau

► **To cite this version:**

Olivier Martineau. Recherche de WIMPs par l'expérience EDELWEISS: caractérisation des détecteurs et analyse des données. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. Français. NNT: . tel-00002422

HAL Id: tel-00002422

<https://theses.hal.science/tel-00002422>

Submitted on 18 Feb 2003

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.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jules Gascon, qui a su être tout au long de la préparation de cette thèse un directeur disponible, attentif et compétant. Je le remercie également pour la lecture très complète qu'il a faite de ce manuscrit.

Je remercie les membres du groupe MANOIR d'avoir fait de mon séjour à l'IPNL une expérience aussi agréable et riche en enseignements. J'ai été ravi de côtoyer les inséparables Daniel Chambon et Bernard Drain, dont la décontraction ne suffit pas à cacher les très grandes compétences scientifiques. Je remercie très chaleureusement Maryvonne de Jésus pour sa disponibilité et sa joie de vivre. Ce fut un plaisir pour moi de partager son bureau. Je remercie aussi Evelyne Gerlic et Martine Stern et leur invariable bonne humeur, ainsi que Philippe Di Stefano, qui a eu la patience de relire une partie importante de cette thèse. J'ai également une pensée amicale pour les stagiaires et doctorants que j'ai côtoyé au cours de ces trois années, et en premier lieu pour Eric Simon et Laurent Chabert. Je souhaite également bonne chance à Véronique Sanglard. Je suis certain qu'elle saura renforcer la tradition naissante des détermineurs de volumes fiduciaux lyonnais. Je n'oublierai pas non plus l'humour de Lionel Vagneron, l'originalité de Michel Goyot et la passion de Jean-Pierre Hadjout. Travailler avec eux a été un plaisir. J'associe à ces remerciements Robert Bouvier et Christophe Pastor.

Le travail présenté dans ce document est essentiellement basé sur des mesures effectuées par la collaboration EDELWEISS au Laboratoire Souterrain de Modane. Je dois donc beaucoup à l'ensemble de ses membres, et leur exprime à tous ma gratitude. Je remercie plus particulièrement Alexandre Juillard et Gérard Nollez, avec lesquels j'ai partagé un grand nombre de journées (et accessoirement de pizzas) à Modane. Je leur suis également reconnaissant de l'attention qu'ils ont porté à mon travail et des conseils avisés qu'ils m'ont donnés sur l'analyse des données. J'associe à ces remerciements Gabriel Chardin, et le remercie aussi d'avoir accepté de faire partie du jury. J'exprime également toute ma gratitude à Alexandre Broniatowski pour m'avoir fait part de ses très précieuses connaissances des phénomènes de collecte de charges dans les semi-conducteurs. Claudine Goldbach et Xavier-François Navick m'ont apporté toutes les précisions voulues sur les mesures de basses radioactivités et la fabrication des détecteurs. Je leur en suis reconnaissant. Je remercie aussi l'ensemble des membres du Laboratoire Souterrain de Modane. Je n'oublie pas non plus Pierre Cluzel et Michel Gros bien que le travail mené avec eux sur

l'électronique d'EDELWEISS II ne soit pas relaté ici. Enfin, je voudrais remercier à nouveau l'ensemble des membres d'EDELWEISS de m'avoir fait confiance pour les représenter lors de conférences.

Je suis très reconnaissant à Charling Tao et Yannick Giraud-Héraud d'avoir accepté la charge de rapporteurs de ce mémoire en plein cœur de la période estivale. Je remercie également Yves Déclais d'avoir présidé ce jury et de m'avoir permis de mener à bien ce travail à l'IPNL. J'associe à ces remerciements Jean-Eudes Augustin, qui m'a accueilli dans le laboratoire. Je remercie enfin Messieurs Michel Baubiller, Gérard Fontaine et Josef Jochum d'avoir participé à mon jury et de m'avoir fait part de leurs remarques sur ce manuscrit.

Aldo de Andrea, Jean Orloff et Vuk Mandic ont su répondre à mes question sur la supersymétrie avec diligence. Je leur en suis reconnaissant.

Le soutien et l'amitié que mes parents et amis m'ont témoignés tout au long de ces trois années m'ont été précieux. Je leur exprime toute ma gratitude. Enfin, je ne saurais conclure sans associer Catherine à ces remerciements. Elle m'a offert une attention et un soutien sans failles, et accessoirement des compétences en orthographe nettement supérieures aux miennes.

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
I Cadre de la recherche de WIMPs	3
I.1 Présence de la matière noire dans l’Univers	3
I.1.1 Positionnement du problème	3
I.1.2 La matière dans l’Univers	9
I.1.3 Le fond diffus cosmologique	11
I.1.4 L’énergie noire	13
I.1.5 La matière noire à l’échelle galactique	16
I.2 La nature de la matière noire	18
I.2.1 La matière noire baryonique	18
I.2.2 La matière noire non baryonique	20
I.2.3 Les WIMPs	23
II La détection des WIMPs	29
II.1 Détection directe	29
II.1.1 Interactions des neutralinos avec la matière baryonique	29
II.1.2 Spectre de recul	31
II.1.3 Les contraintes de la détection de WIMPs	38
II.1.4 Les techniques de détection	39
II.2 Détection indirecte	45
II.2.1 Les neutrinos	45
II.2.2 Les positrons	47
II.2.3 Les photons	48
II.3 Comparaison entre détection directe et indirecte	49
III EDELWEISS I et les détecteurs cryogéniques	53
III.1 L’expérience EDELWEISS : un bref historique	53
III.2 Interactions dans le détecteur	54
III.2.1 Processus d’interaction des photons	54
III.2.2 Processus d’interaction des neutrons	56
III.2.3 Processus d’interaction des ions	57

III.2.4	Processus d'interaction des électrons	57
III.3	Les détecteurs	58
III.3.1	La détection de chaleur dans les bolomètres	58
III.3.2	Thermalisation des détecteurs	63
III.3.3	Double détection chaleur et ionisation	65
III.4	Obtention et lecture des signaux	78
III.4.1	Polarisation des voies chaleur et ionisation	78
III.4.2	Electronique de lecture	78
III.5	Sources de bruit	83
III.5.1	Le bruit microphonique	83
III.5.2	Les perturbations électromagnétiques	84
III.6	Les écrans passifs	84
III.6.1	Rayonnement cosmique	84
III.6.2	Bruit de fond neutron	86
III.6.3	Radioactivité β et γ	87
IV	Traitement des données	91
IV.1	Ajustement des amplitudes	91
IV.1.1	Principe	91
IV.1.2	Construction du gabarit	92
IV.1.3	Ajustement des gabarits	93
IV.2	Diaphonie des voies ionisation	96
IV.2.1	Bi-plot (A_i, A_g)	96
IV.2.2	Correction de la diaphonie	96
IV.3	Etalonnage des signaux	97
IV.3.1	Signaux ionisation	98
IV.3.2	Signal chaleur	98
IV.4	Résolutions	100
IV.4.1	Ligne de base	100
IV.4.2	Résolution sur pics ^{57}Co	101
IV.4.3	Lois $\sigma_i(E)$ et $\sigma_c(E)$	103
IV.5	Seuils	104
V	Volume fiduciel et répartition des charges	107
V.1	Introduction	107
V.1.1	Objectif	107
V.1.2	Définitions	108
V.1.3	Plan d'étude	109
V.2	Outils d'étude	109
V.2.1	Calcul des lignes de champ	109
V.2.2	Simulations des calibrations ^{60}Co et ^{252}Cf	111
V.3	Modèles de répartition des charges	114
V.3.1	Modèle en boule	114

V.3.2	Modèle de répartition linéaire	122
V.4	Analyse des données de calibration	124
V.4.1	Première analyse des données ^{60}Co	124
V.4.2	Etude qualitative de la distribution R des données ^{60}Co	127
V.4.3	Test du modèle en boule sur les données ^{60}Co	129
V.4.4	Test du modèle en boule sur les données ^{252}Cf	140
V.4.5	Discussion des résultats	145
V.4.6	Test du modèle linéaire sur les données ^{252}Cf	148
V.5	Volume fiduciel	149
V.5.1	Volumes V_C , V_G et V_I	149
V.5.2	Volume interne	150
V.6	Conclusion	151
VI	Recherche de WIMPs avec le détecteur GeAl6	153
VI.1	Zone de recul nucléaire	153
VI.1.1	Ligne neutron	153
VI.1.2	Zone neutron	156
VI.1.3	Influence des interactions multiples	159
VI.2	Données bas bruit de fond	164
VI.2.1	Données 2000	165
VI.2.2	Données 2001	173
VI.2.3	Taux de reculs nucléaires	175
VI.3	Limites d'exclusion WIMP-nucléon	176
VI.3.1	Construction de la limite d'exclusion	176
VI.3.2	Discussion	178
VI.3.3	EDELWEISS 2002	178
VI.4	Conclusion	181
	Conclusion et perspectives	183
A	Les détecteurs EDELWEISS	185
B	Lexique des variables	187
C	Etude analytique de la distribution de charges	191
C.1	Modèle en boule	191
C.2	Modèle linéaire	194
C.3	Erreur σ_R	194
D	Ajustement des données ^{60}Co par la fonction CORNUD	197

Introduction

L'hypothèse d'un Univers plat, dans lequel la densité totale de matière serait nettement supérieure (d'un facteur 10 environ) à la densité de matière visible, est aujourd'hui nettement favorisée par un ensemble de résultats d'observations astronomiques totalement indépendants. Une proportion de 90% de la matière de l'Univers ne serait donc pas visible pour les instruments d'observation astronomique classiques et se manifesterait uniquement par ses effets gravitationnels. Cette composante, appelée matière sombre, pourrait par exemple expliquer l'allure observée pour les courbes de rotation des galaxies si elle formait un halo autour d'elles.

Si l'existence de matière sombre semble probable, sa nature reste un mystère. Une population relique de particules massives, stables et interagissant faiblement avec la matière baryonique (les WIMPs) fait partie des candidats les plus fréquemment évoqués. L'existence d'un candidat WIMP dans le cadre des théories supersymétriques (la particule supersymétrique la plus légère) donne un crédit supplémentaire à cette hypothèse. Les arguments en faveur de l'existence des WIMPs sont développés dans le chapitre I.

La détection de WIMPs constituerait une étape majeure de notre compréhension de l'Univers. Deux techniques ont été développées à cette fin : l'une consiste à rechercher les produits d'annihilation de WIMPs (détection indirecte), l'autre vise à mettre en évidence la diffusion de WIMPs du halo galactique dans un détecteur cible placé sur la Terre. Les principes et contraintes de ces deux techniques seront détaillés dans le chapitre II, dans lequel nous effectuerons aussi un rapide tour d'horizon de la situation expérimentale.

Nous étudierons plus spécifiquement dans le chapitre III les différents aspects de la recherche directe de WIMPs avec des bolomètres massifs. Le principe de fonctionnement de ces détecteurs repose sur la mesure de l'élévation de température associée à un dépôt d'énergie dans un cristal cible maintenu à une température de 20 mK environ. Nous l'illustrerons ici par l'exemple de l'expérience EDELWEISS (Expérience pour dETecter Les Wimps En SIte Souterrain). Nous nous attacherons aussi à présenter les moyens mis en œuvre par EDELWEISS pour rejeter le bruit de fond, ce point constituant un aspect essentiel de la détection directe de WIMPs. Nous verrons par exemple qu'il est possible de rejeter une partie importante du bruit de fond correspondant à des interactions électroniques en associant à la mesure de l'élévation de température celle de la charge créée par le dépôt d'énergie, la valeur du rapport Q de l'ionisation sur l'énergie de recul étant différente pour les interactions de type électronique et nucléaire. Nous verrons

aussi que la segmentation de l'électrode de collecte de charges en une partie centrale et un anneau de garde permet de protéger le volume interne (ou volume fiduciel) des sources de bruit de fond radioactif situées dans l'environnement du détecteur.

Nous présenterons dans le chapitre IV le mode d'analyse des signaux bolométriques que nous avons appliqué. Nous détaillerons aussi les méthodes d'étalonnage en énergie et de détermination des résolutions de ces signaux.

La dernière partie de cette thèse sera consacrée à l'étude du premier détecteur de 320 g de l'expérience EDELWEISS, premier aussi à avoir été équipé d'une électrode de collecte segmentée. La détermination du volume fiduciel représente une partie importante de cette étude. Elle est détaillée dans le chapitre V. Nous montrerons qu'il existe une importante proportion d'événements associés à une collecte de charges sur les deux électrodes, et qu'elle dépend fortement de la tension de polarisation appliquée au détecteur. Ce phénomène pourrait correspondre à un effet de plasma conduisant à la formation d'un nuage de charges de dimension macroscopique (~ 1 mm). La modélisation que nous en ferons nous permettra de donner une description cohérente des calibrations ^{60}Co et ^{252}Cf effectuées sous plusieurs tensions de polarisation. Nous en déduirons une mesure du volume fiduciel avec une précision évaluée à quelques pourcents, en prenant en compte les effets systématiques.

Nous déterminerons dans le chapitre VI la distribution de la variable Q attendue pour des interactions nucléaires à partir de calibrations neutrons, en prenant soin d'évaluer l'influence des interactions multiples sur cette distribution. Nous présenterons alors les résultats de l'analyse des données bas-bruit de fond enregistrées avec le détecteur. Nous en déduirons une limite sur le taux d'événements de reculs nucléaires dans le volume fiduciel et associerons ce résultat à une courbe d'exclusion de la section efficace de diffusion WIMP sur nucléon en fonction de sa masse.

Chapitre I

Cadre de la recherche de WIMPs

Avant d'aborder le problème de la détection de WIMPs, nous allons donner un rapide aperçu de l'état actuel de notre connaissance de l'Univers, les ouvrages de référence de cosmologie ([1] ou [2] par exemple) ne pouvant rendre compte des plus récents résultats expérimentaux.

I.1 Présence de la matière noire dans l'Univers

I.1.1 Positionnement du problème

La très grande majorité des observations astronomiques effectuées jusqu'à aujourd'hui trouvent une explication dans le cadre du modèle du "Big Bang chaud". Il est aujourd'hui assez largement accepté, au point d'être devenu le Modèle Cosmologique Standard. Il est hors de propos de le présenter ici. Nous introduirons simplement quelques uns de ses concepts de base pour mieux saisir l'enjeu de la recherche de matière noire.

I.1.1.1 Un Univers en expansion

Un des piliers du Modèle Cosmologique Standard est la notion d'Univers en expansion : en 1929, l'astronome américain Edwin Hubble observa que le spectre lumineux émis par un échantillon de 24 galaxies proches était systématiquement décalé vers le rouge, et ce d'autant plus que les galaxies étaient éloignées de la Terre [3]. Cet effet fut interprété comme une manifestation de l'effet Doppler, les longueurs d'ondes s'allongeant montrant que leur source s'éloignait de la Terre. La loi empirique déduite de ces observations est aujourd'hui connue sous le nom de loi de Hubble :

$$v = H_0 d \tag{I.1}$$

où v est la vitesse de la source relative à la Terre, H_0 la constante de Hubble et d la distance de la source de rayonnement à la Terre.

Sous l'hypothèse que notre position dans l'Univers n'est pas exceptionnelle, l'explication la plus satisfaisante aux observations de Hubble est de considérer que l'Univers

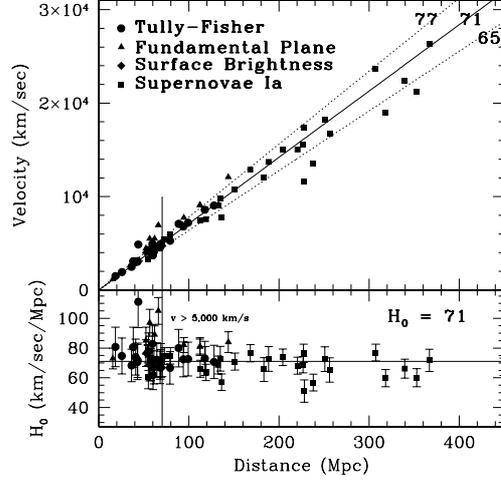


FIG. I.1: **Figure du haut** : diagramme des vitesses de récession en fonction des distances à la Terre pour un certains nombres d'objets servant d'indicateurs de distance. Une pente $H_0 = 71 \text{ km/s/Mpc}$ est représentée, ainsi que les lignes à $\pm 10\%$ autour de cette valeur. **Figure du bas** : Pente H_0 en fonction de la distance. Extrait de [4].

tout entier (c'est-à-dire sa structure même, et non les objets qui la composent) est en expansion. H_0 est alors une mesure de l'expansion de l'Univers aujourd'hui¹. Elle s'exprime en $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. La mesure de la constante de Hubble a longtemps été entachée d'importantes erreurs systématiques. Grâce au télescope Hubble et à de récents progrès d'instrumentation sur les télescopes au sol, H_0 est aujourd'hui connu avec une précision de l'ordre de 10% (cf figure I.1) [4] :

$$H_0 = 71 \pm 7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$$

On définit aussi la variable $H(t) = \dot{a}(t)/a(t)$, avec $a(t)$ facteur d'expansion (sans dimension). $H(t)$ est la mesure de l'évolution de l'expansion au cours du temps et H_0 sa valeur actuelle.

I.1.1.2 Processus de découplage

On considère dans le cadre du Modèle Cosmologique Standard que l'Univers a toujours été en expansion ($\dot{a}(t) > 0$ et donc $H(t) > 0$) et que cette expansion est adiabatique. L'Univers se refroidit donc au cours du temps. En remontant vers le passé, on va donc vers un Univers plus chaud et plus dense, tendant vers une singularité de densité infinie, définissant de manière asymptotique le point zéro de son histoire.

¹On a également coutume d'utiliser le paramètre sans dimension $h = H_0/(100 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1})$.

Pour des temps compris entre 10^{-43} s (temps de Planck)² et 10^{-36} s environ, l'énergie thermique de l'Univers était suffisamment élevée ($E \gtrsim 10^{14}$ GeV $\Leftrightarrow T \gtrsim 10^{27}$ K) pour autoriser toutes les réactions entre toutes les espèces de particules. Avec le refroidissement associé à l'expansion de l'Univers, les réactions les plus énergétiques sont devenues impossibles. Ceci entraîna une succession de découplages entre les différentes populations de particules, rompant l'équilibre thermodynamique initial.

Illustrons ce phénomène avec l'exemple du découplage rayonnement-matière :

Pendant les 300 000 premières années de son histoire environ, l'Univers se présentait sous la forme d'un gaz ionisé, presque exclusivement constitué de protons et d'électrons. Les atomes d'hydrogène formés par couplage des électrons aux protons étaient aussitôt ionisés par les photons suffisamment énergétiques, permettant à l'équilibre suivant de se maintenir :



Quand la température de l'Univers est passée sous le seuil de 13 eV ($\sim 10^5$ K), la réaction d'ionisation des atomes d'hydrogène n'a plus été possible. Les électrons se sont alors recombinaés massivement avec les protons pour former un gaz neutre d'atomes d'hydrogène. Lorsque le taux de la réaction de diffusion $\Gamma = \rho_e \langle \sigma_{dif} v_e \rangle$ (où ρ_e est la densité d'électrons libres, v_e leur vitesse et σ_{dif} la section efficace de diffusion des photons sur les électrons) est devenu inférieur au taux d'expansion de l'Univers H , les diffusions des photons sur les particules chargées sont devenues trop rares pour maintenir l'équilibre thermodynamique entre matière et rayonnement et il y a eu découplage entre ces deux populations.

Les photons ont atteint des libres parcours moyens de l'ordre de la taille de l'Univers après ce découplage, ils ont ainsi pu se propager sans interaction jusqu'à nous en subissant seulement le refroidissement associé à l'expansion. Ce rayonnement fossile, aussi appelé fond diffus cosmologique, se révèle être une source précieuse d'informations sur l'Univers primordial. Nous en discuterons de nouveau dans le chapitre I.1.3.

Ce processus de découplage, caractérisé par une rupture d'équilibre entre des réactions de production et de destruction d'un type de particules sous l'effet de l'expansion adiabatique, sera évoqué dans le chapitre I.2.3 pour expliquer la présence possible d'un reliquat de particules totalement découplées du reste de l'Univers.

I.1.1.3 Le Modèle Cosmologique Standard

i) La métrique Le Modèle Cosmologique Standard est basé sur la théorie de la relativité générale, introduite par Einstein en 1915. La géométrie d'un système défini dans le cadre de la relativité générale est décrite par une relation appelée métrique et notée ds . Elle se définit comme la relation liant deux événements séparés par un intervalle $(dx^i)_{i=0,1,2,3}$

²Le Modèle Cosmologique Standard ne permet plus de décrire l'Univers pour des temps inférieurs au temps de Planck. La taille de l'Univers devient en effet alors si réduite ($< 10^{-31}$ m) que les effets quantiques ne sont plus négligeables.

défini dans un référentiel à quatre dimensions temps-espace. La forme générale de la métrique est :

$$dS^2 = \sum_{i,j} g_{ij} dx^i dx^j \quad (\text{I.3})$$

où g_{ij} est le tenseur métrique.

Le Modèle Cosmologique Standard est associé à l'hypothèse d'un Univers homogène et isotrope (le Principe Cosmologique) correspondant au postulat qu'aucune position dans l'Univers n'est privilégiée. Cette hypothèse fut introduite à l'origine par Einstein pour simplifier les calculs, mais a finalement été vérifiée expérimentalement avec une précision remarquable (en particulier à travers la mise en évidence de la très grande uniformité de la température du fond diffus cosmologique), ce qui explique le succès du Modèle Cosmologique Standard. Grâce au Principe Cosmologique, la métrique se simplifie sous la forme suivante, appelée métrique de Robertson-Walker :

$$dS^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \times \left[\frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (\text{I.4})$$

t est la coordonnée temporelle, r , θ et ϕ les coordonnées spatiales dans un repère sphérique. La constante κ est définie par $\kappa = \frac{k}{R^2}$, avec R rayon de courbure de l'Univers dans un repère comobile (R est donc indépendant du temps) et k une constante sans dimension valant +1,-1 ou 0 pour des métriques sphérique, hyperbolique ou euclidienne respectivement³. On associera les notions d'Univers clos, ouvert ou plat à ces trois métriques.

ii) Les équations de Friedmann La résolution des équations d'Einstein (système de 10 équations différentielles de la relativité générale) permet de définir un modèle cosmologique décrivant la géométrie et la dynamique de l'Univers. Elle est possible dans le cadre du Modèle Cosmologique Standard grâce au Principe Cosmologique, et sous l'hypothèse supplémentaire que le contenu énergétique de l'Univers est assimilable à un fluide parfait. Il existe alors une simple relation de proportionnalité entre la pression P et la densité ρ du fluide constituant l'Univers :

$$P = w\rho c^2 \quad (\text{I.5})$$

Sous ces deux hypothèses, les équations d'Einstein se réduisent aux deux équations de Friedmann :

$$H^2(t) = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2 R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (\text{I.6})$$

et :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\rho c^2 + 3P) + \frac{\Lambda}{3} \quad (\text{I.7})$$

³La notion de métrique n'est pas intuitive. On peut illustrer ce concept avec l'exemple du calcul du périmètre P d'un cercle de rayon R . Dans une métrique euclidienne, on a $P = 2\pi R$ tandis que $P > 2\pi R$ pour une métrique sphérique, et $P < 2\pi R$ pour la métrique hyperbolique.

H est le taux d'expansion de l'Univers, k la courbure de l'espace-temps, G la constante de gravitation et Λ une constante cosmologique⁴.

En introduisant un paramètre $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$, on peut définir le paramètre Ω_m :

$$\Omega_m = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (\text{I.8})$$

L'énergie associée au rayonnement étant négligeable devant celle de la matière depuis le découplage entre ces deux populations, Ω_m donne aujourd'hui une mesure de la densité de matière dans l'Univers.

Définissons aussi :

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (\text{I.9})$$

$$\Omega_k = -\frac{kc^2}{a^2 R^2 H^2} \quad (\text{I.10})$$

En divisant (I.6) par H^2 , on a alors :

$$1 - \Omega_k = \Omega_m + \Omega_\Lambda = \Omega \quad (\text{I.11})$$

Ω est la mesure de la densité totale d'énergie dans l'Univers. $\Omega > 1$ correspond à un Univers clos ($k=+1$), $\Omega < 1$ à un Univers ouvert ($k=-1$) et $\Omega = 1$ à un Univers plat ($k=0$). La géométrie de l'Univers est donc déterminée par son contenu énergétique.

I.1.1.4 Motivations théoriques pour un Univers plat

La valeur $\Omega = 1$ a toujours eu de nombreux partisans. Ceci s'explique par des raisons "esthétiques" bien sûr, mais de solides arguments physiques peuvent également soutenir cette hypothèse. Nous en évoquons ici deux parmi les plus fréquemment développés.

i) Argument de Dicke Le physicien Robert Dicke fut le premier à réaliser que l'unité était la seule valeur stable pour le paramètre Ω . Il vient en effet de (I.10) et (I.11) que :

$$|\Omega - 1| = \frac{|k|c^2}{a^2 R^2 H^2} = \frac{|k|c^2}{R^2 \dot{a}^2} \quad (\text{I.12})$$

Le paramètre a a varié au cours de l'histoire de l'Univers comme $t^{1/2}$ (Univers dominé par les radiations) ou $t^{2/3}$ (Univers dominé par la matière) [1]. Dans les deux cas, Ω diverge de 1 avec une loi de puissance du temps.

⁴ Λ fut un terme introduit à l'origine par Einstein pour permettre de définir un Univers statique. Abandonnée lorsque l'expansion est devenue incontournable, la constante cosmologique a connu un retour de faveur avec les résultats des mesures sur les supernovae de type Ia (section I.1.4). Elle est homogène à $[\text{T}]^{-2}$ [1].

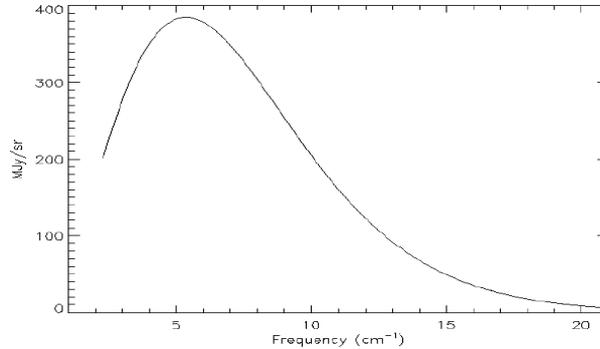


FIG. I.2: *Mesure de l'intensité du fond diffus cosmologique par l'instrument FIRAS du satellite COBE. Les barres d'erreurs sont inférieures à l'épaisseur du trait. Cette courbe correspond à un rayonnement de corps noir de température $T = 2,728 \pm 0,004$ K [6], le résultat final de FIRAS étant $T = 2,725 \pm 0,002$ K [5]. Figure prise dans [6].*

ii) Le problème de causalité Le Modèle Cosmologique Standard ne permet pas d'expliquer toutes les observations astronomiques. Un exemple fameux se rapporte au fond diffus cosmologique. Ce rayonnement, détecté en 1964 par A. Penzias et R. Wilson s'apparente de manière remarquable à un rayonnement de corps noir de température moyenne $T_0 = 2,725 \pm 0,002$ K [5] (cf figure I.2) et présente un très faible niveau d'anisotropie à travers le ciel. Pourtant, les régions causalement liées dans l'Univers à l'instant du découplage -les seules qui seraient susceptibles d'engendrer ce niveau d'isotropie- ne peuvent dépasser 2° dans le ciel actuel en considérant une croissance continue de la taille de l'Univers au taux d'expansion actuel. Ce paradoxe est connu sous le nom de problème de causalité du rayonnement fossile. La théorie de l'inflation y apporte une explication. Cette théorie fut développée au cours des années 1980. Elle énonce l'existence d'une phase d'inflation exponentielle de l'Univers très tôt dans son histoire. Nous n'entrerons pas dans les détails, présentés dans [1] par exemple, et noterons simplement ici qu'elle permet en particulier de résoudre le problème de causalité -ce qui explique son rapide succès- et repose sur l'hypothèse que la densité de l'Univers est égale à la densité critique ($\Omega = 1$).

On retiendra en conclusion de ce paragraphe que le Modèle Cosmologique Standard relie le paramètre de densité d'énergie de l'Univers $\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda$ à sa géométrie (cf équation I.11), et que des arguments théoriques tendent à privilégier une valeur constante $\Omega = 1$ correspondant à un Univers plat. Nous allons évoquer dans les trois prochains paragraphes les efforts expérimentaux entrepris pour mesurer des paramètres Ω_m , Ω et Ω_Λ .

I.1.2 La matière dans l'Univers

I.1.2.1 Premières intuitions

Les astronomes et physiciens du début du siècle pensaient que l'Univers était exclusivement composé de radiation et de matière ordinaire (électrons ou protons principalement). Mais en 1933, l'astronome Fritz Zwicky constate que la masse optiquement visible dans l'amas de Coma ne permet pas d'expliquer les dynamiques des galaxies le composant [7]. Il estime que la masse gravitationnelle nécessaire est 400 fois plus importante que la masse visible. Pour expliquer cet écart, il avance l'hypothèse d'une composante "sombre"⁵ de la matière, qui n'émet et n'absorbe pas de rayonnement électromagnétique, et ne serait donc détectable que par ses effets gravitationnels.

I.1.2.2 Les confirmations expérimentales

Les mesures de Zwicky sont confirmées à de nombreuses reprises à travers différentes techniques expérimentales. Nous suivons ici le développement présenté dans [8] pour en faire une rapide synthèse.

i) Méthode du rapport masse sur luminosité Cette technique consiste à faire le produit du rapport moyen de la masse sur la luminosité de l'Univers (noté $\langle M/L \rangle$) par sa densité lumineuse totale L/V .

S'il est possible de mesurer directement L/V ($L/V=2 \times 10^8 hL_{\odot}/\text{Mpc}^3$ [9] avec L_{\odot} luminosité du Soleil), $\langle M/L \rangle$ doit être estimé à partir d'un système-échantillon. Ce système doit être assez gros pour être représentatif de l'Univers entier, et sa masse et sa luminosité doivent être mesurables indépendamment.

Les amas de galaxies sont très bien adaptés à l'estimation de $\langle M/L \rangle$. Ils forment -après les super-amas- les plus gros ensembles gravitationnellement liés dans l'Univers (des milliers de galaxies dans un diamètre typique de 1 à 2 Mpc) et leur masse a pu être déterminée avec une précision acceptable par trois méthodes indépendantes que nous allons rapidement évoquer.

- La première méthode de mesure de la masse d'un amas est celle utilisée par Zwicky. Elle consiste à appliquer le théorème du viriel à l'amas de galaxies [10].
- La seconde se base sur l'étude du gaz chaud ($T \sim 10^8$ K) et dilué présent dans l'amas et essentiellement composé d'hydrogène ionisé. Les électrons du gaz émettent un rayonnement de freinage dans le domaine du X. Les mesures de luminosité de surface de l'amas permettent de déterminer les profils de densité et de température du gaz. On peut déduire de ces variables la masse de l'amas permettant de maintenir le gaz en équilibre hydrostatique [11].
- La méthode la plus récemment développée pour déterminer la masse de l'amas utilise l'effet de lentille gravitationnelle (distortion de l'image de galaxies situées à l'arrière plan

⁵On a tendance en français à parler de "matière noire". C'est incorrect puisque Zwicky définit en fait le terme de "matière sombre" (dunkel materiel). Cette traduction approximative s'étant largement répandue, on contribuera ici à entretenir cette erreur... et on parlera de matière noire.

par le potentiel gravitationnel de l'amas étudié) [12].

Ces trois techniques indépendantes, appliquées à plusieurs échantillons d'amas, aboutissent à des estimations du rapport $\langle M/L \rangle$ compatibles, que l'on peut combiner pour obtenir $\langle M/L \rangle = 200 \pm 70 \times M_\odot/L_\odot$ [13], M_\odot et L_\odot étant respectivement la masse et la luminosité du Soleil. Le produit de cette valeur par celle de la densité lumineuse totale de l'Univers donne une densité de matière correspondant à $\Omega_m \approx 0,3$.

Des études récentes [14] semblent indiquer que la valeur du rapport $\langle M/L \rangle$ serait identique pour des super-amas de 10 Mpc de rayon, suggérant que la densité de matière noire serait la même à plus grande échelle encore.

ii) Méthode de la fraction baryonique Une démarche similaire peut être suivie en remplaçant la luminosité par la densité de baryons dans l'Univers. On a alors l'estimation suivante : $\Omega_m = \Omega_b/f_b$, où $f_b = m_b/m_{totale}$ est la fraction de baryons dans l'Univers et Ω_b leur densité. Là encore, on pense que les amas permettent une estimation correcte de la valeur de f_b dans l'Univers [15].

- f_b : la matière baryonique est présente dans les amas sous forme de gaz intergalactique majoritairement [16]. Sa masse peut être déterminée par la méthode basée sur son émission-X évoquée dans le paragraphe précédent, ou via la mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovich (diffusion Compton inverse des photons du fond diffus cosmologique sur les électrons du gaz) [17]. Les mesures donnent typiquement $f_b = 5 - 10\%$ [16]. La masse de l'amas peut être évaluée par l'une des trois méthodes présentées plus haut.

- Ω_b : un des moyens le plus souvent utilisé pour mesurer la densité de matière baryonique provient de l'étude de l'abondance des éléments légers (en particulier le deutérium) produits au cours du processus de nucléosynthèse primordiale dans les premières minutes de l'histoire de l'Univers (cf figure I.3). En effet, le Modèle Cosmologique Standard prédit de manière très précise les abondances attendues pour ces éléments en fonction de la densité de baryons dans l'Univers (cf [1] ou [2]). Le rapport de densité D/H du deutérium à l'hélium a récemment été mesuré avec une précision de l'ordre de 7% [18]. Il en découle une limite à 95% de niveau de confiance sur la densité de baryons [19] :

$$\Omega_b h^2 = 0,020 \pm 0,002$$

En combinant les mesures de f_b et Ω_b , on obtient une valeur de densité de matière égale à $\Omega_m = 0,3h^{-0,5} \sim 0,4$ [16], tout à fait compatible avec celle du rapport masse sur luminosité présentée dans le paragraphe i).

iii) Structure de l'Univers L'étude de la structure de l'Univers et de son évolution apporte aussi des informations sur la présence de matière noire. Le faible nombre d'amas pour un *redshift*⁶ de $z \sim 0,5$ [20] et le très faible niveau d'anisotropie du fond diffus

⁶Le *redshift* est défini par $z = \frac{\lambda_1}{\lambda_0} - 1$, où λ_0 et λ_1 sont respectivement les fréquences de la lumière émise par la source et observée sur Terre. Pour z faible ($z \lesssim 1$), on a au premier ordre $z \sim \frac{v}{c}$. La loi de

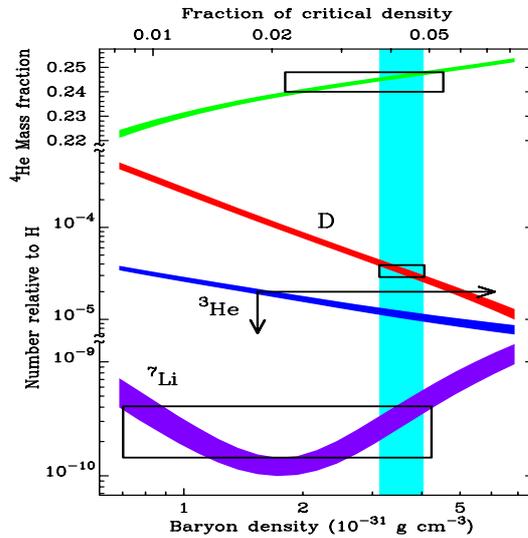


FIG. I.3: Abondances théoriques (rapportées à l'hélium) des éléments légers en fonction de la densité de matière baryonique Ω_b dans le cadre du modèle du Big Bang chaud. Les largeurs des courbes correspondent à un niveau de confiance de 95% sur les valeurs calculées. Les cadres représentent les mesures expérimentales. La mesure de l'abondance du deutérium permet d'établir les contraintes les plus intéressantes sur Ω_b , représentées par la bande ombrée. Extrait de [18].

cosmologique ($z \sim 1000$) (cf paragraphe I.1.3) par exemple, constituent des indications en faveur d'une densité de matière de l'ordre de 0,3. Les premiers résultats des sondages de galaxies à grand redshift [21] vont également dans ce sens.

On a vu que plusieurs techniques expérimentales indépendantes convergent vers une valeur de densité de matière de l'ordre de 0,3. Ce résultat, même s'il est encore associé à d'importantes barres d'erreurs, fournit une preuve solide de la présence de matière noire. Nous allons maintenant présenter les résultats de deux autres types d'expériences, qui, combinés à celui-ci, donnent une description cohérente de l'Univers.

I.1.3 Le fond diffus cosmologique

Comme nous l'avons déjà dit dans le paragraphe I.1.1.2, le fond diffus cosmologique est une photographie de l'état de l'Univers à l'instant du découplage, 300 000 ans après le Big Bang. Les fluctuations de sa température en fonction de la direction offrent une mesure du niveau d'inhomogénéité existant alors. La décomposition en harmoniques sphériques de ces fluctuations permet de déterminer le spectre d'anisotropie du fond diffus. On peut relier à ce spectre les valeurs des principaux paramètres cosmologiques (et en particulier Ω) qui ont permis d'engendrer le niveau d'inhomogénéité observé (voir [22] par exemple).

Hubble donne alors $d = \frac{zc}{H_0}$. Un redshift $z = 0,5$ correspond à une distance de 1800 Mpc environ.

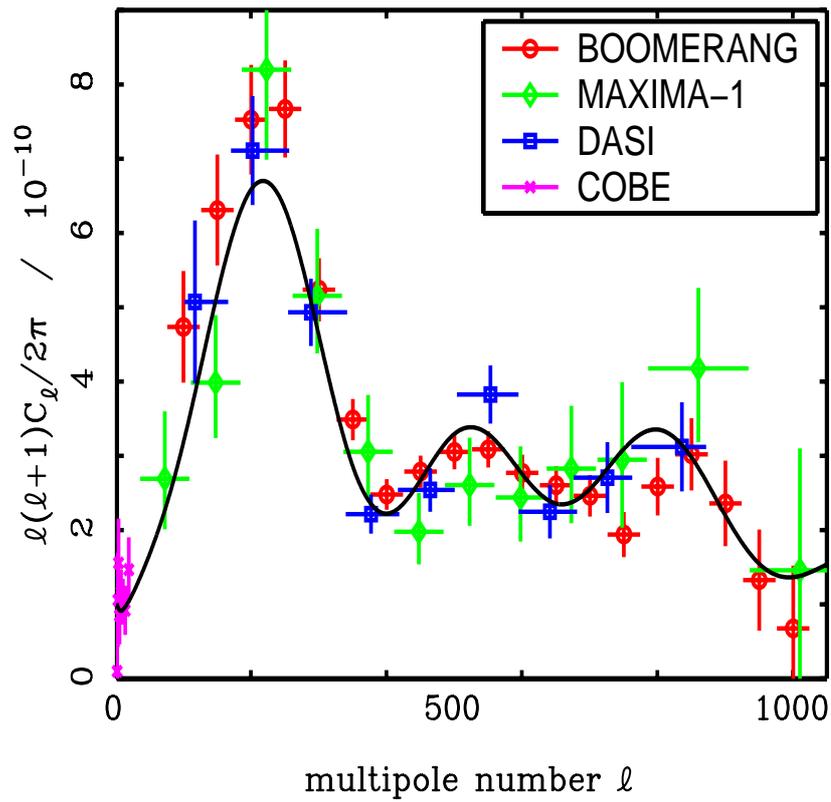
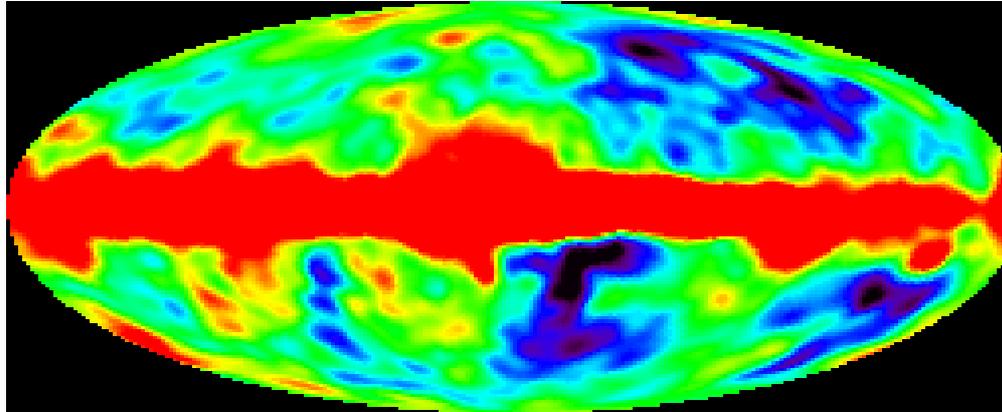


FIG. I.4: **Figure du haut** : carte des fluctuations de températures du fond diffus cosmologique mesurées par COBE après soustraction de la composante dipolaire. **Figure du bas** : spectre d'anisotropie du fond diffus cosmologique obtenu par BOOMERANG, MAXIMA et DASI par décomposition en harmoniques sphériques des fluctuations du fond diffus cosmologique. La courbe ajustée correspond à $\Omega = 1$. Extrait de [28].

Le satellite COBE a mis en évidence des fluctuations (de l'ordre de 1 pour 10^5) dans le fond diffus cosmologique [23] en 1992 grâce à l'instrument DMR. Depuis, BOOMERANG [24], [25], puis MAXIMA [26], et DASI [27] ont affiné ces mesures en sondant différentes portions du ciel avec des techniques expérimentales différentes. L'ensemble des résultats de ces expériences est regroupé dans la figure I.4.

En supposant $0,45 < h < 0,90$, un Univers âgé de 10 milliards d'années au moins et $\Omega_m > 0,1$, la courbe qui permet d'ajuster au mieux l'ensemble de ces résultats dans le cadre du Modèle Cosmologique Standard correspond à $\Omega = 1,11_{-0,12}^{+0,13}$ à 95% de niveau de confiance [29]. Ces mesures tendent donc à privilégier un Univers plat.

La prochaine génération d'expériences, avec par exemple l'expérience ARCHEOPS [30], ou les missions spatiales MAP [31] de la NASA (lancée en juin 2001) et Planck [32] de l'ESA (à partir de 2007), devrait permettre d'obtenir une image plus précise du spectre de fluctuations du fond diffus avec une sensibilité $\Delta T/T \sim 10^{-6}$, et ainsi définitivement valider ou réfuter le modèle d'Univers plat qui est aujourd'hui favorisé.

I.1.4 L'énergie noire

Les mesures de la densité de matière semblent indiquer que $\Omega_m \sim 0,3$ tandis que les expériences de détection du fond diffus cosmologique tendent à montrer que $\Omega = 1$. Comment expliquer cet écart ?

Un début de réponse a été apporté en 1999 par les équipes High-Z Supernovae search team [33] et Supernovae Cosmology Project [34]. Ces deux expériences ont mesuré la luminosité d'un échantillon d'une cinquantaine de supernovae de type Ia distantes ($z \sim 1$). Leurs valeurs sont systématiquement plus faibles que celles attendues pour un modèle correspondant à $\Omega_m = \Omega = 1$ (cf figure I.5).

Ce résultat doit être associé dans le cadre du Modèle Cosmologique Standard à une accélération de l'expansion et sous-entend l'existence d'une forme d'énergie capable de contre-balancer la force d'attraction gravitationnelle de la matière qui tend à la ralentir. Il n'y a pas de certitude à l'heure actuelle quant à la nature de cette composante. On parle donc d'énergie noire, par analogie avec la matière noire. Deux hypothèses dominent cependant : l'énergie noire pourrait être liée à l'énergie du vide (état fondamental d'énergie non nulle associé au vide et correspondant à $\Lambda \neq 0$) ou à une cinquième force fondamentale, la quintessence. Sous l'hypothèse $\Omega = 1$, le modèle de la constante cosmologique (caractérisé par $P = -\rho < 0$) semble être privilégié [35].

Soulignons aussi que ces résultats doivent être considérés avec précaution : la luminosité des supernovae lointaines est en effet déterminée à partir de supernovae Ia proches servant de chandelles standard, et cette hypothèse nécessite d'être établie avec certitude, les supernovae de type Ia étant encore mal connues.

Si les résultats sur les supernovae Ia sont préliminaires, il convient de remarquer que ces mesures peuvent se combiner à celles du fond diffus cosmologique et de la densité de matière noire (cf figure I.6b) pour faire émerger, pour la première fois dans l'histoire de la

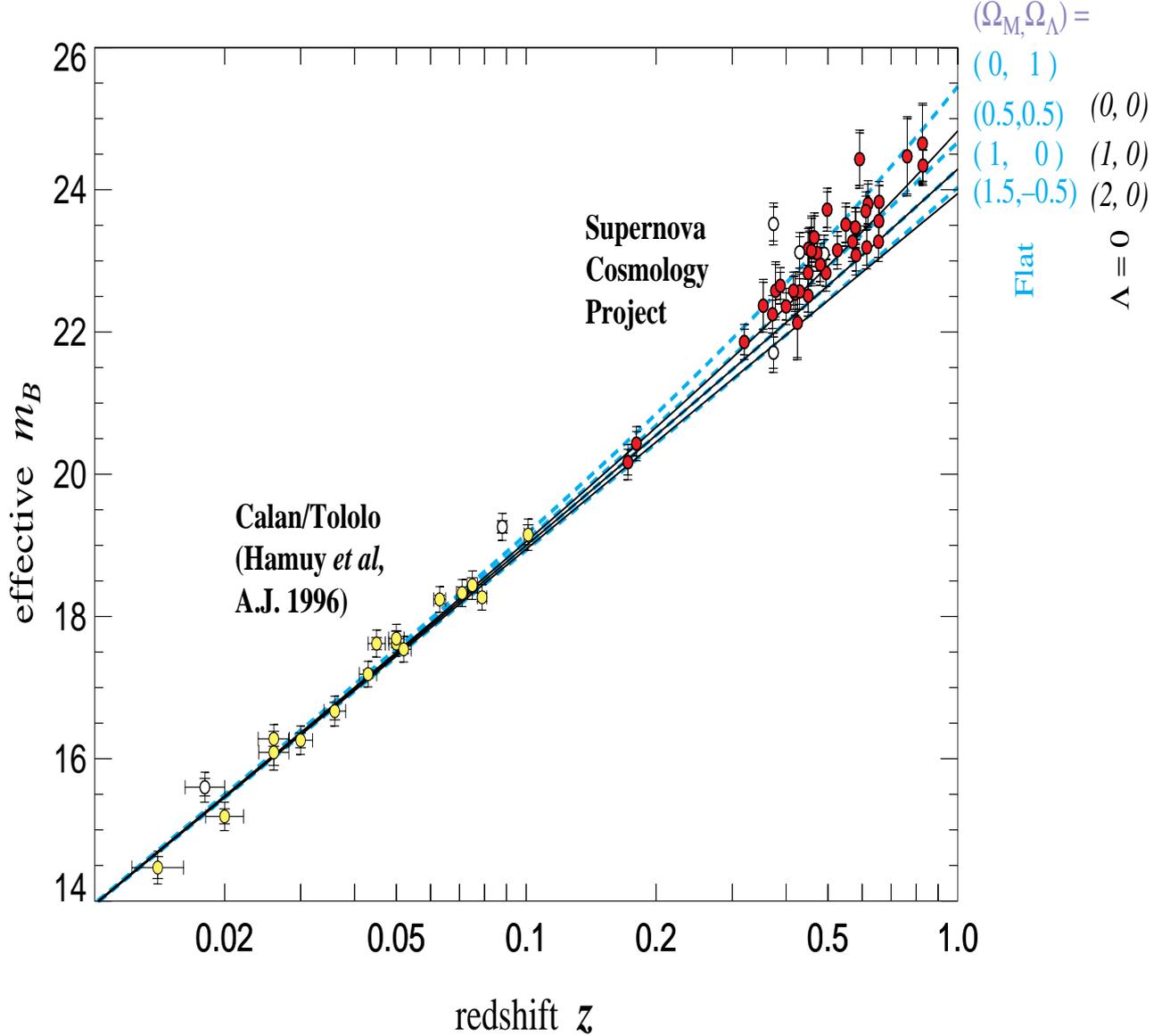


FIG. I.5: Diagramme des magnitudes ($m_B = -2,5 \log \frac{f}{f_0}$, avec f flux d'énergie et f_0 un flux de référence) en fonction du redshift pour les 42 supernovae de type Ia distantes ($z \sim 0,5$) observées par le Supernovae Cosmology Project et pour 18 supernovae proches ($z \sim 0,02$). L'ajustement optimal de ces mesures correspond à des valeurs $\Omega_m = 0,28$ et $\Omega_\Lambda = 0,72$. Les points expérimentaux sont par ailleurs inconsistants avec les valeurs ($\Omega_m = 1, \Omega_\Lambda = 0$) (modèle Einstein - de Sitter). Ces résultats concordent avec ceux du High-Z Supernovae search team [33]. Figure extraite de [34].

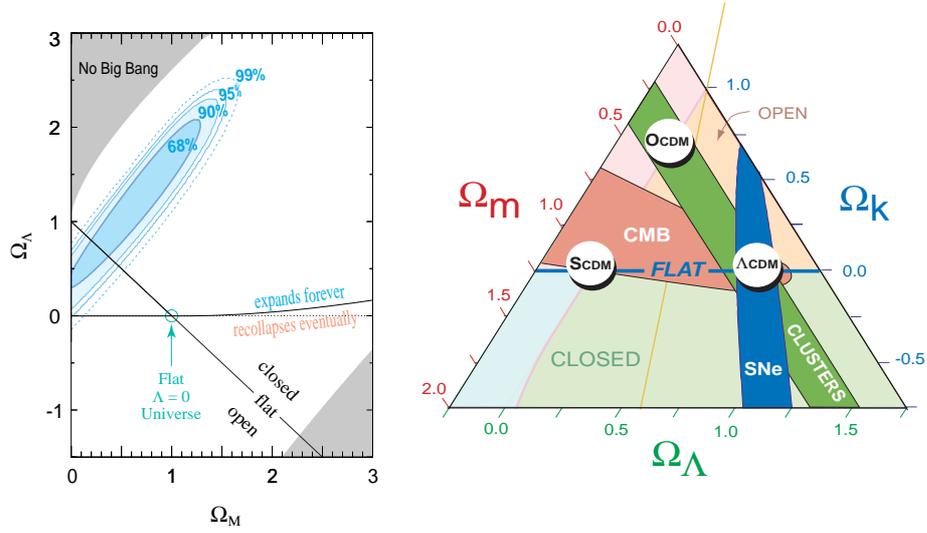


FIG. I.6: **Figure de gauche** : contours dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ obtenus à partir des observations des supernovae de type Ia de [34]. Pour $\Omega = 1$, on a $\Omega_m = 0,28^{+0,10}_{-0,09}$ (stat.) $^{+0,05}_{-0,04}$ (syst.) [34]. Extrait de [34]. **Figure de droite** : représentation du Triangle Cosmique introduit dans [8]. Les trois côtés du triangle représentent les contributions à la densité d'énergie de la matière, de l'énergie du vide et de la courbure de l'Univers. On voit ici comment les résultats des mesures de SNIa, des amas de galaxies et de l'anisotropie du fond diffus se combinent pour favoriser un modèle dit Λ CDM pour lequel la constante cosmologique Λ est non nulle et la matière essentiellement sombre (et plus précisément froide (Cold Dark Matter), c'est à dire non relativiste au moment de son découplage). Extrait de [8].

physique, une image satisfaisante de la composition de l'Univers, que l'on peut détailler comme suit :

- le paramètre de densité totale de l'Univers Ω serait égal à une valeur constante unitaire ;
- la part de masse visible dans l'Univers (étoiles, gaz chauds) serait inférieure à 0,5% ($\Omega_{lum} < 0,003h^{-1}$ [36]), et la matière baryonique représenterait 4% environ du contenu énergétique de l'Univers ;
- environ 90% de la matière composant l'Univers serait noire, amenant la part de la matière autour de 35% du total énergétique ;
- Le reste ($\sim 65\%$) serait une forme d'énergie de nature encore inconnue.

L'âge de l'Univers calculé à partir de cette composition (et pour $H_0 = 70 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$) est de $13,5 \pm 1,5 \cdot 10^9$ ans [4]. Cette valeur est compatible avec les mesures expérimentales les plus précises, qui donnent une estimation de 11 à $14 \cdot 10^9$ années [37]. Il convient aussi de souligner que si la valeur de Ω est constante dans le temps d'après ce modèle, ce n'est pas le cas pour Ω_m et Ω_Λ , dont les valeurs évoluent différemment avec la taille de l'Univers.

On a ainsi $\Omega_m \gg \Omega_\Lambda$ au début de l'histoire de l'Univers, et inversement Ω_m négligeable devant Ω_Λ dans le futur. Notre époque, caractérisée par des valeurs comparables pour ces 2 paramètres (0,7 et 0,3), constituerait en ce sens un point très particulier de l'histoire de l'Univers.

I.1.5 La matière noire à l'échelle galactique

Un ensemble des résultats d'observation astronomique converge vers l'existence d'une importante composante de matière noire dans l'Univers. Il convient maintenant de se replacer dans l'optique de sa détection, et de déterminer si elle est présente -et en quelle quantité- à l'endroit où on la recherche, c'est-à-dire dans notre Galaxie.

Il apparaît tout d'abord naturel que la matière noire soit présente là où la matière visible l'est, comme simple conséquence de l'attraction gravitationnelle. C'est un premier argument en faveur de la présence de matière noire à l'échelle galactique. Il existe aussi de forts indices expérimentaux en ce sens que nous allons énoncer.

I.1.5.1 Courbe de rotation des galaxies spirales

Les forces centrifuges et centripète se compensent dans un système sphérique gravitationnellement lié et en équilibre. A une distance r du centre du système, cette égalité s'écrit :

$$\frac{v^2}{r} = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (\text{I.13})$$

où $M(r)$ est la masse comprise dans la sphère de rayon r , v la vitesse au point r et G la constante de couplage gravitationnel. On déduit de cette relation que $v \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$.

Si la matière présente dans une galaxie spirale était exclusivement lumineuse, la relation I.13 montre que les vitesses de rotation des bras de la galaxie devraient décroître de manière caractéristique pour $r > r_{opt}$ (avec r_{opt} rayon optique, mesure de la taille de la partie lumineuse de la galaxie).

Toutes les observations [38], [39], [40], effectuées en particulier à partir des mesures du rayonnement à 21 cm émis par l'hydrogène, indiquent au contraire que les vitesses des bras des galaxies spirales sont constantes jusqu'à des distances nettement supérieures au rayon optique (cf figure I.7).

Pour expliquer ce désaccord flagrant, certains ont invoqué une gravitation non-newtonienne [41], [42], ou un gaz fractal galactique [43]. Ces hypothèses, énoncées dans [44], s'accordent cependant mal avec les observations expérimentales. L'alternative la plus naturelle et la plus largement considérée est celle de la présence d'un halo de matière noire entourant les galaxies.

I.1.5.2 Le modèle du halo

Il est possible de reproduire par simulation les courbes de rotation déterminées expérimentalement en considérant un halo isotherme de matière noire dont le profil de densité

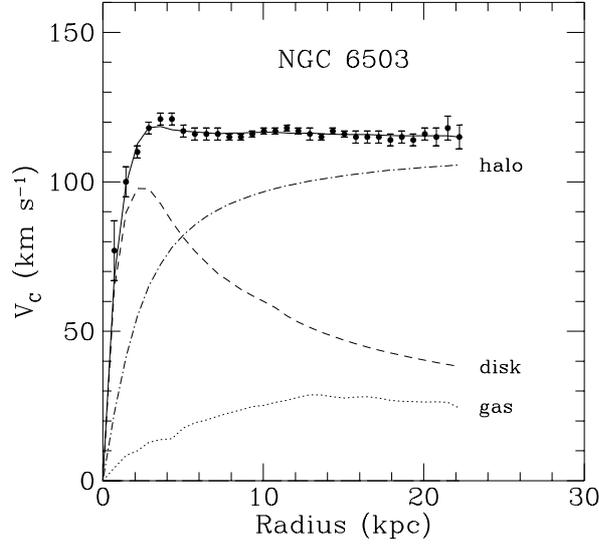


FIG. I.7: Courbe de rotation des bras de la galaxie NGC6503. En tirets et points : contributions à la vitesse de rotation du disque lumineux et du gaz. L'ajout de la contribution d'un halo (trait mixte) permet de rendre compte des points expérimentaux [48]. Le rayon optique est ici de l'ordre de 3 kpc.

peut s'écrire sous la forme suivante [45] :

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r(1 + \frac{r}{r_s})^2} \quad (\text{I.14})$$

où r est la distance au centre de la galaxie et r_s un rayon caractéristique de la galaxie. On associe à cette distribution une répartition de vitesses maxwellienne, définie par :

$$f(v)d^3v = \frac{e^{-v^2/v_0^2}}{\pi^{3/2}v_0^3}d^3v \quad (\text{I.15})$$

où v_0 est reliée à la dispersion de vitesse $\bar{v} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$ par $\bar{v} = \sqrt{3/2} \times v_0$.

Soulignons que le modèle du halo permet d'expliquer les profils de courbes de rotation de tous les types de galaxies (spirales, elliptiques, naines ou de luminosité de surface faible) [46]. Ce résultat apporte donc un argument fort en faveur de la présence de matière noire à l'échelle galactique.

I.1.5.3 La matière noire dans la Voie Lactée

On peut penser que la Voie Lactée se comporte comme toute autre galaxie spirale, et qu'elle est elle aussi entourée d'un halo de matière noire. Les preuves expérimentales,

basées sur l'étude des dynamiques de galaxies naines satellites de la Voie Lactée ou de M31, notre voisine, semblent indiquer que la masse de notre Galaxie est 10 fois plus grande que sa masse visible [47], confortant cette hypothèse.

Les paramètres influant directement sur la détection -à savoir le paramètre de densité ρ_0 et la dispersion de vitesses \bar{v} - ont été mesurés par plusieurs groupes [48] à partir de la courbe de rotation de la Voie Lactée. Compte tenu de notre position biaisée, ces mesures sont évidemment entachées d'importantes incertitudes systématiques. Les valeurs $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-3}$ (équivalant à la densité de masse de $3 \cdot 10^5$ protons/m³) et $\bar{v}=270 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ semblent les plus réalistes.

I.2 La nature de la matière noire

Si l'existence de la matière noire semble aujourd'hui acquise à toutes les échelles, sa nature reste un mystère. La définition de la matière noire étant très peu restrictive, de nombreuses possibilités sont envisageables. Nous nous limiterons ici aux candidats les plus fréquemment évoqués. On pourra se référer à [49] pour une étude plus complète.

I.2.1 La matière noire baryonique

La densité de matière noire est très fortement contrainte par les résultats de la nucléosynthèse primordiale et ceux du fond diffus cosmologique : $\Omega_b < 0,06$ [29]. La densité de matière lumineuse étant très inférieure à cette valeur ($\Omega_{lum} < 0,003h^{-1}$) [36], il semble très probable qu'il existe des baryons noirs.

I.2.1.1 Les MACHOs

Les candidats de nature baryonique les plus fameux sont les MACHOs, acronyme anglais que l'on pourrait traduire par "objet massif compact dans le halo". Sous ce terme générique sont répertoriés les objets astronomiques denses et ne rayonnant pas, dont les masses pourraient varier d'une valeur inférieure à $0,01M_\odot$ pour les "boules de neige" (condensats d'hydrogène) à $1,4M_\odot$ pour les naines blanches (résidus d'étoiles) [50]. Les candidats les plus intéressants de cette catégorie sont les naines brunes ($0,01M_\odot < M < 0,08M_\odot$), étoiles trop légères pour initier une réaction nucléaire.

Deux expériences en particulier, MACHO [51] et EROS [52], se sont engagées dans la détection des MACHOs de masses comprises entre $10^{-7}M_\odot$ et $10M_\odot$. Elles étudient depuis une dizaine d'années les Petits et Grands Nuages de Magellan et certaines zones de la Voie Lactée en exploitant l'effet de lentille gravitationnelle.

Ce phénomène, évoqué plus haut, correspond à la déflexion par un objet massif des rayons lumineux émis par une étoile lointaine. Dans le cas des MACHOs, la masse du déflecteur est trop faible pour réellement déformer l'image de l'étoile source. Mais l'effet de lentille se manifeste néanmoins par une augmentation de la luminosité de l'étoile source, l'angle solide "apparent" au niveau de la Terre étant plus grand. On parle donc ici plutôt de microlentille gravitationnelle.

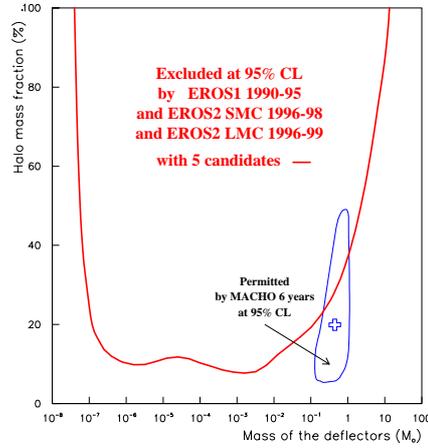


FIG. I.8: Contribution en % de la masse des halos galactiques des MACHOs en fonction de leur masse. Zone à 3σ pour les données de MACHO [51] et courbe d'exclusion de EROS [52]. Extrait de [52].

L'expérience MACHO a détecté de 13 à 17 candidats dans le Grand Nuage de Magellan en 5,7 ans de mesures (11,9 millions d'étoiles observées), tous avec une masse supérieure à $0,1M_{\odot}$, excluant ainsi les naines brunes comme candidat principal à la matière noire [51]. Ce résultat fournit à une masse la plus probable de $0,5M_{\odot}$, et une densité de MACHOs dans le halo de 20% environ (cf figure I.8).

EROS est en désaccord partiel avec ce résultat, ayant détecté au plus 4 candidats dans le Grand Nuage de Magellan et 4 dans le Petit Nuage de Magellan [52] sur 30 millions d'étoiles observées (8 ans de prises de données). EROS n'interprète pas ces résultats comme un signal de détection positif à cause des possibles effets de "self-lensing", et préfère placer une limite d'exclusion sur la contribution des MACHOs à 10% de la masse totale du halo entre $10^{-7}M_{\odot}$ et $10^{-2}M_{\odot}$ (cf figure I.8). Si ces deux résultats semblent discordants, ils montrent cependant que les MACHOs ne peuvent former qu'une contribution mineure à la masse totale du halo.

I.2.1.2 Les autres candidats baryoniques

On a pensé à un moment que les poussières d'étoiles ou l'hydrogène gazeux, présents à l'échelle galactique ou intergalactique, pouvaient constituer une contribution importante à la masse de l'Univers. Mais compte tenu de la forte interaction de la matière baryonique avec le rayonnement électromagnétique, de telles hypothèses sont très fortement contraintes par les observations. Un gaz chaud émet des rayons X, la poussière un rayonnement infrarouge, et un gaz froid est détectable par l'absorption de lumière pour certaines raies spécifiques (test Gunn-Peterson) [1]. Les mesures ont donc rapidement montré que la matière baryonique sous forme gazeuse ne peut être présente dans l'Univers qu'avec une densité de l'ordre de $\Omega_b h^2 \sim 0,018$ [49], [53], ne représentant ainsi qu'une contribution marginale à la matière noire, tant au niveau de l'Univers qu'à celui de notre

Galaxie.

De même, les étoiles à neutrons ou les trous noirs sont des candidats exclus. En effet, si ces objets existaient avec une densité cosmologique intéressante, les éléments lourds, relâchés dans l'espace au cours de l'explosion des étoiles précédant leur formation, seraient présents aujourd'hui dans les étoiles jeunes et les nuages interstellaires avec des teneurs bien plus élevées que ce qu'indiquent les mesures [50]. Les trous noirs massifs ($M \gtrsim 13M_{\odot}$) pourraient échapper à ce type de contraintes car ils sont susceptibles de réabsorber par gravitation les produits de leur nucléosynthèse. Mais les contraintes sévères sur la distortion du fond diffus cosmologique imposées par COBE rendent ces candidats très improbables [50].

En conclusion, on constate que les sources possibles de matière noire baryonique pourraient permettre d'atteindre des densités proches de celles données par la nucléosynthèse primordiale, mais en aucun cas supérieures à celle-ci. La matière noire baryonique ne permet en tout cas pas d'atteindre les densités mesurées dans les amas de galaxies. La majeure partie de la matière dans l'Univers doit donc être de nature non-baryonique.

La présence de matière noire non baryonique est également nécessaire pour développer un scénario cohérent de la formation des structures. Elle rendrait en particulier compatible la presque parfaite homogénéité de densité de matière existant à l'époque du découplage et les très grandes fluctuations observées aujourd'hui [2].

I.2.2 La matière noire non baryonique

Les candidats les plus fréquemment évoqués pour la matière noire non-baryonique sont des particules élémentaires (n'étant pas soumises à l'interaction forte, elles ne peuvent s'agréger), de masse non nulle (évidemment) et neutres électriquement (l'interaction électromagnétique étant exclue car elle aurait permis la détection de ces particules). Il existe cependant des solutions plus exotiques qui ne correspondent pas à cette description, comme par exemple les trous noirs primordiaux. Ceux-ci ne peuvent être assimilés à la matière baryonique, d'une part parce qu'ayant été formés avant les premiers éléments, ils échappent aux contraintes de densité issues de la nucléosynthèse primordiale, et aussi parce qu'ils ne se comportent pas comme des baryons classiques, en particulier parce qu'ils n'interagissent pas avec les photons. Nous ne détaillerons pas ces candidats ici, et on se référera à [49] pour plus de détails.

On a coutume de distinguer la matière noire non baryonique qui était relativiste à l'instant de son découplage du reste de la matière (matière noire dite "chaude") de celle qui ne l'était pas (matière noire froide). Cette distinction est importante pour l'étude de la formation des structures.

I.2.2.1 La matière noire chaude

Le seul candidat de la matière noire chaude -à ma connaissance- est le neutrino, pour lequel il existe aujourd'hui de fortes indications expérimentales en faveur d'une masse non nulle [54], [55]. La densité relique pour trois générations de neutrinos s'écrit [1], [48] :

$$\Omega_\nu = \frac{\sum_{i=1}^3 n_\nu^i m_\nu^i}{\rho_c} = 0,011h^{-2} \sum_{i=1}^3 \frac{m_\nu^i}{1\text{eV}} \quad (\text{I.16})$$

où Ω_ν est le paramètre de densité relique des neutrinos, $n_\nu = 113 \text{ cm}^{-3}$ la densité pour chaque génération de neutrinos aujourd'hui [1] et m_ν^i la masse de la génération i . $\Omega_m = 0,3$ correspond à $\sum m_\nu^i = 14 \text{ eV}$ pour $h = 0,7$.

Plusieurs indices expérimentaux laissent penser que la matière noire chaude constitue une contribution mineure à la densité de matière totale.

- Un premier argument est donné par les mesures de courbes de rotation des galaxies naines. En supposant que le halo de matière noire entourant ces galaxies soit exclusivement constitué de neutrinos, Tremaine et Gunn ont en effet montré que le principe d'exclusion de Pauli imposait [56] :

$$m_\nu \geq 120 \left(\frac{100 \text{ km/s}}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1 \text{ kpc}}{r_c} \right) \text{ eV} \quad (\text{I.17})$$

où σ est la dispersion des vitesses et r_c le rayon du noyau des galaxies naines. Cette limite est incompatible avec $m_\nu = 14 \text{ eV}$ [56]. Les neutrinos doivent donc constituer une contribution minoritaire pour les galaxies naines. On conçoit alors mal qu'il puisse en être autrement pour le reste de l'Univers.

- Les mesures de Super-Kamiokande [54] et SNO [55] excluent une densité $\Omega_\nu > 0,18$, alors que Ω_m peut valoir 0,3.
- L'étude de la formation des structures fournit également des arguments en faveur d'une matière noire chaude minoritaire [2]. Les observations (et en particulier la faible densité d'amas pour $z \sim 0,5$ [20]) indiquent en effet que l'Univers s'est formé suivant le processus dit "bottom-up", qui correspond à l'apparition des petites structures (galaxies) avant les grandes (amas). Les simulations montrent [57] que la matière chaude engendre le processus inverse, dit "top-down". De manière plus générale, le spectre des fluctuations de densité de l'Univers peut être reconstruit de manière satisfaisante par simulation si on limite la contribution de matière noire chaude à environ 30% de la masse totale [58], le reste étant alors constitué de matière noire froide.

I.2.2.2 La matière noire froide

A l'inverse de ceux évoqués auparavant, les candidats de cette catégorie sont des particules dont l'existence n'a pas encore été prouvée. L'existence d'au moins l'une d'entre elles semble cependant indispensable pour expliquer la formation des structures et le spectre des fluctuations de densité de l'Univers (voir paragraphe précédent).

i) Les axions L'axion est un boson de Goldstone introduit par Peccei et Quinn pour expliquer la conservation de CP dans QCD dont témoigne la faible valeur du moment dipolaire électrique du neutron [59]. La masse de l'axion est un paramètre libre de la théorie, mais elle est bornée à une limite supérieure de 10^{-3} eV [49], [60] par des arguments astrophysiques (liés à l'évolution des géantes rouges et de la supernova SN1987a) et des mesures de laboratoire. De plus, la condition $\Omega_m \leq 1$ impose $m_a \gtrsim 10^{-6}$ eV [60].

Les axions pourraient être mis en évidence par la désintégration d'un axion en deux γ . Si ce processus est très rare dans la Nature, (la durée de vie de l'axion étant théoriquement de l'ordre de l'âge de l'Univers) [2], [61], un axion pourrait se désintégrer avec une probabilité bien plus élevée en traversant un champ magnétique.

Quelques groupes exploitent cette voie et utilisent des cavités radiofréquences à l'intérieur desquelles s'établissent des modes de vibration d'un champ électrique \vec{E} de fréquence ajustable. Si on a $\hbar\omega = m_a c^2$ pour un des modes de vibration ω de \vec{E} , l'axion pourrait alors se désintégrer en deux photons avec une forte probabilité, amplifiant la puissance du champ électrique à un niveau significatif.

Aucun signal positif n'a pour l'instant été détecté. La meilleure limite sur le couplage de l'axion à deux γ est :

$$\frac{g_{a\gamma\gamma}^2}{m_a^2} < 1,6 \times 10^{-19} \frac{\text{GeV}^{-2}}{\text{eV}^{-2}} \quad (\text{I.18})$$

Elle est détenue par une équipe du laboratoire national Lawrence Livermore [62] et permet d'exclure un halo exclusivement constitué d'axions de type KSVZ (un des deux modèles les plus populaires pour les axions [2]) pour une masse comprise entre $2,1 \cdot 10^{-6}$ et $3,3 \cdot 10^{-6}$ eV.

Il existe d'autres techniques de détection des axions. La collaboration COSME [64] utilise par exemple un détecteur au germanium pour rechercher les axions produits par conversion Primakov des photons thermiques dans le Soleil. Le flux attendu sur la Terre pour ces axions est de $7,44 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (m_a/1 \text{ eV})^2$, pour une énergie moyenne de 4,2 keV [63]. Un axion solaire pourrait se désintégrer en deux photons en passant à proximité d'un noyau de germanium du cristal détecteur sous l'action du champ généré par ce noyau. Ces photons, dont l'énergie est dans la gamme des X, pourraient alors être absorbés dans le détecteur et y induire un signal décelable.

En prenant en compte le flux initial d'axions, les données cristallographiques du détecteur et l'efficacité de détection à 4 keV, COSME détermine le taux d'événements attendu et sa fluctuation dans le temps, ce qui lui permet d'obtenir la limite d'exclusion suivante sur le couplage de l'axion aux deux γ [64] :

$$g_{a\gamma\gamma} < 2,78 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1} \quad (\text{I.19})$$

Plusieurs alternatives de détection d'axions solaires ou galactiques sont actuellement à l'étude. Elles sont présentées dans [60] et les références incluses.

ii) **Les WIMPs** Le candidat le plus populaire à la masse manquante de l'Univers est aussi une particule hypothétique, le WIMP. C'est la particule que l'expérience EDELWEISS cherche à mettre en évidence. Ses propriétés sont étudiées dans la section I.2.3, le sujet de sa détection étant traité dans le chapitre II.

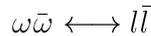
I.2.3 Les WIMPs

Le WIMP est le candidat le plus souvent mentionné pour expliquer la nature de la matière noire. Une des raisons en est que les théories supersymétriques fournissent un candidat WIMP naturel sous certaines hypothèses.

WIMP⁷ est l'acronyme anglais de "Particule Massive Interagissant Faiblement". Toute particule massive, stable et interagissant exclusivement via l'interaction faible ou gravitationnelle correspond donc à cette définition. Nous allons montrer dans le paragraphe suivant que les WIMPs sont susceptibles d'avoir une contribution non négligeable à la densité de matière dans l'Univers.

I.2.3.1 Densité relicue des WIMPs

Les WIMPs (représentés dans la suite par le symbole ω) seraient des particules stables, massives, et hors équilibre thermodynamique. Leur densité⁸ relicue est calculée dans [48]. Les WIMPs auraient été couplés au reste de la matière lorsque l'Univers était encore assez chaud pour permettre l'équilibre entre les réactions d'annihilation d'un WIMP avec son anti-particule et la réaction inverse de création. On avait au cours de cette phase :



où l est un lepton, boson ou quark de masse m_l inférieure à la masse du WIMP m_ω .

Lorsque l'Univers, en se refroidissant, atteint une température T inférieure à $m_\omega c^2/k_B$, alors la réaction $l\bar{l} \rightarrow \omega\bar{\omega}$ n'est plus possible et seule la réaction d'annihilation a lieu, induisant une chute exponentielle de la densité de WIMPs, jusqu'à ce que le taux d'annihilation atteigne une valeur inférieure au taux d'expansion. Les réactions d'annihilation deviennent alors trop rares pour maintenir le reliquat de WIMPs à l'équilibre thermodynamique. Les désintégrations de WIMPs étant impossibles, cette densité relicue est gelée (cf figure I.9).

En faisant l'approximation que la section efficace d'annihilation des WIMPs σ_{ann} est indépendante de l'énergie, le calcul donne l'expression suivante pour la densité relicue de WIMPs [48] :

$$\Omega_\omega h^2 \sim \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \quad (\text{I.20})$$

⁷"wimp" peut se traduire en français par "mauviette", terme évoquant parfaitement la discrétion d'une particule de ce type.

⁸Le terme de "densité" est ici un abus de langage. On fait en fait référence à la codensité, définie comme le nombre de particules dans un cube de côté R , où R évolue comme le taux d'expansion. La codensité d'une espèce X est donc constante si le nombre total de particules de cette espèce ne varie pas.

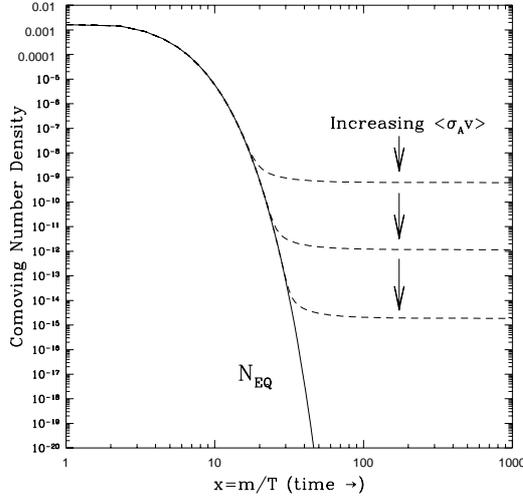


FIG. I.9: Variation de la codensité des WIMPs au cours de leur sortie d'équilibre thermodynamique. La codensité est gelée après sortie de l'équilibre thermique (courbe pointillée) si le WIMP est stable. Extrait de [48].

où v est la vitesse des WIMPs. $\Omega_\omega \sim 0,3$ correspond d'après (I.20) à $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Cette valeur possède l'ordre de grandeur attendu pour une interaction faible [1]. Cette convergence frappante entre un paramètre cosmologique et une grandeur du domaine de la physique de l'interaction faible *a priori* totalement indépendants est le premier argument fort en faveur de l'existence des WIMPs.

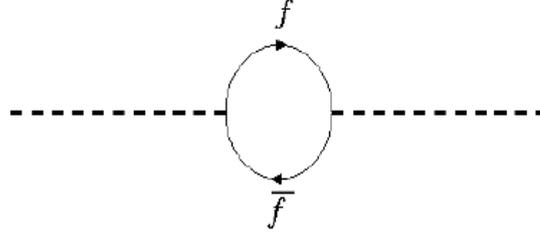
Bien qu'il n'y ait pas de contraintes théoriques sur la masse du WIMP, l'étude de la sortie d'équilibre de la population montre aussi que la double condition $0 \ll \Omega_\omega \lesssim 1$ correspond à des masses de WIMPs m_ω situées entre le GeV et le TeV [1].

Nous avons montré ici qu'une particule stable, massive, interagissant faiblement avec la matière ordinaire était un candidat tout à fait crédible au titre prestigieux de composant essentiel de la matière dans l'Univers. L'hypothèse d'une matière noire majoritairement composée de WIMPs n'est en désaccord avec aucune observation. Nous allons voir maintenant qu'il existe dans la théorie supersymétrique une particule ayant le profil idéal du WIMP : la LSP, particule supersymétrique la plus légère.

I.2.3.2 Le candidat WIMP supersymétrique

i) Les motivations pour une(des) théorie(s) supersymétrique(s)

Le problème de naturalité La théorie supersymétrique (aussi appelé SUSY) est apparue à l'origine pour résoudre le problème de naturalité ou réglage fin. Sans entrer

FIG. I.10: *Corrections radiatives à la masse d'une particule scalaire.*

dans les finesses du modèle standard, on peut présenter ce problème (détaillé dans [48] ou [49], dont on suit ici les développements) de la manière suivante :

Le boson de Higgs est une particule scalaire. A cause de diagrammes tels que ceux présentés dans la figure I.10, la masse m_H du Higgs est sujette à une renormalisation de la forme $\delta m_H^2 \sim g^2 \times \Lambda^2$, où Λ est l'échelle de masse du Lagrangien effectif. Si l'on veut décrire la physique au-delà de l'échelle électrofaible, les seules masses de coupures crédibles sont la masse de Planck ou la masse de grande unification entre toutes les interactions. La masse du Higgs atteint donc cet ordre de grandeur, résultat inacceptable dans le cadre du Modèle Standard.

Une solution à la divergence quadratique de la masse des particules scalaires serait d'introduire des termes correctifs à tous les ordres du développement perturbatif afin de compenser δm_H . Cette solution -dite de réglage fin- devrait s'ajuster avec un niveau de précision de l'ordre de E_{faible}^2/Λ^2 , soit $\sim 10^{-28}$, ce qui paraît très artificiel.

Une solution esthétiquement plus séduisante est apportée par la supersymétrie, qui introduit pour chaque particule du Modèle Standard un super-partenaire dont le spin vaut $S-\frac{1}{2}$, où S est le spin de la particule standard qui lui est associé. Ainsi, chaque boson se trouve apparié à un fermion supersymétrique (baptisé sfermion) et chaque fermion à un boson supersymétrique (bosino).

Pour des énergies supérieures à l'échelle de masse M_{SUSY} , les couplages des super-particules sont identiques à ceux des particules standard. Ceci entraîne en particulier l'existence pour chaque boucle fermionique du type de celle de la figure I.10 l'existence d'une boucle bosonique de même type. Ces deux boucles contribuant à la renormalisation de la masse de la particule concernée avec des signes différents, elles se compensent exactement. Ceci résout le problème de la naturalité pour des énergies supérieures à M_{SUSY} .

Au-dessous de ce seuil, on aura à nouveau des corrections radiatives de la forme $\delta m_H^2 \sim g^2 \Lambda^2$, mais avec cette fois, $\Lambda \sim M_{SUSY}$. Pour que ces corrections restent d'un niveau acceptable, il est donc nécessaire que M_{SUSY} soit suffisamment faible, de l'ordre de quelques TeV typiquement.

L'unification des forces Un second argument fort pèse en faveur de la théorie supersymétrique. Il concerne l'unification des interactions des forces élémentaires forte et

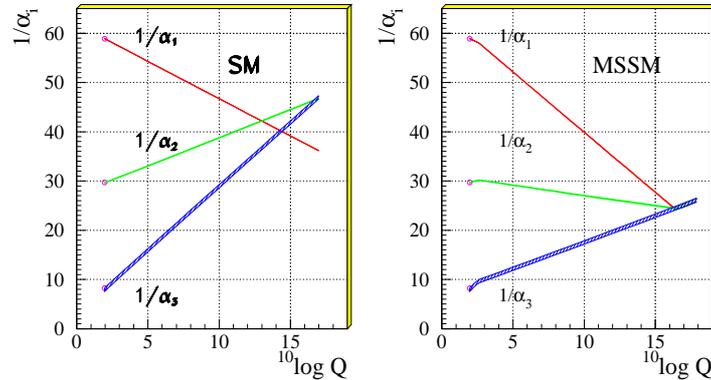


FIG. I.11: Variation des constantes de couplage de l'hypercharge (α_1), de l'interaction électrofaible (α_2) et des couplages forts (α_3) en fonction de l'énergie échangée au cours d'une interaction. On voit que l'unification des forces est possible dans le cadre du MSSM autour de 10^{15} GeV, mais pas pour Modèle Standard.

électrofaible.

A chacune des interactions fondamentales est associée une constante de couplage α , qui représente de manière simpliste la "force" de l'interaction. Le dénominateur de constante de couplage est en fait malheureux, puisque ces constantes varient avec l'énergie transférée au cours de l'interaction. Aux énergies accessibles jusqu'à maintenant dans les accélérateurs de particules, les constantes de couplage forte, faible et électromagnétique ont des valeurs différentes, mais il pourrait exister une échelle d'énergie (associée à une masse M_{GUT}) pour laquelle les constantes de couplage convergent vers une même valeur. Les mesures des variations des constantes de couplage en fonction de l'énergie sur LEP et le Tevatron montrent que les théories de grande unification non-supersymétriques ne permettent pas une unification réelle des interactions, tandis que cela reste possible dans le cadre de la supersymétrie, pour des valeurs de M_{SUSY} comprises entre 100 GeV et 10 TeV (cf figure I.11).

Pour ces deux raisons en particulier, la supersymétrie est très séduisante. Un effort expérimental très important est mené en vue de la mise en évidence de particules supersymétriques. Le Tevatron à Fermilab, puis le LHC au CERN à partir de 2007, devraient permettre de mettre en évidence des particules supersymétriques si elles existent, à moins que les expériences de recherche de matière noire ne découvrent le neutralino d'ici là, répondant du même coup aux deux interrogations les plus préoccupantes de la Physique actuelle.

Nous ne présenterons pas ici les différentes théories supersymétriques, et nous nous contenterons d'introduire les lignes directrices du modèle correspondant à l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, plus généralement appelé MSSM, pour "modèle supersymétrique standard minimal".

ii) Le Modèle Supersymétrique Standard Minimal Il n'est bien entendu pas question de présenter ici le formalisme associé au MSSM. On pourra pour cela se référer à [48], [65] ou [66]. Nous définirons seulement les notions strictement nécessaires à l'introduction du candidat WIMP supersymétrique.

Le spectre des particules du MSSM Le MSSM contient l'ensemble des champs du Modèle Standard (auquel il convient d'ajouter un doublet de Higgs), et bien sûr les partenaires de ces particules (les sparticules) permettant de former les multiplets supersymétriques.

Il est nécessaire [48] de faire apparaître dans le MSSM un champ de Higgs supplémentaire par rapport au Modèle Standard pour permettre aux quarks up et down d'acquérir des masses différentes. Le secteur du Higgs comprend alors cinq particules : deux Higgs chargés H^\pm , un Higgs scalaire léger (h^0), un Higgs scalaire lourd (H^0) et un Higgs pseudoscalaire A^0 .

Les sparticules du MSSM sont les suivantes :

- 6 squarks \tilde{q} et 6 sleptons \tilde{l} avec un spin $S=0$;
- 8 gluinos \tilde{g} avec $S=1/2$;
- 4 charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ avec $S=1/2$;
- 4 neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ avec $S=1/2$.

Il y a plus de cent paramètres libres dans le MSSM. En contraignant le modèle pour permettre l'unification des masses des jauginos et des scalaires à l'échelle GUT (modèles CMSSM ou mSUGRA), on arrive à six paramètres seulement : m_0 , la masse universelle des champs scalaires, $m_{1/2}$, la masse unifiée des jauginos, μ , le paramètre de masse du higgsino, $\tan\beta$, le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs, et finalement A et B, les couplages trilineaires et bilinéaires des champs scalaires.

R-parité et LSP Un nombre quantique $R = (-1)^{L+2S+3B}$ (S étant le spin, B le nombre baryonique et L le nombre leptonique) est associé aux modèles supersymétriques. Il vaut +1 pour les particules standard, et -1 pour les sparticules.

Il existe de sévères contraintes sur la violation de la R-parité [67]. Sa conservation impose la présence d'un nombre pair de particules supersymétriques à chaque vertex d'interaction, et fait de la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour "Lightest Supersymmetric Particle") une particule stable.

Des arguments forts [68] tendent par ailleurs à privilégier pour la LSP le neutralino le plus léger, une combinaison linéaire des partenaires supersymétriques du photon, du Z^0 et des bosons de Higgs neutres :

$$\tilde{\chi} = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}^3 + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0 \quad (\text{I.21})$$

Le neutralino est une particule massive, non chargée, stable et non soumise à l'interaction forte. Elle constitue donc un candidat WIMP idéal. On a pour habitude de distinguer les neutralinos de type "jaugino" et "higgsino", suivant que les contributions des bosinos \tilde{B} et

\tilde{W}^3 ou $\tilde{H}_{1,2}^0$ sont dominantes, cette distinction est essentielle lorsqu'on étudie le couplage du neutralino à la matière. Si les deux contributions sont du même ordre de grandeur, le neutralino est dit de type "mixte".

La section efficace de ce type de couplage peut varier sur plusieurs ordres de grandeur suivant les valeurs choisies pour les paramètres libres du MSSM. Elle sera étudiée plus en détail dans le chapitre II.1, mais on peut déjà dire qu'il existe un grand nombre de combinaisons de ces paramètres pour lesquels la détection d'interactions entre les WIMPs et la matière baryonique est envisageable.

La masse du neutralino n'est pas non plus déterminée par la théorie. On considère une borne supérieure de l'ordre de M_{SUSY} , soit le TeV environ. Les expériences de LEP2 permettent par ailleurs de fixer une borne inférieure à $m_{\tilde{\chi}}$ de l'ordre de 45 GeV [69] en supposant l'unification des masses des jauginos à l'échelle GUT.

I.2.3.3 Conclusions sur les WIMPs

Nous avons vu ici qu'il existe de fortes motivations théoriques en faveur de l'existence de la supersymétrie. Il est par ailleurs réaliste de considérer dans le cadre de cette théorie que la particule la plus légère -dont la masse serait comprise entre quelques GeV et le TeV- soit stable, et qu'elle interagisse avec la matière baryonique.

Le neutralino constitue donc un candidat WIMP idéal. Ces deux particules sont très souvent assimilées quand on parle de détection de WIMPs puisque le cadre supersymétrique est le seul dans lequel il est possible de développer les calculs permettant d'évaluer les performances nécessaires à la détection de WIMPs. Nous essaierons néanmoins ici de dissocier quand ce sera possible le WIMP -reliquat de particules massives et stables- du neutralino -particule dont l'existence est prévue par la théorie supersymétrique- en distinguant les indices ω (pour WIMP) et χ (pour neutralino).

Enfin, notons qu'il existe des hypothèses alternatives au candidat WIMP pour la matière noire froide. On mentionne en particulier les WIMPzillas [70] (particules de masses supérieures à 10^{12} GeV) ou les SIMPs [71] (similaires aux WIMPs, mais avec une section efficace de diffusion élastique sur les autres SIMPs importante). Ces derniers permettraient en particulier d'expliquer les écarts entre observations et simulations sur le profil central des courbes de rotation galactiques.

Chapitre II

La détection des WIMPs

Il existe deux techniques de détection des WIMPs. L'une consiste à mettre en évidence l'interaction d'un WIMP du halo galactique dans un détecteur placé sur la Terre. C'est la détection directe, voie choisie par EDELWEISS en particulier et présentée dans la section II.1. L'autre, indirecte (section II.2), consiste à détecter dans les rayons cosmiques les produits d'annihilation de WIMPs.

II.1 Détection directe

Les valeurs habituellement citées pour la densité locale de matière noire et la masse de WIMPs - $\rho_0 \sim 0,3 \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-3}$ (cf chapitre I.1.5.3) et $m_\omega \sim 500 \text{ GeV}$ par exemple- correspondent à une densité de WIMPs de l'ordre de 500 m^{-3} si le halo est essentiellement composé de WIMPs.

En considérant une dispersion de vitesse \bar{v} de $270 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (cf paragraphe I.1.5.3), on peut grossièrement estimer que plusieurs milliers de WIMPs traversent chaque centimètre carré de la surface de la Terre par seconde. D'autre part, $\Omega_\omega \sim 0,3$ impose $\sigma_{ann} > 0$ (cf équation (I.20)). Ceci implique par raison de symétrie que la section efficace de diffusion de WIMPs sur la matière ordinaire soit non nulle.

On peut donc espérer avoir un taux d'interaction suffisant pour mettre en évidence des WIMPs par diffusion dans une cible. Mais pour évaluer la faisabilité de ce type d'expérience, il est nécessaire de faire des projections quantifiées sur le taux d'événements attendus. On doit pour cela se placer dans le cadre du MSSM et supposer correcte l'hypothèse neutralino.

II.1.1 Interactions des neutralinos avec la matière baryonique

La première étude du couplage du neutralino à la matière baryonique a été effectuée par Goodman et Witten [72] en 1985. Il existe aujourd'hui de nombreuses publications détaillant les principes du couplage neutralino-nucléon (comme [48]) et calculant les sections efficaces attendues [73], [74] dans le cadre du MSSM.

Le couplage neutralino-nucléon se calcule en deux étapes : dans un premier temps, il s'agit

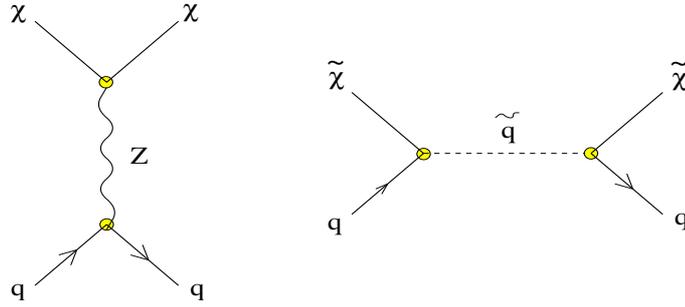


FIG. II.1: Diagrammes de Feynman des couplages dépendants du spin (échange d'un boson Z ou d'un squark).

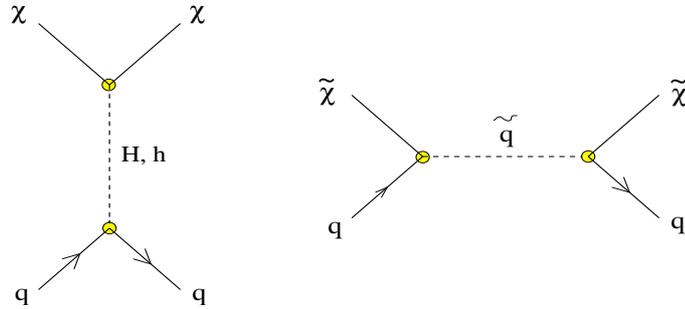


FIG. II.2: Diagrammes de Feynman des couplages indépendants du spin (échange d'un Higgs ou d'un squark).

d'étudier les interactions fondamentales entre neutralino et quarks, puis d'associer l'ensemble des contributions des constituants du nucléon pour déterminer le section efficace de diffusion du neutralino sur le nucléon.

Sous les hypothèses d'un neutralino hautement non-relativiste ($v \sim 220 \text{ km/s} \ll c$) et particule de Majorana, les couplages du neutralino aux quarks sont de deux types : axial-axial ou scalaire-scalaire, correspondant à des couplages dépendants (cf figure II.1) ou indépendants du spin (cf figure II.2).

La nature du neutralino détermine l'importance relative de ces diagrammes. On ne détaillera pas ici cette étude (voir [48] par exemple), et on soulignera simplement que la section efficace indépendante du spin est susceptible d'être plus élevée que celle qui en dépend.

Il faut sommer les contributions associées à chacun des quarks présents dans le nucléon pour déterminer les sections efficaces du couplage du neutralino au proton $\sigma_{\chi-p}^{SD}$ et $\sigma_{\chi-p}^{SI}$. Cette étape est délicate. La première raison à cela est que le contenu en saveur et spin du nucléon est mal connu : il y a en effet d'importantes contributions du quark s , et peut-être de quarks plus lourds voire même des gluons [48]. De plus, les processus de diffusion sur le nucléon sont très mal connus, et les données peu nombreuses [48]. Par conséquent, pour

un modèle supersymétrique donné, correspondant à des amplitudes de diffusion sur les quarks bien définies, il existe encore d'importantes barres d'erreurs sur les valeurs de $\sigma_{\chi-p}^{SD}$ et $\sigma_{\chi-p}^{SI}$. On présente dans la figure II.3 l'exemple des valeurs attendues pour $\sigma_{\chi-p}^{SI}$ selon quelques modèles théoriques.

Les résultats des expériences sur accélérateurs de particules permettent de réduire partiellement le très vaste espace des paramètres supersymétriques. Nous avons vu par exemple (cf chapitre I.2.3.2) que les résultats de LEP2 excluent des masses de neutralinos inférieures à 45 GeV environ dans le cadre du MSSM [69].

Les mesures du moment magnétique dipolaire du muon $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ permettent par ailleurs de fixer une limite inférieure sur la section efficace de diffusion $\sigma_{\chi-p}$. En effet, la valeur mesurée par la collaboration Muon (g-2) au Laboratoire de Brookhaven [79] présente une valeur supérieure de $1,6\sigma$ à la valeur théorique dans le cadre du Modèle Standard [80]. Cet écart peut s'expliquer par l'existence d'une contribution supersymétrique Δa au moment magnétique dipolaire du muon. Les modèles supersymétriques donnant une valeur Δa compatible avec l'écart entre valeur théorique du MS et valeur expérimentale se rapportent à une section efficace de diffusion $\sigma_{\chi-p} > 10^{-10}$ pb [78], [81] dans le cadre de mSUGRA.

On retient en conclusion de cette section que le grand nombre de paramètres libres des théories supersymétriques ne permet pas de déterminer de manière précise les sections efficaces neutralino-nucléon théoriques, mais en donne simplement une limite supérieure de l'ordre de 10^{-40} cm² = 10^{-4} pb pour les interactions indépendantes du spin. Les résultats des expériences sur accélérateur permettent de réduire l'espace de phase des paramètres supersymétriques (et en particulier de fixer une borne inférieure sur $\sigma_{\chi-p}$), mais seulement sous certaines hypothèses.

II.1.2 Spectre de recul

Nous allons calculer dans cette section le spectre d'énergie de recul induit par l'interaction de WIMPs dans une cible. Ce traitement s'inspire de [82]. Il aboutit (équations II.16 et II.17) à l'expression du taux d'interaction différentiel en fonction de la section efficace de diffusion du WIMP sur proton $\sigma_{\omega-p}$, de la masse m_ω du WIMP, des paramètres ρ_0 et v_0 du halo et du nombre de masse A du noyau cible. Pour des paramètres du halo donnés, ces expressions permettront de relier un spectre de recul à une masse de WIMP et à sa section efficace de diffusion sur le proton.

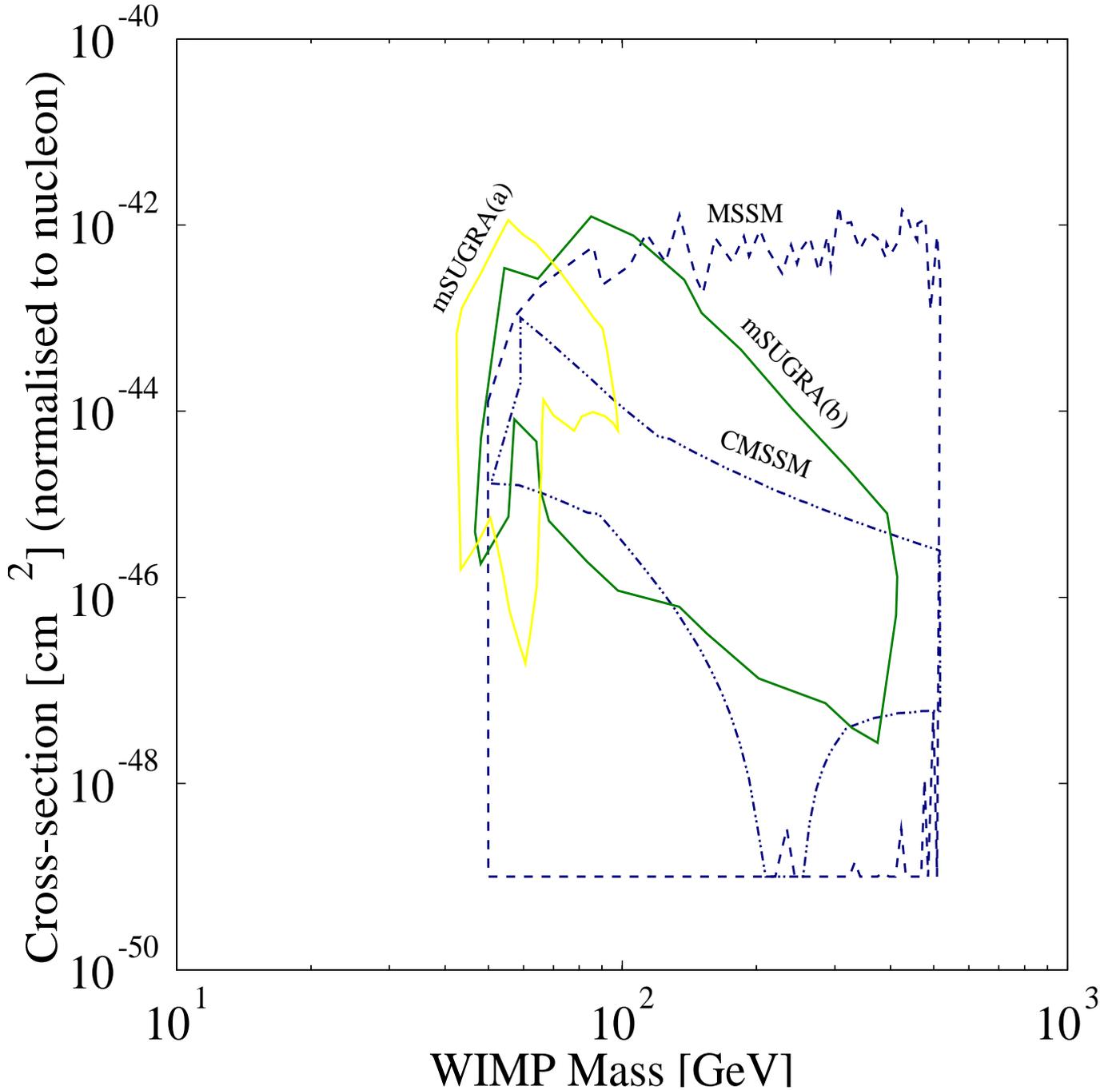


FIG. II.3: Exemples de sections efficaces WIMP-nucléon indépendantes du spin attendues dans le cadre du MSSM [75], du CMSSM [76], et de $mSUGRA$ ([77] pour (a) et [78] pour (b), correspondant à différentes valeurs des paramètres du modèle). Pour tous ces modèles, les calculs sont effectués pour $m_\chi < 500$ GeV seulement. Extrait de <http://dm-tools.berkeley.edu>.

II.1.2.1 Calcul du spectre de recul théorique des WIMPs

i) **Première approximation** Un flux de n particules par m^3 de vitesse v engendre dans un détecteur un taux d'événements par unité de temps et de masse de détecteur égal à :

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma v n \quad (\text{II.1})$$

où N_0 est le nombre d'Avogadro, A le nombre de masse du noyau-cible et σ la section efficace d'interaction de la particule incidente avec ce noyau. On peut dériver cette relation :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_0}{A} n v \frac{d\sigma}{dE_R} \quad (\text{II.2})$$

Pour une distribution de vitesses $dn(v)$, l'équation II.2 devient :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_0}{A} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{dn}{dv} \frac{d\sigma}{dE_R} v dv \quad (\text{II.3})$$

Etudions le terme $\frac{d\sigma}{dE_R}$ dans le cas des WIMPs :

Les énergies déposées n'excèdent pas la centaine de keV. On peut alors supposer une distribution isotrope des reculs dans le centre de masse WIMP-nucléon et considérer que la section efficace de diffusion du WIMP sur nucléon $\sigma_{\omega-N}$ est indépendante de l'énergie E_R . En notant $\sigma_{\omega-N}$ la section efficace de diffusion des WIMPs sur le noyau cible, $\frac{d\sigma}{dE_R}$ s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{\sigma_{\omega-N}}{E_R^{max}} \quad (\text{II.4})$$

La cinématique de diffusion (cf équation III.6) nous donne par ailleurs :

$$E_R^{max} = E_1 r = \frac{1}{2} m_\omega r v^2 \quad (\text{II.5})$$

où E_1 est l'énergie cinétique du WIMP incident et $r = 4 \frac{m_\omega M}{(m_\omega + M)^2}$ (m_ω est la masse du WIMP et M celle du noyau-cible). L'équation (II.4) peut finalement s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{2\sigma_{\omega-N}}{m_\omega r v^2} \quad (\text{II.6})$$

On a supposé de plus que la distribution de vitesses des WIMPs était maxwellienne (cf équation I.15). Cette hypothèse correspond à [48] :

$$\frac{dn}{dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0}{v_0} \frac{v^2}{v_0^2} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \quad (\text{II.7})$$

où n_0 est la densité de WIMPs et v_0 une mesure de la dispersion des vitesses. En toute rigueur, on ne peut pas réinjecter cette expression dans l'équation (II.3). v est en effet la vitesse des WIMPs dans le halo dans (II.7) (on la notera par la suite $v_{\omega/h}$ pour éviter toute confusion), alors que c'est la vitesse des WIMPs par rapport à la Terre dans (II.3). Il

conviendrait donc de remplacer $\|\vec{v}_{\omega/h}\|$ par $\|\vec{v}_{\omega/T} + \vec{v}_{T/h}\|$ dans (II.7), avec $\vec{v}_{T/h}$ vitesse de la Terre par rapport au halo. On peut décomposer $\vec{v}_{T/h}$ en trois contributions : la vitesse de rotation du disque galactique dans le halo au niveau du système solaire, la vitesse de déplacement du Soleil dans la Galaxie et la vitesse de rotation de la Terre par rapport au Soleil : $\vec{v}_{T/h} = \vec{v}_{G/h} + \vec{v}_{S/G} + \vec{v}_{T/S}$. En considérant un détecteur immobile dans le halo on a alors $\vec{v}_{W/T} = \vec{v}_{W/h}$ et la relation (II.3) peut s'écrire :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{4N_0}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0 \sigma_{\omega-N}}{m_\omega r v_0 A} \int_{\sqrt{\frac{2E_R}{mr}}}^{+\infty} \frac{2v}{v_0^2} e^{-v^2/v_0^2} dv \quad (\text{II.8})$$

D'après l'équation (III.6), la borne d'intégration inférieure v_{min} est en effet égale à $v_{min} = \sqrt{\frac{2E_R^{min}}{m}} = \sqrt{\frac{2E_R}{mr}}$ pour E_R donné. La borne maximale est en toute rigueur égale à la vitesse d'échappement des WIMPs, soit $v_{esc} \sim 650 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ [48]. Mais cette valeur est très grande par rapport à $v_0 \sim 220 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, et sera approximée ici par une valeur infinie. En intégrant (II.8), entre ces deux bornes, on obtient finalement le taux d'interaction différentiel :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0 v_0}{Ar E_0} \sigma_{\omega-N} \times e^{-\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (\text{II.9})$$

avec $E_0 = \frac{1}{2} m_\omega v_0^2$ énergie cinétique incidente la plus probable. On écrit généralement cette équation sous la forme :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{r E_0} \times e^{-\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (\text{II.10})$$

avec

$$R_0 = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0 v_0}{A} \sigma_{\omega-N} = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \frac{v_0 \rho_0}{Am_\omega} \sigma_{\omega-N} \quad (\text{II.11})$$

taux d'événements total par gramme et par seconde dans le détecteur (ρ_0 étant défini comme la densité de WIMPs). Le spectre de recul attendu est donc exponentiellement décroissant (avec une pente directement liée à la masse du WIMP (cf figure II.4)) et le taux intégré dépend linéairement de la section efficace d'interaction du WIMP au noyau. L'énergie moyenne déposée dans un cristal de germanium est de 13 (32) keV pour un WIMP de 100 (1000) GeV/c².

Le spectre présenté dans la figure II.4 n'est en fait pas celui observé dans un détecteur terrestre, puisqu'on a fait dans le calcul deux hypothèses simplificatrices : une section efficace de diffusion $\sigma_{\omega-N}$ indépendante de l'énergie déposée et un détecteur immobile dans le référentiel du halo. Nous allons commenter l'influence de ces deux paramètres.

ii) Effet du déplacement de la Terre dans le halo Le spectre de recul n'est pas dramatiquement modifié par la prise en compte de la composante de vitesse $\vec{v}_{T/h}$ dans l'équation (II.7). L'intégration de (II.8) jusqu'à v_{esc} au lieu de ∞ a également un effet faible [82].

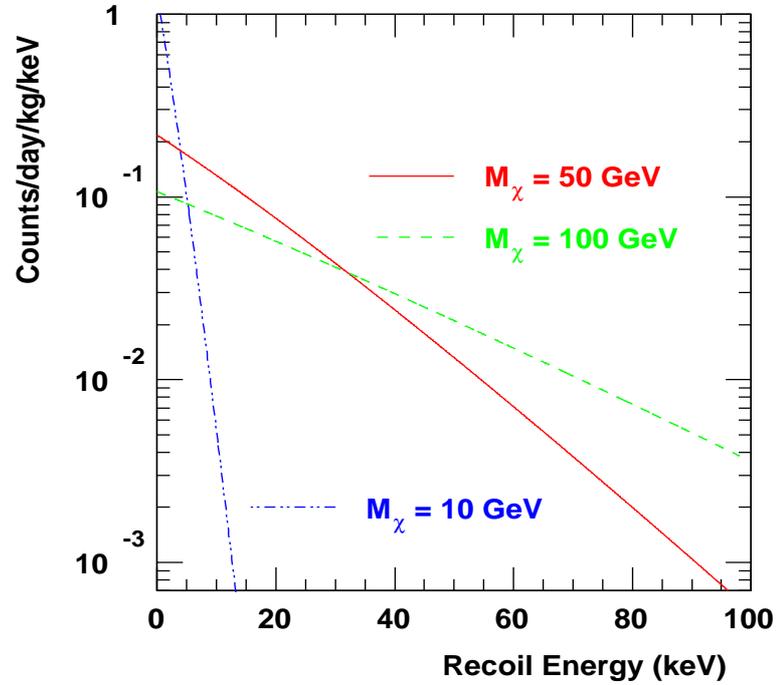


FIG. II.4: Spectres de reculs attendus dans une cible de germanium pour des WIMPs du halo ($\rho_0 = 0,3 \text{ GeV/cm}^3$ et $\bar{v} = 270 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) de différentes masses et ayant une section efficace de diffusion sur proton $\sigma_{\omega-p} = 7 \times 10^{-6} \text{ pb}$.

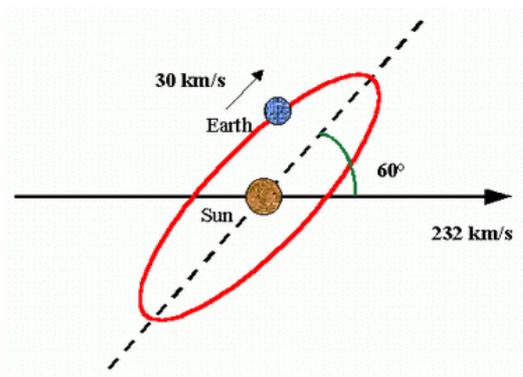


FIG. II.5: Schéma illustrant la rotation de la Terre et déplacement du Soleil dans un référentiel associé au halo.

Un autre phénomène lié au déplacement de la Terre dans le halo peut avoir des conséquences plus déterminantes sur la détection directe : la rotation de la Terre se faisant dans un plan formant un angle à 60° par rapport au plan galactique (cf figure II.5), la vitesse relative de la Terre par rapport au halo est modulée avec une période annuelle. Avec $\vec{v}_{G/h} = (0, 220, 0)$, $\vec{v}_{S/G} = (9, 12, 7)$ en $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ dans un référentiel galactique fixe lié au halo, et pour une vitesse de rotation de la Terre $v_{T/S}$ de $30 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, on a :

$$v_{T/h} = 232 \pm 15 \cos \left(2\pi \frac{t - 152,5}{365,25} \right) \quad (\text{II.12})$$

en $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, avec t en jours et une origine au 1^{er} janvier (valeur maximale de $v_{T/h}$ le 02 juin). Cette variation de vitesse de quelques pourcents doit induire une variation proportionnelle du flux et du taux d'événements de WIMPs, qui constituerait une signature forte de leur détection.

iii) Facteur de forme du noyau La seconde approximation dans notre calcul du spectre de recul associé à la diffusion de WIMPs est de considérer une section efficace de couplage du WIMP au noyau indépendante de l'énergie déposée. Cette hypothèse est fautive si le moment de transfert $q = \sqrt{2M_N E_R}$ est grand (plus précisément si la longueur d'onde h/q est de l'ordre de r_N rayon du noyau cible). Le noyau ne peut alors plus être considéré comme ponctuel et il convient de prendre en compte un facteur de forme nucléaire, dépendant du type d'interaction. Dans le cas indépendant du spin par exemple, il correspond à la transformée de Fourier de la distribution de matière dans le noyau [82], et peut être paramétré par la fonction de Helm [82] :

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \times e^{-(qs)^2/2} \quad (\text{II.13})$$

le noyau étant ici modélisé par une sphère dont la densité est dégradée en surface sur une épaisseur s , le paramètre r_n étant relié au rayon du noyau.

En prenant en compte les deux corrections des paragraphes **ii)** et **iii)**, il est finalement possible de déterminer le spectre de recul des WIMPs observé dans une cible terrestre pour une section efficace de diffusion sur noyau $\sigma_{\omega-N}$ donné.

iv) Sections efficaces associées au spectre de recul La dernière étape de notre travail va consister à associer les sections efficaces de diffusion $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ et $\sigma_{\omega-p}^{SD}$ à $\sigma_{\omega-N}$, sections efficaces de diffusion sur le noyau. Pour ce faire, il convient de dissocier les contributions dépendante et indépendante du spin.

Dans le cas de l'interaction indépendante du spin, on ne différencie généralement pas protons et neutrons [82], au quel cas le noyau peut tout simplement être considéré comme

une assemblée de A nucléons. La section efficace d'interaction au proton $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ se déduit alors de la section efficace de diffusion sur le nucléon $\sigma_{\omega-N}$ par la formule suivante :

$$\sigma_{\omega-p}^{SI} = \left[\frac{m_{\omega} + M_N}{\frac{m_{\omega} M_N}{m_{\omega} + M_p}} \right]^2 \frac{\sigma_{\omega-N}}{A^2} \cong \left[\frac{m_{\omega} + M_N}{m_{\omega}} \right]^2 \frac{\sigma_{\omega-N}}{A^4} \quad (\text{II.14})$$

en négligeant M_p , masse du proton devant m_{ω} . On notera cette relation sous la forme suivante :

$$\sigma_{\omega-p}^{SI} = \frac{1}{\kappa_{SI}} \frac{\sigma_{\omega-N}}{A^4} \quad (\text{II.15})$$

Pour la section efficace d'interaction dépendante du spin, un développement détaillé dans [82] permet d'écrire $\sigma_{\omega-p}^{SD} = \frac{1}{\kappa_{SD}} \sigma_{\omega-N}$ où κ_{SD} est un facteur dépendant du spin du noyau cible.

On peut finalement exprimer les deux contributions $\frac{dR}{dE_R}^{SI}$ et $\frac{dR}{dE_R}^{SD}$ de $\frac{dR}{dE_R}$ en fonction de $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ et $\sigma_{\omega-p}^{SD}$:

$$\frac{dR}{dE_R}^{SI} = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0 v_0 A^3}{r E_0} \times \sigma_{\omega-p}^{SI} \times \kappa_{SI} \times F_{SI}^2(E_R) \times S(E) \times e^{\frac{-E_R}{E_0 r}} \quad (\text{II.16})$$

$$\frac{dR}{dE_R}^{SD} = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0 v_0}{r E_0 A} \times \sigma_{\omega-p}^{SD} \times \kappa_{SD} \times F_{SD}^2(E_R) \times S(E) \times e^{\frac{-E_R}{E_0 r}} \quad (\text{II.17})$$

Les facteurs $S(E)$ et $F(E)$ correspondent à l'effet de rotation de la Terre et au facteur de forme du noyau. Dans la situation idéale de la détection d'un signal pur de WIMPs, les distributions $\frac{dR}{dE_R}^{SI}$ et $\frac{dR}{dE_R}^{SD}$ permettent de déterminer la masse du WIMP (elle apparaît dans le facteur r et dans E_0) et ses sections efficaces de diffusion $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ et $\sigma_{\omega-p}^{SD}$.

II.1.2.2 Contraintes expérimentales sur les sections efficaces WIMP-nucléon

En pratique, une expérience de détection directe va mesurer un taux d'événements R_{exp} exprimé en kg·jour sur une plage d'énergie donnée. S'il n'y a pas de raison de croire que les événements détectés correspondent à des diffusions de WIMPs (pas de modulation annuelle par exemple), le taux mesuré permet d'exclure toutes les sections efficaces $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ et $\sigma_{\omega-p}^{SD}$ associées à des taux de reculs théoriques R^{SI} et R^{SD} supérieurs à R_{exp} à un certain niveau de confiance.

En calculant les limites sur les sections efficaces $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ et $\sigma_{\omega-p}^{SD}$ pour toutes les masses de WIMPs, on trace finalement des courbes d'exclusion dans les plans $(m_{\omega}, \sigma_{\omega-p}^{SI})$ et $(m_{\omega}, \sigma_{\omega-p}^{SD})$. Ces courbes permettent de comparer les expériences entre elles et de les confronter aux prédictions théoriques des modèles du MSSM. En un mot, elles résument l'ensemble des résultats des expériences de détection directe.

II.1.3 Les contraintes de la détection de WIMPs

Le travail réalisé dans la section précédente permet de dégager quatre contraintes principales à la détection de WIMPs, que l'on peut classer par ordre d'importance décroissant :

- **Le choix du noyau cible** Le taux d'événement différentiel indépendant du spin varie comme A^3 (cf équation II.16). Ceci favorise les cibles de numéro atomique élevé. La section efficace dépendante du spin est non nulle uniquement si un important pourcentage d'isotopes de A impair sont présents dans la cible¹.

- **Le taux d'événements** Pour les modèles supersymétriques donnant la section efficace WIMP-nucléon la plus élevée et un halo exclusivement constitué de WIMPs, le taux d'événements attendu pour la diffusion de WIMPs est égal à 1 coup/jour/kg de détecteur dans le cas du germanium [48]. Cette valeur est inférieure de plusieurs ordres de grandeur au taux engendré par le rayonnement cosmique à la surface de la Terre ou par la radioactivité naturelle des matériaux usuels². Le premier effort de toute expérience de détection de WIMPs va donc porter sur la réduction du bruit de fond.

- **Le seuil** Le spectre de recul attendu pour les WIMPs décroît exponentiellement avec l'énergie déposée dans le cristal (cf figure II.4). Pour un WIMP de 50 GeV par exemple, plus de 70% du signal se situe à des énergies inférieures à 20 keV de recul. Le seuil de détection est donc un paramètre déterminant de la détection de WIMPs.

A la notion de seuil doit être associée celle d'efficacité de détection des reculs nucléaires. Les signaux physiques (de scintillation, ionisation ou chaleur par exemple) donnant la mesure de l'énergie déposée n'ont en effet pas la même amplitude dans le cas d'interactions électroniques ou nucléaires. Il est donc nécessaire de pondérer la valeur d'un seuil mesuré à partir de calibration γ par un coefficient d'efficacité appelé facteur de quenching. Dans le cas d'un scintillateur NaI, le facteur de quenching vaut 0,09 pour l'iode [82]. Un seuil de détection mesuré à 2 keV à partir d'étalonnages avec des sources γ vaut donc 22 keV pour un recul nucléaire.

- **La masse** Enfin, la masse de détection est un paramètre expérimental important. Un détecteur massif permet tout d'abord d'atteindre des rapports volume/surface plus élevés, garantissant ainsi un niveau de bruit de fond plus faible (la contribution du bruit de fond intrinsèque étant généralement négligeable devant celle provenant de l'environnement du détecteur).

De plus, une masse de détection élevée est une condition nécessaire à la mise en évidence d'un effet de modulation annuelle du signal, signature forte de la détection de WIMPs.

¹Pour la majorité des cibles disponibles pour former un détecteur, la contribution dépendante du spin est négligeable (en fait dès que $A > 30$ [48]). La détection directe permet donc principalement de contraindre la section efficace indépendante du spin.

²A titre de comparaison, on notera par exemple qu'il y a jusqu'à 5000 désintégrations/s dans 1 kg d'engrais phosphaté, à cause du ^{40}K principalement et qu'un être humain de 70 kg émet de 8 à 10000 Bq (^{40}K et ^{14}C [83]), soit 10^8 désintégrations $\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{j}^{-1}$.

Prenons par exemple le cas idéal d'un détecteur de masse m mesurant un signal pur de WIMPs avec un taux de t coups/kg/an. Une modulation annuelle de 5% correspondrait à $0,975 \times t \times m/2$ coups entre septembre et mars et $1,025 \times t \times m/2$ coups pour les 6 mois suivants, soit un écart de $0,025 \times t \times m$ coups. L'erreur statistique relative sur cet écart étant égale à $\frac{0,025tm}{\sqrt{tm}}$, il est nécessaire pour mettre en évidence un signal avec un niveau de confiance supérieur à 95% (2σ), d'avoir une masse de détection minimale donnée par :

$$m > \left(\frac{2}{0,025} \right)^2 t^{-1} \quad (\text{II.18})$$

Pour l'hypothèse $t = 100 \text{ kg}^{-1}\cdot\text{an}^{-1}$ (correspondant dans le cas du germanium à une section efficace indépendante du spin de $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ pb pour un seuil de 30 keV), on a $m > 64$ kg. Une étude plus complète menée dans [84] donne un résultat similaire.

Un détecteur adapté à la recherche de WIMPs doit donc être constitué d'une cible à numéro atomique élevé (SI) ou d'un pourcentage non négligeable d'isotopes avec A impair (SD). Il doit engendrer un bruit de fond le plus faible possible ($\ll 1 \text{ kg}^{-1}\text{j}^{-1}$), un seuil de détection faible (pas plus d'une dizaine de keV d'énergie de recul) et être massif (plusieurs kilogrammes).

II.1.4 Les techniques de détection

Initiée à la fin des années 80, la recherche de WIMPs par détection directe est un domaine en essor permanent. Chaque année, de nouvelles équipes se joignent à cette quête, qui regroupe maintenant plus d'une trentaine de collaborations et un panel très large de techniques expérimentales. Nous ne les détaillerons pas toutes ici, et nous limiterons à celles qui ont permis d'atteindre les meilleures sensibilités ou semblent les plus prometteuses. Il existe par ailleurs de nombreuses revues sur ce domaine (citons par exemple [85], [86], [87] ou [88]).

II.1.4.1 Les détecteurs Germanium

Les premiers détecteurs utilisés pour la recherche directe de WIMPs furent les diodes germanium. Elles sont constituées d'un cristal semi-conducteur en germanium ($m \sim 1$ kg typiquement) dont les surfaces sont équipées d'électrodes de collecte de charge. Un dépôt d'énergie dans le cristal va créer des paires électron-trou, collectées sur les électrodes sous l'action d'un champ électrique de l'ordre de la dizaine de kV/m. L'ensemble du détecteur est maintenu à la température de l'azote liquide pour limiter la création de charges de conduction par excitation thermique.

Les détecteurs à ionisation ont été développés depuis plusieurs décennies pour les spectroscopies γ et β , puis optimisés en terme de basse radioactivité pour la mise en évidence de la décroissance double β du neutrino. Ils constituaient donc des détecteurs déjà très compétitifs et adéquats pour la recherche de matière noire lorsqu'a germé l'idée de détection

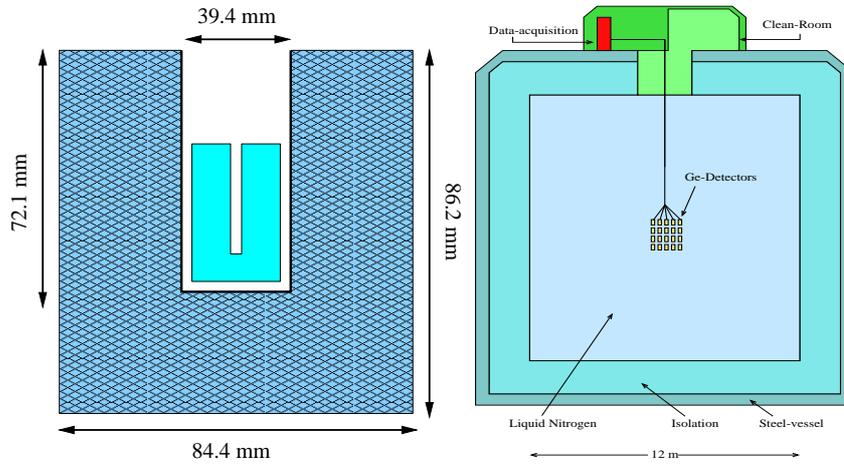


FIG. II.6: **figure de gauche** : dispositif expérimental de HDMS. Le détecteur-puits à l'intérieur duquel est placée la diode Ge sert de veto contre les γ . Les événements en coïncidence entre les deux détecteurs peuvent en effet leur être associés, la probabilité d'une double interaction pour un WIMP étant négligeable. Extrait de [89]. **figure de droite** : dispositif expérimental proposé pour GENIUS. Une masse de 100 kg de germanium serait suspendue dans une cuve remplie d'azote ultra-pur, qui protégerait les détecteur des rayonnements radioactifs produits par l'environnement. Extrait de [94].

directe. De nombreux groupes se sont donc naturellement tournés vers cette technique (voir [89], [90] et [91] par exemple). Une excellente résolution en énergie (~ 1 keV @ 300 keV [89]) associée à un seuil de détection de l'ordre de quelques keV en énergie de recul, et une grande pureté du détecteur ont permis à ces expériences d'atteindre des niveaux de bruit de fond très faibles (jusqu'à 0,04 ev./kg/keV/jour entre 15 et 40 keV [89]) et de fixer les limites d'exclusion les plus contraignantes sur la section efficace de diffusion du WIMP sur le nucléon pendant plus d'une décennie.

Une collaboration américaine entre les universités de Santa Barbara, Berkeley et le laboratoire Lawrence Berkeley [90] a ainsi pu exclure dès 1988 l'hypothèse d'un neutrino lourd de Dirac [92]. L'effort expérimental des collaborations Heidelberg-Moscou [89], HDMS [93] (au Laboratoire du Gran Sasso en Italie), COSME [64] et IGEX [91] (au tunnel du Canfranc dans les Pyrénées espagnoles) ont permis d'améliorer ce résultat précurseur. La meilleure limite sur la section efficace de diffusion du WIMP sur proton $\sigma_{\omega-p}$ est aujourd'hui détenue par l'expérience IGEX (cf figure II.8).

Ce type de détecteurs est cependant fondamentalement limité par sa vulnérabilité au bruit de fond radioactif (γ en particulier), même si l'optimisation des dispositifs expérimentaux peut permettre d'en réduire l'influence. HDMS a par exemple installé un cristal de germanium à l'intérieur d'un détecteur-puits (en germanium également) (cf figure II.6a). Ceci permet à HDMS de réduire d'un facteur 4,3 le taux d'événements par anti-coïncidence [93].

Un projet encore plus audacieux est actuellement à l'étude par ce même groupe d'Hei-

delberg. Il s'agit de suspendre les détecteurs dans un bain d'azote ultra-pur, qui agit à la fois comme bain thermalisant et comme blindage contre le bruit de fond radioactif. Les détecteurs sont ici réduits au strict minimum, à savoir les cristaux nus, des supports en kevlar et les fils transportant le signal électrique au système d'amplification et d'acquisition placés à l'extérieur de la cuve (cf figure II.6b). Ceci permet de minimiser l'influence du bruit de fond provenant de l'environnement du détecteur. Ce projet, baptisé GENIUS, qui vise une masse de détection de 100 kg (après une étape de validation GENIUS-Test Facility de 40 kg) pourrait atteindre des sensibilités de l'ordre de 10^{-9} pb [94]. Une condition nécessaire à cet aboutissement reste le contrôle de la concentration en isotopes radioactifs dans le détecteur. Ceux-ci, générés par cosmogénèse (cf chapitre III.6.3) avant que le détecteur ne soit placé en site souterrain, pourraient en effet induire une activité radioactive intrinsèque au détecteur réhibitoire pour atteindre le but fixé.

II.1.4.2 Les détecteurs à scintillation

Les détecteurs à scintillation exploitent la lumière de scintillation émise par les électrons excités pour détecter l'interaction d'une particule dans le matériau cible (NaI(Tl) le plus souvent). Le signal lumineux est transporté par des guides d'onde jusqu'à des photomultiplicateurs qui l'amplifient et le convertissent en impulsion électrique. Le signal peut atteindre 10 photo-électrons par keV équivalent électron [87], les meilleures valeurs de seuil atteintes étant de l'ordre de 20 keV en énergie de recul [95].

Grâce en particulier à l'importante masse de détection qui peut être mise en œuvre (plusieurs dizaines de kilogrammes typiquement) et au numéro atomique élevé de l'iode ($A=127$), les scintillateurs étaient des détecteurs tout à fait désignés pour la recherche de WIMPs. Ils se sont donc largement répandus : les collaborations de Saclay [96] au tunnel du Fréjus, UKDMC (avec les 55 kg de détecteurs de l'expérience NAIAD [97]) à la mine de Boulby au Royaume-Uni, ELEGANTS [98] au Japon, ANAIS [99] au tunnel du Canfranc ou DAMA [95] au Gran Sasso les ont par exemple adoptés. Ces types de détecteurs ont permis d'obtenir très rapidement les meilleures limites expérimentales sur la section efficace de diffusion du WIMP sur nucléon.

La collaboration DAMA utilise une centaine de kg de NaI. Elle a annoncé en 1998 [100] avoir détecté une modulation annuelle du signal observé en deux ans de prises de données. Ce résultat, confirmé en 2000 [101] (cf figure II.7) a été interprété par la collaboration DAMA comme la détection d'un WIMP de masse 52_{-8}^{+10} GeV, avec une section efficace de couplage au proton $\sigma_{\omega-p} = 7, 2_{-0,9}^{+0,4} \times 10^{-6}$ pb.

En combinant ce résultat à la courbe d'exclusion obtenue à partir des données de 1996 [95], DAMA obtient une masse de 44_{-8}^{+10} GeV, avec une section efficace de couplage au proton $\sigma_{\omega-p} = 5, 4 \pm 1, 0 \times 10^{-6}$ pb. Les zones à 3σ autour de ces points sont présentées sur la figure II.8. Ce résultat est très controversé pour les raisons développées dans [49], [85], [102] ou [103].

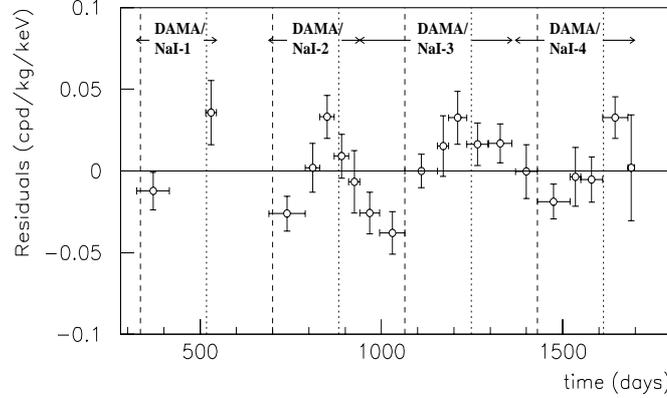


FIG. II.7: *Signal de modulation observé par l'expérience DAMA au cours de quatre cycles annuels dans 100 kg de détecteurs NaI. Extrait de [101].*

II.1.4.3 Les détecteurs bolométriques

Depuis quelques années, un nouveau type de détecteurs s'impose peu à peu pour la recherche de WIMPs : les bolomètres massifs. Initialement développés pour la mesure de rayonnements X ou infrarouges (bolomètre signifiant en grec "mesure du rayonnement") [104], des bolomètres dont la masse dépasse désormais la centaine de grammes ont pu être conçus grâce à l'important effort de R&D fourni au cours de ces quinze dernières années. Les collaborations ROSEBUD [105] au Canfranc, EDELWEISS au tunnel du Fréjus, CDMS [106] aux Etats-Unis, CRESST [107] et MIBETA [108] au Gran Sasso ont choisi d'utiliser ce type de détecteurs cryogéniques, fonctionnant à des températures de l'ordre de 20 mK.

Le principe de fonctionnement des bolomètres sera illustré par l'exemple d'EDELWEISS dans le prochain chapitre. Nous noterons simplement ici que les bolomètres ont l'avantage d'offrir une grande variété de cible (Ge, Si, Al_2O_3 , CaWO_4 , TeO_2 ou BGO), un seuil de détection très faible (jusqu'à quelques centaines d'électrons-Volts [107]), et surtout, la possibilité de discriminer événement par événement les interactions nucléaires attendues pour les particules non chargées (neutrons ou WIMPs) et les interactions électroniques (γ par exemple). Cette discrimination présente un intérêt de premier ordre dans la mesure où le rayonnement γ constitue une source dominante de bruit de fond. Elle est effectuée par la mesure d'un second paramètre de l'interaction (ionisation [106] ou scintillation [105], [107]). Ce rejet actif a par exemple permis à CDMS d'obtenir une limite sur la section efficace du WIMP [106] incompatible en grande partie avec le signal DAMA (cf figure II.8) pour une statistique mille fois moindre.

II.1.4.4 Les détecteurs Xenon

Le Xénon est un scintillateur liquide. Utilisé depuis peu dans le cadre de la recherche de WIMPs, il pâtit encore de problèmes de contamination (krypton principalement), mais

produit déjà des résultats très compétitifs [109] (cf figure II.8). Ce type de détecteurs possède en effet des atouts de poids pour la détection directe :

- Tout d'abord, son numéro atomique élevé ($A=132$) fait du Xénon une cible idéale pour l'interaction indépendante du spin.
- L'isotope ^{129}Xe (abondance naturelle de 37,5%) peut également permettre d'en faire un détecteur performant pour l'étude du couplage dépendant du spin [110].
- De plus, il est possible de mettre en œuvre d'importantes masses de détection sans trop de complications, et ce pour un prix relativement bas par rapport aux cristaux de Germanium.
- Comme dans le cas des scintillateurs solides, il est possible de discriminer reculs nucléaires et électroniques à partir de l'allure du signal (PSD). L'expérience DAMA a choisi cette voie avec un détecteur de 6,5 kg de Xénon liquide [110]. Il existe une autre technique de rejet du bruit de fond électronique. Développé par le groupe UKDMC dans leur détecteur ZEPLIN à la mine de Boulby, elle consiste à appliquer un champ électrique au volume de détection pour empêcher la recombinaison des électrons provenant des atomes ionisés. Pendant leur collecte, ces électrons vont créer une lumière de scintillation secondaire. L'ionisation étant plus importante pour les reculs électroniques, ce signal secondaire permet une discrimination de $\sim 98\%$ du bruit de fond électronique dans le détecteur ZEPLIN I [109]. Grâce à cette technique de rejet, ZEPLIN a pu fixer en 2002 des limites remarquables sur la section efficace indépendante du spin (cf figure II.8) pour 27 jours de prises de données correspondant à une statistique de 90 kg·jours [109].

UKDMC, renforcée par des équipes de UCLA et de l'Université de Turin développe également le prototype d'un détecteur ZEPLIN II de 40 kg et à deux phases liquide et gazeuse. Le signal secondaire de scintillation correspondrait alors à l'électroluminescence des électrons dans la phase gazeuse. Ce détecteur devrait permettre un rejet du bruit de fond avec une efficacité supérieure à 99%. À terme, un détecteur ZEPLIN IV diphasique de 500 kg pourrait permettre d'atteindre une sensibilité inférieure à 10^{-8} pb= 10^{-44} cm² [111].

II.1.4.5 D'autres techniques prometteuses

Il existe beaucoup d'autres solutions en cours de développement pour la recherche de WIMPs. Il est hors de propos d'en faire ici la liste exhaustive. Nous noterons simplement que deux groupes (SIMPLE et PICASSO [112]) développent actuellement des détecteurs constitués d'un gel contenant des micro-goutelettes en suspension (glycérol + C_2ClF_5 pour SIMPLE et gel polymérisé + fluorocarbones comme C_3F_8 pour PICASSO). Le dépôt d'énergie associé à un recul nucléaire suffit à faire croître la micro-goutelette en équilibre métastable pour former une bulle qui va finalement éclater. Les vibrations engendrées sont détectées par un système piézo-électrique.

Cette technique présente le précieux avantage d'être insensible au rayonnement électromagnétique, mais est handicapée par les problèmes de contamination (Uranium et Thorium) du gel. PICASSO a pu obtenir des limites intéressantes sur la section efficace dépendante du spin (facteur 50 avec la meilleure limite de $\sim 10^{-1}$ [95] pour une exposition 10^5 fois

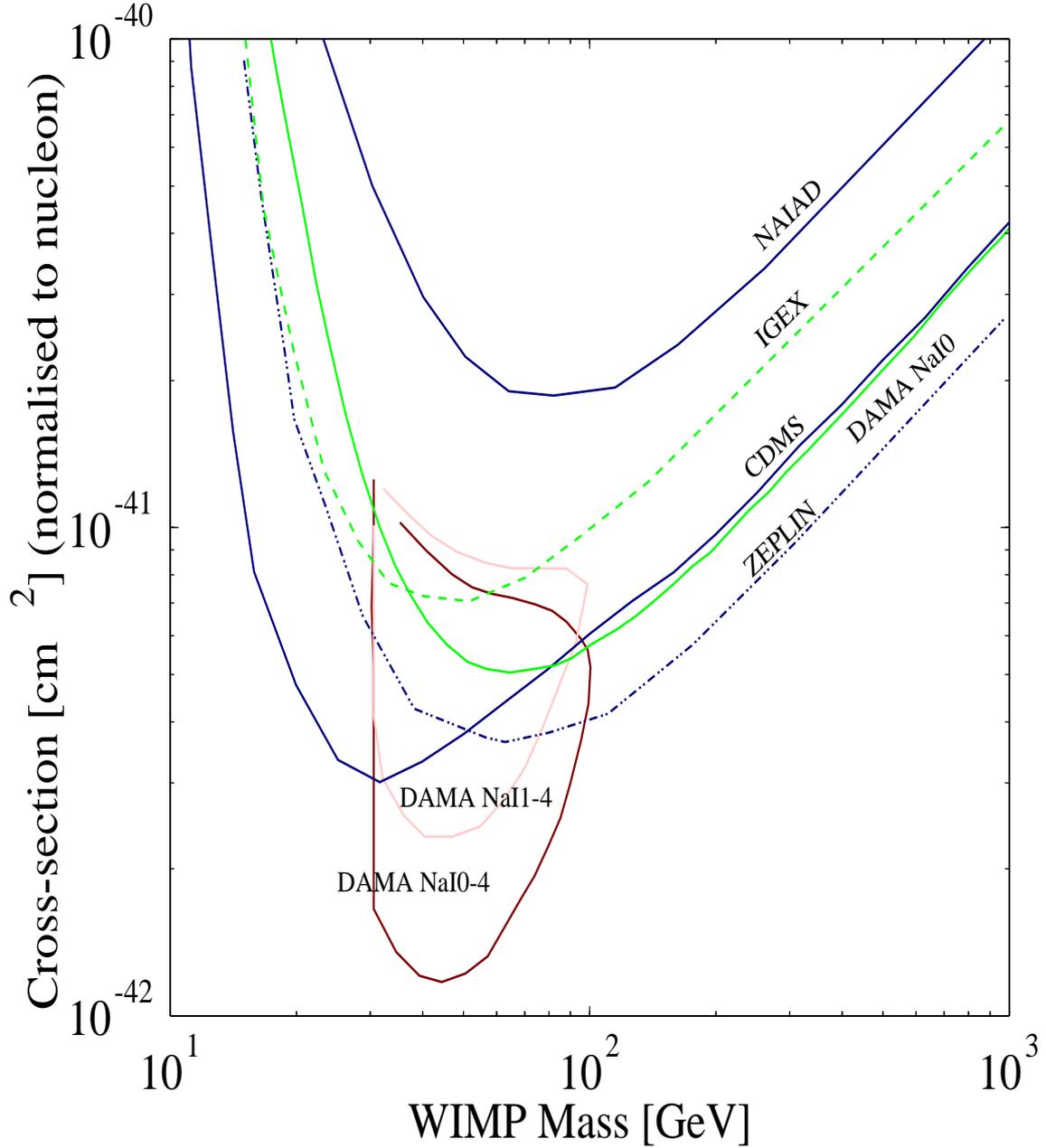


FIG. II.8: Représentation des contraintes sur la section efficace indépendante du spin $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ pour quelques expériences de détection directe : NAIAD [97], IGEX [91] (tirets), DAMA NaI-0 [95] (trait clair), ZEPLIN [109] et CDMS [106]. Sont également représentées les zones à trois σ autour des valeurs centrales du signal WIMP annoncé par DAMA NaI-4 [101], en prenant en compte (contour sombre) ou non (contour pâle) la limite d'exclusion de 1996 de DAMA NaI0 [95]. Extrait de <http://dmtools.berkeley.edu>.

plus faible de $55 \cdot 10^{-3} \text{ kg}\cdot\text{j}$ [113]).

Le groupe UKDMC étudie également un détecteur susceptible de mettre en évidence la direction de recul associé à une interaction, offrant ainsi une possibilité de rejet du bruit de fond très puissante. La Terre se déplaçant avec une vitesse moyenne de 232 km/s dans le halo, les reculs associés au WIMPs devraient en effet avoir une distribution très fortement anisotrope. Le détecteur, baptisé DRIFT, est une chambre à dérive contenant un gaz cible sous basse pression (typiquement la dizaine de Torr) et est actuellement à l'état de prototype [114].

II.2 Détection indirecte

Un WIMP et son anti-particule peuvent s'annihiler suivant une réaction du type [48] :

$$\omega\bar{\omega} \longrightarrow l\bar{l}$$

où l est un lepton, un boson ou un quark de masse inférieure à m_ω , masse du WIMP. Les produits des réactions d'annihilation de WIMPs donnent une signature de l'existence des WIMPs si le flux cosmique est significativement supérieur à celui engendré par les sources classiques. La plupart des particules composant le flux cosmique sont produites en trop grand nombre par les sources conventionnelles pour présenter un intérêt expérimental pour la détection indirecte [115]. Nous évoquons ici les conditions de détection des trois candidats les plus intéressants : les neutrinos, les photons et les positrons. Nous donnons aussi une brève revue de la situation expérimentale actuelle.

Il est nécessaire de se placer dans le cadre du MSSM et de se limiter au candidat neutralino pour estimer les flux attendus pour l'annihilation de WIMPs. La phénoménologie des réactions d'annihilation est étudiée dans [48]. Soulignons simplement ici que, de manière analogue au cas de la détection directe (et pour les mêmes raisons), la supersymétrie ne prédit pas la valeur de la section efficace d'annihilation des neutralinos et par extension des produits d'annihilation.

II.2.1 Les neutrinos

Les neutrinos offrent certainement la signature la plus significative de l'annihilation des WIMPs. C'est donc sur ce candidat que l'effort expérimental s'est principalement porté. Des neutrinos muoniques de plusieurs dizaines de GeV (le tiers ou la moitié de la masse du WIMP) sont en théorie des produits primaires ou secondaires de l'annihilation de WIMPs. A ces énergies, les sources conventionnelles sont rares (neutrinos atmosphériques principalement), et il est possible de rejeter une fraction importante de ce bruit de fond en étudiant la répartition angulaire du signal. On pense en effet que le signal WIMPs est amplifié pour certaines directions correspondant à des zones de fortes densités de WIMPs. Le centre de la Terre ou du Soleil sont par exemple des régions où les WIMPs se seraient concentrés par attraction gravitationnelle [48].

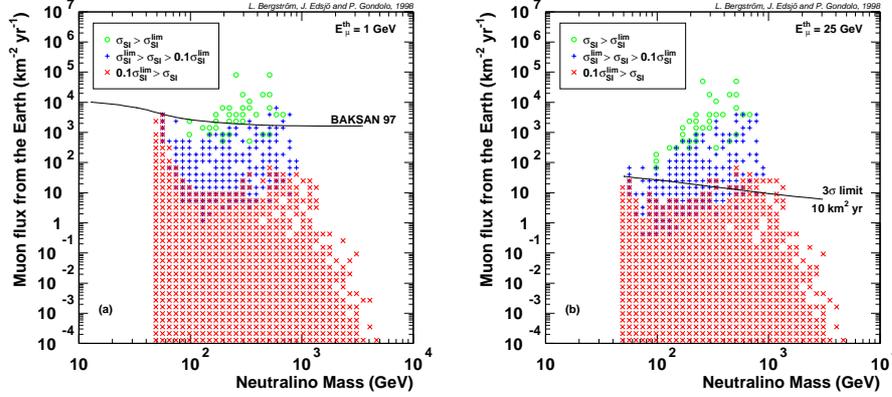


FIG. II.9: **Figure de gauche** : limite sur le flux ascendant de muons [116] originaires du centre de la Terre et valeurs attendues pour ce flux pour les modèles du MSSM. **Figure de droite** : limite sur le flux ascendant de muons originaires du centre de la Terre attendue pour une exposition de $10 \text{ km}^2 \cdot \text{an}$ pour la prochaine génération de télescopes neutrinos. On voit que cette limite permettrait de rejeter quelques modèles du MSSM. Extrait de [119].

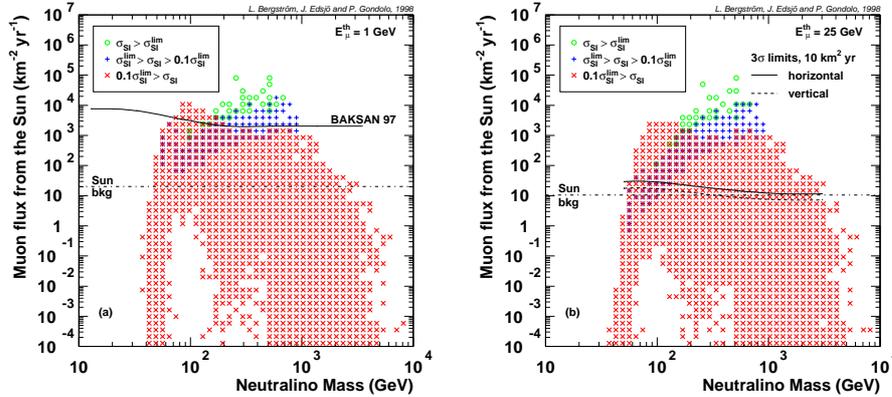


FIG. II.10: **Figure de gauche** : limite sur le flux ascendant de muons [116] originaires du Soleil et valeurs attendues pour ce flux pour les modèles du MSSM. Est aussi indiquée la limite associée au bruit de fond généré par les neutrinos solaires, indiscernable du signal. **Figure de droite** : limite sur le flux ascendant de muons originaires du Soleil attendue pour une exposition de $10 \text{ km}^2 \cdot \text{an}$ pour la prochaine génération de télescopes neutrinos. On constate que cette limite est essentiellement égale à celle du bruit de fond incompressible. Elle permet néanmoins de rejeter un certain nombre de modèles du MSSM. Extrait de [119].

En pratique, les neutrinos sont détectés par le flux de muons ascendants produits par les interactions de courant chargé au cours du trajet du muon à travers la Terre. Plusieurs détecteurs [116], [117], [118], développés à l'origine pour la détection de neutrinos atmosphériques ou la mesure du temps de vie du proton, étudient le flux de neutrinos associé à l'annihilation de WIMPs. Ils utilisent la scintillation par effet Cerenkov pour déterminer la direction d'émission du neutrino initial -vers laquelle le muon pointe- et avoir une limite inférieure sur l'énergie du neutrino incident. Ces deux informations permettent de rejeter une fraction importante du bruit de fond, qui est alors limité aux neutrinos atmosphériques produits de l'autre côté de la surface de la Terre et aux neutrinos produits par les rayons cosmiques dans la couronne solaire. Des limites intéressantes ont ainsi pu être obtenues par les expériences BAKSAN [116] ou SuperKamiokande [117]. Elles permettent déjà de rejeter certains modèles supersymétriques [119] (cf figure II.9a et II.10a).

Une nouvelle génération de télescope neutrinos est actuellement en cours de développement. Elle correspond à une augmentation de la taille des détecteurs d'un facteur 10, avec comme objectif final un volume de détection de l'ordre du kilomètre cube. Ces expériences utilisent dans ce but un élément naturel comme détecteur (la glace de l'Antarctique pour AMANDA [120] et l'eau de la Méditerranée pour ANTARES [121] par exemple), et sont donc parfaitement adaptées à la détection de flux de faible intensité et de haute énergie associés aux sources extra-terrestres non-conventionnelles, et en particulier les WIMPs. Cette nouvelle génération devrait permettre une amélioration d'un facteur 10^3 de la sensibilité et de tester une large portion des modèles supersymétriques (cf figure II.9b et II.10b).

II.2.2 Les positrons

Il existe des plages d'énergie pour lesquelles le rapport entre les contributions "WIMPs" et "sources standard" du flux de positrons pourrait être favorable. En effet, le MSSM prévoit que les positrons produits par l'annihilation de WIMPs aient une distribution en énergie assez homogène jusqu'à plusieurs dizaines de GeV, alors que le bruit de fond dû aux sources classiques (spallation des rayons cosmiques primaires avec le milieu interstellaire) doit décroître fortement avec l'énergie. L'étude du flux de positrons au-dessus de 5 GeV peut donc constituer une technique intéressante de mise en évidence de l'annihilation de WIMPs. Elle souffre cependant des grosses incertitudes sur les amplitudes associées aux sources standard et à l'annihilation des WIMPs (densité et structure du halo, grand nombre de degrés de liberté du MSSM). Comme l'annihilation de WIMPs ne produit par ailleurs pas de structures spécifiques dans le spectre d'énergie des positrons (produits secondaires ou tertiaires des réactions d'annihilation), il est assez délicat d'associer un éventuel flux en excès à un signal de détection.

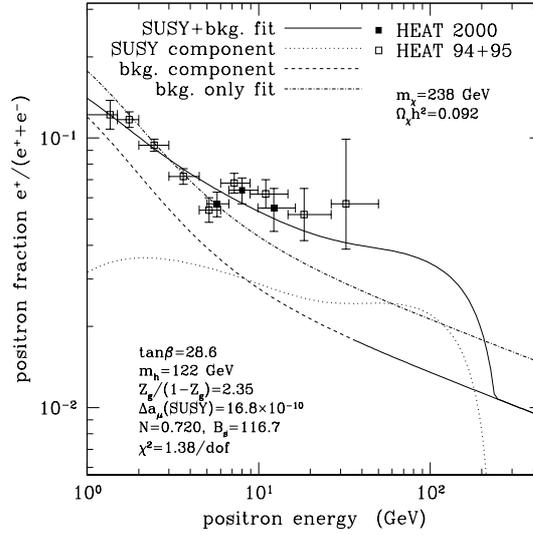


FIG. II.11: Mesures par HEAT de la fraction de positrons dans le flux ($e^+ + e^-$) [122], [123]. La courbe en traits pleins correspond à l'ajustement des données par une composante de bruit de fond + une composante associée à l'annihilation de WIMPs. On a aussi indiqué l'ajustement correspondant aux sources standard seulement (trait mixte). Extrait de [124].

Cette remarque peut être illustrée par la situation expérimentale actuelle. Un excès significatif du flux de positrons a pu être mis en évidence l'expérience HEAT, qui a mesuré le flux de positrons à haute énergie (cf figure II.11) au cours de deux campagnes de prises de mesures (en 1994 [122] et 2000 [123]) avec un détecteur embarqué sur un ballon. L'annihilation des WIMPs pourrait expliquer cet excès, mais seulement pour une certaine combinaison de paramètres du MSSM très favorable donnant une section efficace d'annihilation particulièrement élevée et pour une densité locale de WIMPs au moins 30 fois supérieure à la valeur classique de $0,3 \text{ GeV/cm}^3$ [124]. Cette hypothèse étant très optimiste³, il n'est pas exclu que cet excès provienne en fait de sources conventionnelles de positrons inconnues ou sous-estimées. Il est donc difficile d'interpréter ce résultat comme une mise en évidence d'annihilations de WIMPs.

II.2.3 Les photons

Les photons, au contraire des positrons, sont des produits directs de l'annihilation de WIMPs par des réaction du type :

$$\omega\bar{\omega} \longrightarrow \gamma\gamma \quad (\text{II.19})$$

$$\omega\bar{\omega} \longrightarrow \gamma Z \quad (\text{II.20})$$

L'annihilation de WIMPs produirait ainsi des γ mono-énergétiques avec $E_\gamma = m_\omega$ pour (II.19) et $E_\gamma = m_\omega \times (1 - m_Z^2/4m_\omega^2)$ pour (II.20), les raies monoénergétiques fournissant

³Elle suppose que la matière noire ait une répartition non-homogène ("clumpy") et que la Terre soit située dans un amas de matière noire.

à la fois une signature indiscutable et une mesure directe de la masse du WIMP.

De plus, les γ présentent comme les neutrinos l'avantage de ne pas être déviés par les champs magnétiques traversés au cours de leur parcours vers la Terre. Les photons pointent donc vers leur source d'émission. La distribution angulaire des produits d'annihilation de WIMPs doit alors suivre la distribution de la matière noire du halo contrairement au bruit de fond, émis de manière diffuse par le disque galactique car principalement produit par les interactions des protons avec l'hydrogène interstellaire [115]. Le centre de la Galaxie serait une zone de forte densité d'après des simulations à N corps [125]. Le signal provenant de cette direction doit donc être amplifié de manière significative.

Pour ces deux raisons principalement, les γ sont d'excellents candidats à la détection de WIMPs. Mais là encore, il est très hasardeux de faire des prédictions sur le flux attendu à cause de notre méconnaissance de la structure du halo et des valeurs des paramètres supersymétriques. Il est donc difficile de déterminer les performances expérimentales nécessaires pour permettre la détection des WIMPs par cette méthode [125], [126]. On peut néanmoins penser que si les expériences actuelles de détection de rayons γ de haute énergie par effet Cerenkov dans l'air (les télescopes CAT ou Whipple par exemple) n'ont pas une sensibilité suffisante, la génération suivante devrait permettre de tester un nombre intéressant de modèles supersymétriques grâce à un gain en sensibilité d'un facteur 10 environ. Les expériences utilisant des matrices de détecteurs à effet Cerenkov (HESS [127] par exemple), ou le télescope spatial GLAST [128] à partir de 2006 ouvrent ainsi des perspectives très excitantes pour la décennie à venir.

En conclusion sur cette partie, on retiendra que l'excès de positrons observé dans le flux cosmique par l'expérience HEAT peut être interprété comme une indication intéressante de l'annihilation de WIMPs. Les expériences de détection de neutrinos et de γ de haute énergie en cours de développement pourraient permettre de confirmer ce premier indice dans la décennie à venir, ou de rejeter un nombre significatif de modèles supersymétriques.

II.3 Comparaison entre détection directe et indirecte

La comparaison du potentiel de détection des deux techniques a fait l'objet de nombreuses études. Les références [48] ou [129] ont par exemple tracé un parallèle dans le cadre du MSSM entre sections efficaces de diffusion de WIMPs sur la matière baryonique et flux de muons associés aux annihilations de WIMPs. Nous rapportons ici le travail présenté dans ces deux références.

Nous avons vu (cf paragraphe II.2.1) que les expériences de détection de WIMPs via leurs annihilations en neutrinos muoniques permettent de fixer des limites sur les flux de muons provenant du centre de la Terre ou du Soleil.

Dans le cas de l'annihilation de WIMPs au centre de la Terre, le flux de muons va dépendre essentiellement de la structure du halo (densité et vitesses locales) et de son taux d'accrétion fixé par le taux d'interaction des WIMPs avec les atomes composant

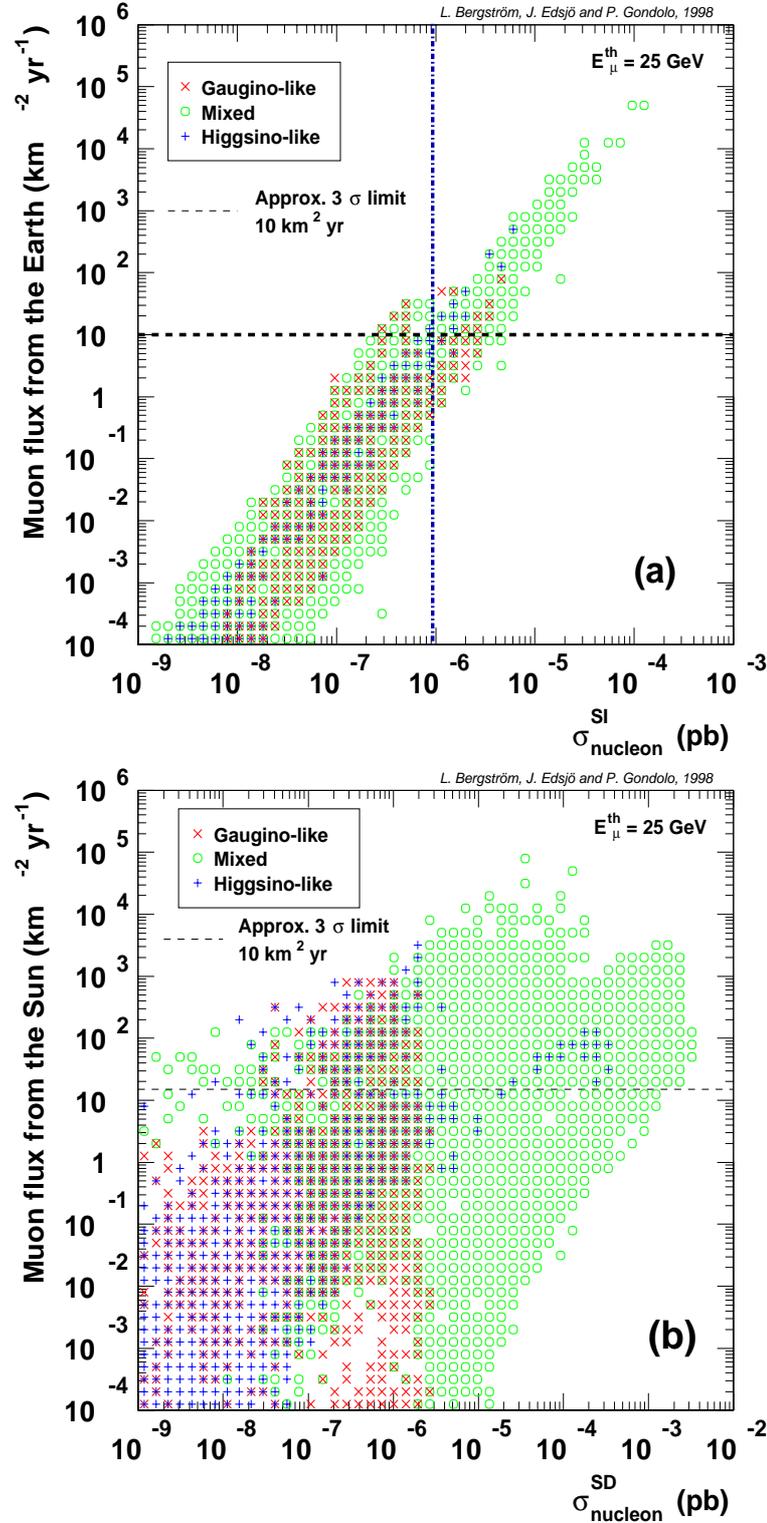


FIG. II.12: **Figure de gauche** : flux de muons du centre de la Terre en fonction de $\sigma_{\omega-p}^{\text{SI}}$ pour plusieurs modèles de neutralinos du MSSM. Sont indiquées la limite attendue pour une exposition de 10 km². an⁻¹ [119] des futurs télescopes de neutrinos (tirets), et les meilleures sensibilités actuelles sur $\sigma_{\omega-n}^{\text{SI}}$ [106] (tirets-pointillés). Extrait de [129]. **Figure de droite** : idem pour le flux de muons provenant du Soleil et $\sigma_{\omega-p}^{\text{SD}}$. La meilleure limite sur $\sigma_{\omega-p}^{\text{SD}}$ ($\sim 10^{-1}$ pb [95]) est trop élevée pour être représentée sur cette figure. Extrait de [129].

le noyau de la Terre (fer et nickel principalement). Ces éléments étant lourds, la section efficace de diffusion sera essentiellement indépendante du spin, et le type d'interactions sera très similaire à celui ayant lieu dans les cibles utilisées pour la recherche directe. Les caractéristiques du halo intervenant de plus de la même manière dans les deux cas pour le calcul des taux d'interaction, il est possible d'associer avec une bonne fiabilité une section efficace de diffusion à un flux de muons provenant du centre de la Terre.

Les résultats de l'étude menée dans [129] sont présentés dans la figure II.12. Il en ressort que les meilleures sensibilités atteintes aujourd'hui par les expériences de détection directe ($\sigma_{\omega-p}^{SI} \sim 10^{-6}$ pb) correspondent aux performances nominales des télescopes de neutrinos de la prochaine génération (ANTARES ou AMANDA) ($\phi_{\mu} \sim 10 \text{ km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$).

Dans le cas des neutrinos provenant du Soleil, la situation est différente. Les WIMPs interagissent alors avec les protons pendant la phase d'accrétion et c'est la section efficace de diffusion dépendante du spin qui devient prédominante. Les détecteurs utilisés dans le cadre de la détection directe donnant les limites les plus restrictives sur $\sigma_{\omega-p}^{SD}$ sont au contraire constitués de noyaux-cibles lourds [95]. Ainsi, les deux types d'expériences sont difficilement comparables.

Les calculs effectués dans [129] semblent indiquer que les limites sur les flux de muons des expériences actuelles correspondent à des sections efficaces $\sigma_{\omega-p}^{SD}$ inférieures de plusieurs ordres de grandeur aux meilleures limites actuelles des expériences de détection directe qui sont de l'ordre de 10^{-1} pb [95] (cf figure II.12b).

L'étude réalisée dans [48] va dans le sens de celle de [129]. Les deux types d'expériences sont donc complémentaires, la diversité des techniques constitue un atout important de la recherche de WIMPs. Le recoupement des différents résultats expérimentaux sera en particulier une source précieuse d'informations sur la nature du WIMP dans le cas d'un signal positif.

Chapitre III

EDELWEISS I et les détecteurs cryogéniques

III.1 L'expérience EDELWEISS : un bref historique

EDELWEISS (Expérience pour DÉtecter Les Wimps En Site Souterrain) est une collaboration française regroupant une trentaine de techniciens, doctorants, chercheurs et ingénieurs de différents instituts du CNRS (IN2P3 et INSU) et du CEA.

S'appuyant sur les travaux menés au début des années 90 par l'équipe de Noël Coron à l'Institut d'Astrophysique Spatiale sur le développement des bolomètres massifs [104], [130], l'expérience EDELWEISS s'est installée au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) en octobre 1994. L'effort de la collaboration s'est tout d'abord porté sur la mise en œuvre du rejet actif du bruit de fond électronique pour des bolomètres massifs. Cette phase s'est achevée en 1998 avec la mise au point d'un détecteur en Germanium de 70 g à double-détection chaleur et ionisation [44], [131].

La collaboration travaille depuis à l'optimisation de ce type de détecteurs (à la fois en terme de masse, de résolution en énergie et de pouvoir de discrimination) avec pour objectif d'atteindre le kilogramme de détecteurs. Cette étape -baptisée EDELWEISS I- prépare l'expérience EDELWEISS II, qui devrait permettre avec à terme une masse de détection de 30 kg, de tester une portion significative de l'espace des paramètres supersymétriques à l'horizon 2005. Mais EDELWEISS I ne se limite pas à cet aspect de validation d'un principe de détection, puisqu'elle doit aussi permettre de fixer de nouvelles limites sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon. EDELWEISS I a donc un potentiel de résultats physiques de première importance. Les caractéristiques des principaux détecteurs utilisés dans l'expérience EDELWEISS sont résumées dans l'annexe A.

La campagne de prises de données 2000-2001 d'EDELWEISS I est le sujet central de cette thèse. Elle a été menée avec un détecteur cryogénique en germanium de 320 g, dont la géométrie est présentée dans la figure III.1. Les résultats seront présentés dans les chapitres V et VI. Nous allons auparavant détailler les principes de détection, le dispositif expérimental utilisé (chapitre III) et le mode de traitement des données (chapitre IV).

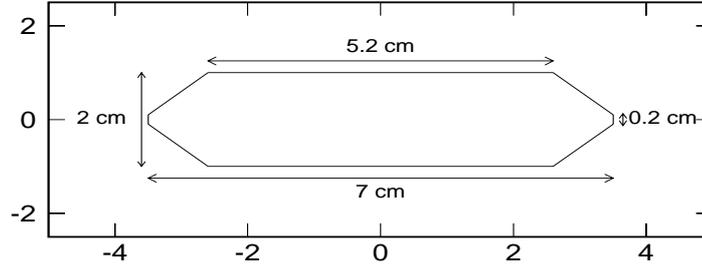


FIG. III.1: *Vue en coupe du cristal absorbant de GeAl6 utilisé au cours de la campagne de prises de données 2000-2001. Il s'agit d'un monocristal cylindrique de germanium de très grande pureté (concentration nette en impuretés chargées de $|N_A - N_D| = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$). La tranche du détecteur a été taillée en biseau avec un angle de 45° .*

III.2 Interactions dans le détecteur

Avant d'aborder le principe de détection à proprement parler, nous allons présenter les processus d'interaction et de perte d'énergie des différents types de particules susceptibles d'interagir dans le détecteur. Nous mettrons ici en avant les aspects concernant plus directement dans le cadre de la détection bolométrique (se référer à [132] ou [133] pour une étude plus complète).

III.2.1 Processus d'interaction des photons

Il existe pour le rayonnement électromagnétique trois processus d'interaction avec la matière, correspondant approximativement à trois gammes d'énergie.

III.2.1.1 L'absorption photoélectrique

Un photon d'énergie E_γ est absorbé par un atome de la cible. Son énergie est convertie en ionisation, un électron étant émis avec une énergie $E_{e^-} = E_\gamma - E_{liaison}$ où $E_{liaison}$ est l'énergie de liaison de l'électron. Ce processus peut être associé à l'émission d'électrons Auger ou de radiation de fluorescence lorsque cet électron appartient à une couche interne. La section efficace de ce processus varie comme [133] :

$$\sigma_{photoelec} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (\text{III.1})$$

Le coefficient n vaut de 4 à 5 quand E_γ est compris entre 0,1 à 3 MeV. Elle est donc d'autant plus élevée que l'énergie des photons est faible et que le numéro atomique de l'atome cible est grand. Dans le cas du germanium ($Z=32$), l'absorption photoélectrique est le processus dominant jusqu'à des énergies de 150 keV environ, 90% des photons étant absorbés dans une épaisseur de 1,5 cm de germanium pour cette énergie (libre parcours moyen de 0,6 cm) [134].

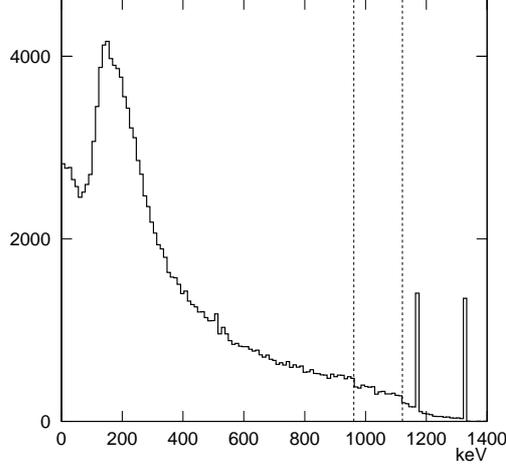


FIG. III.2: Spectre de recul simulé pour une calibration ^{60}Co (émettant des γ de 1,171 et 1,332 MeV) du détecteur GeAl6 d'EDELWEISS. On aperçoit nettement les deux raies d'absorption totale des γ . Les fronts Compton γ correspondant (lignes pointillées à 961,3 et 1121,5 keV) se détachent légèrement du fond. Les événements situés entre les fronts Compton et les raies de pleine énergie sont dus à des interactions multiples.

III.2.1.2 La diffusion Compton

Il s'agit de la diffusion élastique du photon incident sur un électron de la cible. En considérant l'électron libre et au repos, l'énergie qui lui est transférée est égale à :

$$E_e = \frac{(1 - \cos \theta) \frac{E_\gamma^2}{m_e c^2}}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (\text{III.2})$$

où m_e est la masse de l'électron et θ l'angle de diffusion du photon. L'énergie transférée peut donc varier entre 0 (pour une diffusion dans la direction incidente) et une valeur maximale E_{max} égale à :

$$E_{max} = E_\gamma \frac{1}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} < E_\gamma \quad (\text{III.3})$$

pour $\theta = \pi$. L'absorption du photon est donc impossible par ce processus. Après diffusion, le photon peut subir de nouvelles diffusions Compton, être absorbé par effet photoélectrique, ou sortir du détecteur. Pour une énergie incidente donnée, le spectre d'énergie transférée prend donc la forme d'un continuum avec un front (baptisé front Compton) inférieur à l'énergie incidente (cf figure III.2).

La diffusion Compton est le processus dominant pour des énergies comprises entre 150 keV et 8 MeV pour le germanium [134]. Pour cette gamme d'énergie, le libre parcours moyen des photons varie entre 0,6 et 5 cm (3,3 cm pour 1 MeV). Des simulations réalisées avec le code GEANT montrent par ailleurs qu'un photon de 1 MeV cèdera dans le détecteur

GeAl6 en moyenne 450 keV en six interactions, avec un libre parcours moyen de 0,5 cm environ entre chaque interaction.

III.2.1.3 La création de paires

A plus haute énergie, le processus dominant devient la création d'une paire électron-positron. Ce processus n'est possible qu'au dessus d'une énergie seuil $E_{seuil} = 2m_e c^2 = 1022$ keV, et sa section efficace est négligeable jusqu'à 2 MeV. Il ne nous concerne donc pas.

III.2.2 Processus d'interaction des neutrons

Les neutrons susceptibles de créer les reculs de noyaux de germanium de l'ordre de la dizaine de keV qui nous intéressent ont des énergies cinétiques de quelques MeV (neutrons rapides). Les diffusions élastique et inélastique sont alors les deux processus à prendre en compte [135].

III.2.2.1 Diffusion élastique

La cinématique de diffusion d'une masse m d'énergie incidente E_0 sur une sphère de masse M est donnée par :

$$E_R = r E_0 \frac{1 - \cos \theta^*}{2} \quad (\text{III.4})$$

avec

$$r = 4 \frac{mM}{(m + M)^2} \quad (\text{III.5})$$

et θ^* angle de diffusion de la particule incidente dans le référentiel du centre de masse. L'énergie transférée au noyau de recul ne dépend donc que de l'angle de diffusion. Sa valeur maximale E_R^{max} correspond à $\theta = \pi$ et vaut :

$$E_R^{max} = r E_0 \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas de la diffusion d'un neutron sur un noyau massif ($A > 10$), m est négligeable devant M . On peut alors écrire $r = \frac{4}{A}$ et l'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire, θ , est approximativement égal à θ^* . E_R^{max} vaut dans le cas du germanium ($A=72$) $E_R^{max} = 0,056 E_0$.

III.2.2.2 Diffusion inélastique

Pour un neutron d'énergie incidente comprise entre 2 et 10 MeV, les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique sur le germanium sont comparables [135]. Les diffusions inélastiques sont du type :



Ces réactions sont observées dans les détecteurs utilisés par EDELWEISS, entre autres pour les états de basse énergie dans le ${}^{73}\text{Ge}$ [136].

III.2.3 Processus d'interaction des ions

Les noyaux sur lesquels les neutrons ont diffusé se déplacent dans le cristal. Les processus par lesquels ces noyaux de recul sont ralentis puis arrêtés sont ceux des ions. Nous allons maintenant nous y intéresser.

Les ions interagissent dans la matière prioritairement avec les électrons des couches périphériques des atomes auprès desquels ils vont passer. Compte tenu de la différence des masses avec ces électrons, un ion suit une trajectoire rectiligne et ne cède qu'une petite quantité d'énergie à chaque interaction (au maximum une fraction $4m_e/M$ de son énergie cinétique (cf équation III.6)). Les forces coulombiennes ayant une portée infinie, un grand nombre d'électrons sont en interaction avec l'ion à chaque instant. L'effet moyen de ces multiples interactions est un ralentissement continu de l'ion tout au long de son parcours. Il sera finalement stoppé après avoir parcouru dans la matière un parcours moyen dépendant de son énergie incidente et de la cible. Pour un ion totalement nu et non relativiste, cette perte d'énergie suit la loi de Bethe [133] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4 N}{m_e v_1^2} \log \frac{2m_e v_1^2}{I} \quad (\text{III.7})$$

où les indices 1 et 2 se réfèrent à l'ion incident et au noyau cible respectivement. N est la densité électronique de la cible et I le potentiel moyen d'ionisation dont la valeur moyenne est $I = 10Z_2$ eV.

Pour des ions auxquels sont encore attachés des électrons, le dE/dx est plus faible que celui donné par la formule (III.7), la charge effective Z_1^*e étant alors inférieure à Z_1e .

Pour de faibles énergies cinétiques (typiquement en dessous de 3 keV), les collisions ion-atome jouent un rôle non négligeable. Elles sont décrites par la théorie de Lindhard [137] et nous ne les détaillerons pas ici.

III.2.4 Processus d'interaction des électrons

Les électrons produits par l'interaction d'un γ dans le détecteur ou un recul nucléaire ont une énergie cinétique de plusieurs keV. Ils vont la dissiper dans le cristal en émettant des phonons dans un large spectre d'énergie [138], [139] ou en créant à leur tour des paires électron-trou, par un processus d'interaction avec les électrons de la cible similaire à celui évoqué dans le paragraphe précédent.

Cependant, les particules incidente et cible étant ici identiques, les diffusions à grand angle sont fréquentes et une fraction plus importante de l'énergie peut être perdue au cours d'une interaction. La charge de l'électron étant par ailleurs inférieure à celle d'un ion, la perte d'énergie linéaire est plus faible que pour la formule de Bethe. Elle s'écrit [133] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v_e^2} \left(\log \frac{m_e v_1^2 E}{2I^2} - \log 2 + \frac{9}{8} \right) \quad (\text{III.8})$$

Il existe une relation empirique reliant le parcours moyen¹ R d'un électron à son énergie incidente E_0 [138] :

$$R = \frac{0,064}{\rho} E_0^{1,68} \quad (\text{III.9})$$

avec E_0 en keV, R en μm et ρ densité du matériau cible en g/cm^3 . Pour un électron de 100 keV (1 MeV), on trouve $R = 30 \mu\text{m}$ (1,3 mm) dans le germanium ($\rho = 5,32 \text{ g}/\text{cm}^3$).

Le processus de création de paires électron-trou n'est possible qu'au-dessus d'un seuil² égal à $3E_{gap}/2$ [139], soit 1,12 eV dans le germanium. Au-dessous de cette valeur, l'énergie cinétique des électrons est dissipée par émission de phonons, jusqu'à un seuil de production égal à $E = m_e^2 v_{son}/2$, avec v_{son} vitesse du son dans le germanium, de l'ordre de 5 à 10 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$.

La recombinaison des paires électron-trou s'effectue alors principalement sur des impuretés contenues dans le détecteur, avec des temps caractéristiques pouvant atteindre la seconde pour les températures de fonctionnement des détecteurs ($\sim 20 \text{ mK}$). L'énergie potentielle correspondant à la création de la paire est alors restituée sous forme de phonons. Une étude détaillée des processus de thermalisation des électrons et des phonons est effectuée dans [139], le problème de la recombinaison des paires étant quant à lui abordé dans [141]. Nous retiendrons simplement ici que les paires créées vont ultimement transformer toute leur énergie en phonons.

III.3 Les détecteurs

III.3.1 La détection de chaleur dans les bolomètres

Nous venons de voir que l'énergie déposée dans le cristal par une particule incidente va ultimement être convertie en chaleur, sous forme de phonons. La détection de ces phonons permet de mesurer l'énergie initialement déposée. Elle est effectuée dans un bolomètre par le senseur thermique qui constitue le second élément composant le détecteur (le premier étant le cristal, aussi appelé absorbeur).

Nous ne donnerons pas ici une présentation générale de la bolométrie, et nous limiterons aux détecteurs massifs ($m > 1 \text{ g}$) utilisés dans le cadre de la recherche de matière noire.

III.3.1.1 Les senseurs thermiques

Les senseurs thermiques utilisés pour les bolomètres massifs sont résistifs. Il s'agit des systèmes fonctionnant à la transition entre deux états de conduction électrique : transition

¹L'électron ayant une trajectoire cahotique dans la matière, son trajet réel est en fait supérieur à R .

² E_{gap} est la largeur de la bande d'énergie interdite entre les bandes de valence et de conduction dans un semi-conducteur [140]. Elle vaut 0,746 eV pour le germanium à 0 K [133].

supraconductrice ou transition métal-isolant. L'échauffement du senseur dû à un dépôt d'énergie dans l'absorbeur va induire une variation de la résistance du thermomètre qui permet la détection de l'interaction.

On peut distinguer deux philosophies de la mesure de chaleur :

- la première est associée à la détection des premières générations de phonons, encore hors de l'équilibre thermique ($T \sim 10\text{-}20\text{ K}$) ;
- l'autre correspond à la mesure de l'échauffement induit par le dépôt d'énergie. Le système de détection utilisé dans ce cas n'est sensible (en première approximation) qu'aux phonons thermiques ($T \sim \mu\text{K}$), produits de la thermalisation finale des phonons dans les millisecondes suivant l'impact de la particule incidente.

i) Détection des phonons hors équilibre Les senseurs adaptés à la première solution sont des films minces dont on maximise la surface de contact avec l'absorbeur afin d'optimiser la collecte de phonons. Il s'agit en pratique de thermomètres à transition supraconductrice ou de couches minces d'isolant d'Anderson (à la transition métal-isolant). Ces senseurs présentent un intérêt particulier dans le cas de détecteurs chaleur + ionisation : ils rendent possible la discrimination entre les interactions proches de la surface du détecteur et celles se situant dans le volume de l'absorbeur³. Ils sont donc susceptibles d'apporter une solution au problème de mauvaise collecte de charge qui pénalise actuellement le pouvoir de rejet du bruit de fond électronique des détecteurs EDELWEISS (cf paragraphe III.3.3). Ils bénéficient pour cette raison d'un important effort de recherche et développement de la part de plusieurs groupes de recherche de matière sombre [142], [143], [144].

ii) Détection des phonons thermalisés Les senseurs NTD (acronyme de *Neutron Transmutation Doped*) sont des cubes de germanium (volume de 1 mm^3 typiquement pour un absorbeur d'une centaine de grammes) dont le fort niveau de dopage permet d'approcher la transition métal-isolant. Le dopage est obtenu par transmutation nucléaire sous flux de neutrons thermiques, la concentration de dopants étant contrôlée par la durée d'exposition et le flux de neutrons incidents [141].

La variation de résistance d'un NTD suit une loi du type Effros-Shlovskii [145] :

$$R = R_0 e^{\sqrt{\frac{T_0}{T}}} \quad (\text{III.10})$$

où T est la température des électrons du thermomètre. R_0 vaut typiquement quelques ohms et T_0 est de l'ordre du Kelvin, ce qui correspond à des valeurs de résistances de l'ordre du $\text{M}\Omega$ pour une température T de l'ordre de 20 mK .

Comme nous l'avons déjà dit, les senseurs NTD ne sont sensibles (en première approximation) qu'aux phonons thermiques. Ils mesurent donc effectivement l'élévation de la

³EDELWEISS a par exemple pu mettre en évidence un effet d'amplification du signal thermique pour des événements ayant lieu à proximité de la surface du thermomètre dans un détecteur équipé d'un thermomètre isolant d'Anderson en Niobium-Silicium [142].

température du cristal (grandeur intensive), et il n'est donc pas nécessaire que la surface de contact entre l'absorbeur et le senseur soit importante (ceci pourrait même constituer un handicap, les phonons hors-équilibre pouvant perturber la mesure du signal thermique).

Le détecteur GeAl6 est équipé d'un senseur NTD.

III.3.1.2 Modèle élémentaire de la mesure de chaleur

Le principe de détection de chaleur dans un bolomètre massif peut être modélisé simplement en considérant un système composé du bolomètre (absorbeur + thermomètre) et d'un bain froid thermalisant l'absorbeur à travers une fuite thermique G (cf figure III.3). On notera T la température de l'absorbeur, T_0 celle du bain et $\Delta T = T - T_0$. Le raisonnement suit ici celui de [139].

A $t = 0$, on a $T = T_0$. Soit un dépôt d'énergie E dans l'absorbeur à un instant $t + \epsilon$, correspondant à une puissance $E\delta_t$ avec δ_t pic de Dirac (homogène à $[T]^{-1}$) centré en $t = \epsilon$. A l'instant $t + dt$, l'énergie interne $U(t + dt)$ du bolomètre vaut :

$$U(t + dt) = U(t) + E\delta_t dt - G\Delta T dt \quad (\text{III.11})$$

la quantité d'énergie $G\Delta T dt$ ayant été évacuée vers le bain froid⁴. Comme de plus $dU = CdT$, l'équation (III.11) devient :

$$C \frac{d\Delta T}{dt} + G\Delta T = E\delta_t \quad (\text{III.12})$$

On a finalement pour $t > 0$, par intégration de (III.12) :

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{III.13})$$

avec $\tau = \frac{C}{G}$. L'amplitude maximale du signal thermique est donc reliée à l'énergie déposée par :

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (\text{III.14})$$

où C est la capacité calorifique du bolomètre (absorbeur + thermomètre). Le signal $\Delta T(t)$ donné par l'équation (III.13) est représenté dans la figure III.4.

III.3.1.3 Second modèle de mesure de la chaleur

Nous avons suivi dans le paragraphe précédent une approche thermodynamique pour présenter le problème de la mesure de chaleur. Il est également possible de modéliser le fonctionnement d'un bolomètre en abordant l'aspect de détection des phonons. Nous suivrons pour cela le raisonnement présenté dans [146].

⁴Pour dt petit, on peut en effet considérer que la puissance évacuée par le bain dépend linéairement du temps.

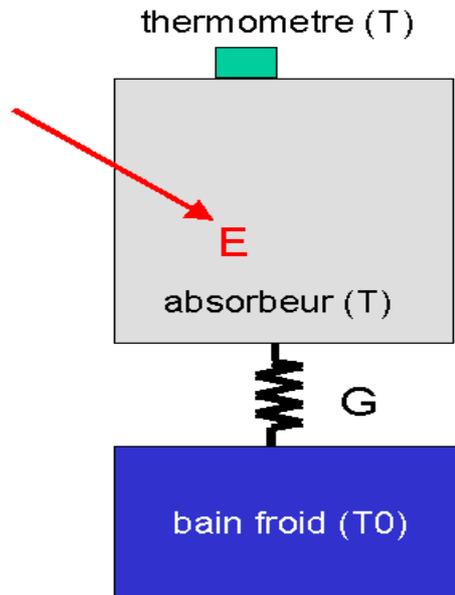


FIG. III.3: Schéma du système bolomètre + bain froid permettant une modélisation du principe de détection d'un dépôt d'énergie E dans l'absorbeur (représenté ici par la flèche).

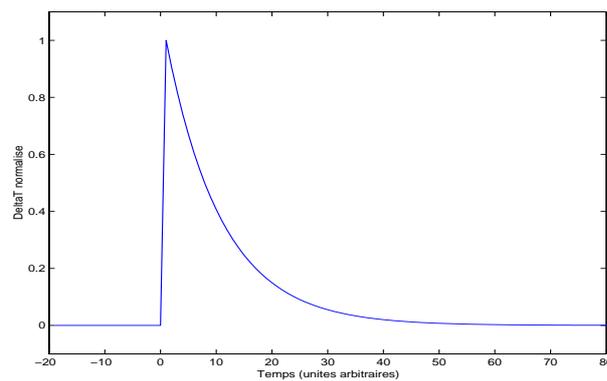


FIG. III.4: Allure théorique de $\Delta T = T - T_0$ pour le modèle élémentaire du bolomètre développé dans le paragraphe III.3.1.2. L'amplitude maximale du signal est égale à $\frac{E}{C}$ et son temps de descente est donné par $\tau = \frac{C}{G}$.

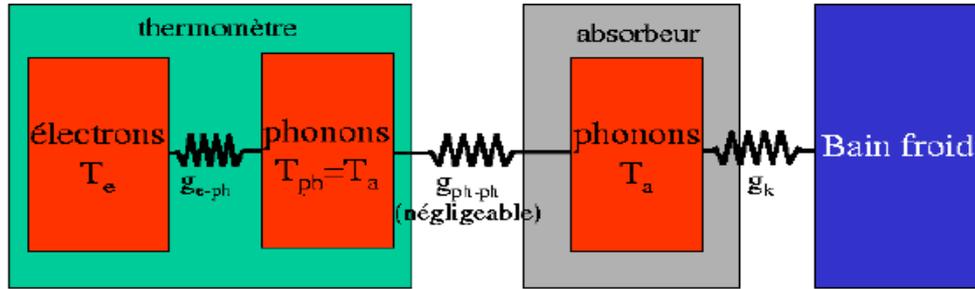


FIG. III.5: Modélisation du fonctionnement d'un bolomètre. Inspiré de [147].

Considérons trois éléments :

- les électrons du matériau thermométrique ;
- les phonons de l'absorbeur et du matériau thermométrique ;
- le bain froid généré par le cryostat.

On peut faire l'hypothèse [146] qu'un régime permanent va s'établir entre ces trois éléments. Il est alors possible de leur associer trois températures caractéristiques : T_e pour les électrons du thermomètre, T_{ph} pour les phonons et T_{bain} pour le bain froid. Ces bains sont reliés par des couplages finis g_{e-ph} et g_k (cf figure III.5). Remarquons enfin que l'on ne fait pas de distinction entre les températures des phonons de l'absorbeur et du thermomètre, le couplage entre ces deux populations pouvant être considéré comme parfait (résistance de Kapitza négligeable).

Le processus de détection d'une interaction peut alors être séquencé comme suit :

- Dans une première phase, l'énergie du dépôt initial est dissipée dans le cristal. On passe d'un très grand déséquilibre thermodynamique (cristal uniformément thermalisé à la température T_{bain} sauf au point d'interaction où la densité d'énergie est très élevée) à une situation d'équilibre, où toute l'énergie a été "diluée" dans le cristal, qui se retrouve alors à une température $T_{ph} > T_{bain}$. Cette première phase correspond à des temps caractéristiques de l'ordre de la milliseconde [139].
- Dans la deuxième phase, les phonons thermiques cèdent leur énergie aux électrons du senseur par le couplage électron-phonon. La durée de cette phase dépend du couplage (une dizaine de millisecondes pour des températures de 20 mK dans l'expérience EDELWEISS). Elle induit la variation de la résistance du senseur et donc définit le temps de montée du signal chaleur.
- Enfin, les phonons thermiques de l'absorbeur et du thermomètre vont relaxer jusqu'à la température de base T_{bain} grâce à la fuite thermique reliant le détecteur au bain froid. On se retrouve alors dans la situation précédant l'interaction. Le temps caractéristique de cette dernière phase dépend du couplage au bain froid et détermine le temps de descente du signal chaleur. Des valeurs de l'ordre de la seconde sont classiques dans le cas d'EDELWEISS.

III.3.1.4 Optimisation de la sensibilité du détecteur

i) **Sensibilité d'un bolomètre** L'élévation de température initiale de l'absorbeur $\Delta T = \frac{E}{C}$ est transformée en une variation de tension aux bornes du senseur. Dans une optique de détection, il convient évidemment d'optimiser ce transfert, ce qui revient à maximiser le rapport $\Delta V/\Delta T$ donné par :

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} = \frac{\Delta R}{\Delta T} I = \alpha \frac{R}{T} I \quad (\text{III.15})$$

α est la sensibilité du thermomètre, définie par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{d(\ln R)}{d(\ln T)} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (\text{III.16})$$

Pour un NTD, on peut simplifier l'équation précédente grâce à la loi d'Effros-Shklovskii (cf équation III.10) :

$$\alpha = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (\text{III.17})$$

α vaut typiquement de 3 à 10 [146] pour des températures de l'ordre de 10 mK.

Deux effets compétitifs entrent en jeu pour maximiser $\Delta V/\Delta T$: d'une part, le rapport dépend linéairement de I, ce qui tend à favoriser les fortes polarisations. Mais l'augmentation de I induit aussi un échauffement du senseur, ce qui nuit à la sensibilité globale du détecteur (cf équation III.17). La détermination du courant optimal passe dans la pratique par l'étude des courbes V(I) pour différentes températures de bain. Il correspond au saut le plus grand entre deux courbes isothermes.

On retiendra en conclusion de cette partie les ordres de grandeurs associés à la mesure du signal de chaleur pour un senseur NTD : le temps de montée est de l'ordre de la dizaine de μs et le temps de descente de la seconde dans les conditions classiques de fonctionnement. L'amplitude du signal thermique est pour sa part inversement proportionnelle à la capacité calorifique du détecteur. Une faible valeur de la capacité calorifique favorise donc la détection d'une interaction. Les bolomètres sont pour cette raison des détecteurs fonctionnant à des températures de l'ordre de 20 mK, pour lesquelles un dépôt de 10 keV peut être associé à une élévation de température de l'ordre de la dizaine de μK .

III.3.2 Thermalisation des détecteurs

Pour maintenir des températures de cet ordre en régime continu, on utilise des réfrigérateurs à dilution dont le fonctionnement est basé sur les propriétés de démixion du mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$. Les principes de fonctionnement de ce type d'appareils sont présentés dans [148]. Le réfrigérateur installé au LSM, présenté dans la figure III.6, a été fabriqué au CEA par P. Pari. Sa puissance de réfrigération est de 100 μW et sa température de base de 15 mK

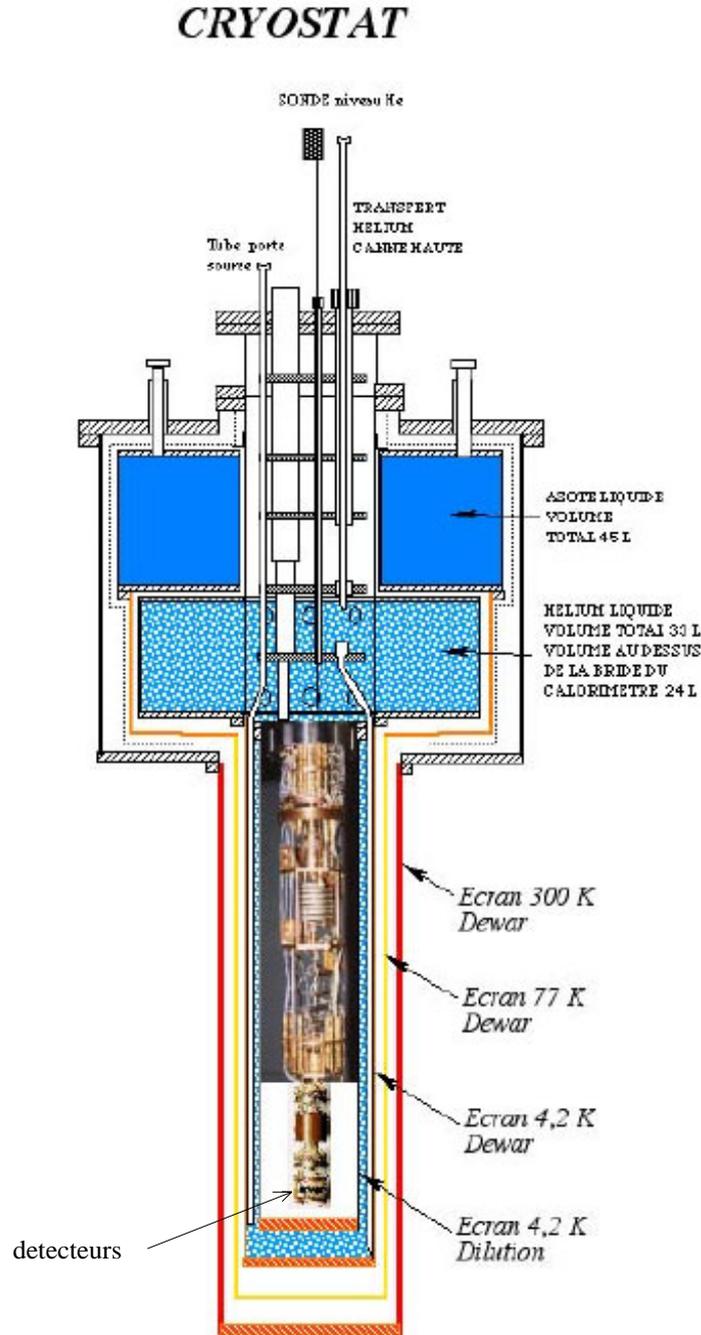


FIG. III.6: Schéma de l'unité de dilution utilisée par EDELWEISS au Laboratoire Souterrain de Modane. Des bains d'azote et d'hélium liquide isolent l'unité de dilution de l'atmosphère ambiante. Les détecteurs (ici de 70 g) sont fixés à l'extrémité de l'unité de dilution. Le calorimètre est ici noté "Ecran 4,2K Dilution". La longueur totale de l'unité de dilution est de l'ordre de 1,3 m.

environ. L'unité de dilution est placée dans une enceinte maintenue sous vide (le calorimètre) et thermalisée à 4 K par un bain d'hélium liquide.

Le boîtier en cuivre dans lequel est placé le détecteur est suspendu à l'extrémité de l'unité de dilution. La thermalisation du bolomètre est réalisée dans le cas de GeAl6 par deux fils d'or collés sur un plot d'or situé sur la surface du détecteur et reliés au boîtier par une plaque de capton (isolant électrique). Le volume du cryostat EDELWEISS I permet d'accueillir trois détecteurs de 320 g que l'on place les uns au-dessous des autres. Deux seulement (nommés GeAl5 et GeAl6) ont été montés pour la campagne de prise de données 2000-2001. GeAl5 présentant un signal ionisation très bruyant, et d'un intérêt moindre que GeAl6 car non équipé d'un d'anneau de garde (cf paragraphe III.3.3.6), il a été décidé par la collaboration de concentrer ses efforts sur GeAl6, qui a donc été le seul détecteur fonctionnant au cours de cette période.

III.3.3 Double détection chaleur et ionisation

III.3.3.1 Intérêt de la double-détection

Il existe une simple relation de proportionnalité entre l'énergie déposée E_R et le nombre moyen $\langle N \rangle$ de paires électron-trou créés dans un cristal semi-conducteur :

$$\langle N \rangle = \frac{E_R}{\varepsilon} \quad (\text{III.18})$$

Ce rapport ε appelé énergie de création de paire, ne va en fait dépendre que du type d'interactions : dans le cas d'interactions électroniques, l'énergie de création de paire vaut 2,95 eV à basse température [133]. Elle est beaucoup plus élevée dans le cas de reculs nucléaires. On a ainsi $\varepsilon \sim 12$ eV pour des dépôts supérieurs à 50 keV.

Pour une même énergie cédée au cristal, le nombre de paires créées va donc être environ 4 fois plus important pour un recul électronique que pour un recul nucléaire, ce qui permet de discriminer ces deux types d'interactions. Les sources de bruit de fond générant très principalement des événements de reculs électroniques, cette discrimination présente un intérêt évident dans le cadre de la recherche de WIMPs.

III.3.3.2 La détection ionisation

La détection ionisation réduit le choix des cibles aux cristaux semi-conducteurs (germanium ou silicium). La collaboration EDELWEISS a choisi d'utiliser le germanium, pour lequel on peut obtenir de plus grandes puretés (concentration en impuretés chargés de l'ordre de $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ typiquement), et dont le nombre de masse plus élevé ($A=72$ contre 28) constitue un avantage indéniable dans le cadre de la recherche de WIMPs pour des couplages indépendants du spin.

i) Electrodes de collecte de charge Pour permettre la collecte des charges, les faces supérieure et inférieure du détecteur sont rendues conductrices. La solution retenue

par EDELWEISS a longtemps consisté à implanter des atomes de ^{11}B et ^{31}P en surface du cristal de germanium intrinsèque. On obtient ainsi une diode de type $p-i-n$ [149] qui permet la mesure de l'ionisation (série GeX, avec X de 1 à 7). Depuis 1999, les bolomètres utilisés dans EDELWEISS (série GeAIX) sont de simples "chambres à ionisation", les surfaces du cristal étant rendues conductrices par un dépôt métallisé (évaporation de ^{26}Al) [150].

ii) Temps de collecte En appliquant une tension de polarisation V entre les deux électrodes, on impose un champ $E = V/l$ dans le volume du détecteur (l étant l'épaisseur du cristal) qui permet la dérive des charges avec une vitesse moyenne donnée par :

$$v_h = \mu_h E \quad (\text{III.19})$$

$$v_e = \mu_e E \quad (\text{III.20})$$

μ est défini comme un facteur de mobilité (exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$) et les indices h et e correspondant respectivement aux trous et aux électrons.

Dans le cas du germanium, la mobilité des électrons a été mesurée jusqu'à des températures de 7 K pour des champs de l'ordre de la dizaine de V/cm [151]. On a alors $\mu_e \sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$, et des valeurs à peine moins élevées pour μ_h . Les mesures réalisées sur des détecteurs cryogéniques pour des champs de l'ordre de quelques V/cm donnent des valeurs 10 fois plus grandes environ, les vibrations du réseau étant alors moins importantes [152]. Pour une tension de polarisation de 6 V et une épaisseur de détecteur $l = 2 \text{ cm}$, le temps de collecte t_{col}^M moyen vaut donc :

$$t_{col}^M = \frac{l^2}{\mu V} \sim 200 \text{ ns} \quad (\text{III.21})$$

III.3.3.3 Influence sur la voie chaleur

Luke [153] et Neganov ont montré qu'au cours de leur dérive dans le semi-conducteur, le choc des charges sur les atomes du réseau induit un échauffement du cristal correspondant au travail de la force de dérive.

Si V est la tension de polarisation, E_R l'énergie initialement déposée, ε l'énergie de création de paire, e la charge élémentaire et l l'épaisseur du cristal, l'énergie E_L associée à l'effet Luke-Neganov pour une paire de charge créée et collectée sur les deux électrodes s'écrit :

$$E_L = \int_0^l \vec{F} d\vec{l} = eEl = e \frac{V}{l} l = eV \quad (\text{III.22})$$

Soit, pour E_R/ε paires créées par un dépôt d'énergie E_R :

$$E_L = V \frac{e}{\varepsilon} E_R \quad (\text{III.23})$$

Dans l'hypothèse d'une collecte complète des charges, les signaux ionisation et chaleur mesurés (notés S_I et S_C) sont alors :

$$S_I = \frac{E_R}{\varepsilon} e \quad (\text{III.24})$$

$$S_C = E_R + E_L = E_R + V \frac{e}{\varepsilon} E_R \quad (\text{III.25})$$

On peut aussi écrire :

$$S_C = E_R + V S_I = \left(1 + \frac{eV}{\varepsilon}\right) E_R \quad (\text{III.26})$$

Cette dernière formule montre que le signal chaleur brut S_C est artificiellement amplifié par l'effet Luke d'un facteur $(1 + eV/\varepsilon)$ par rapport à l'énergie thermique réelle. Dans le cas d'une interaction γ ($\varepsilon \sim 3$ eV), il est le double de sa valeur réelle pour 3 V de tension de polarisation et le triple pour 6 V.

Soulignons enfin que l'effet Luke est le seul effet lié à la mesure de l'ionisation sur le signal thermique. La collecte de charges ne modifie en effet pas le bilan thermique, puisque les charges collectées se recombinent sur les électrodes et rendent l'énergie de création de paires au système dans un temps nettement plus court ($< 1 \mu\text{s}$) que la durée de thermalisation de l'absorbeur (de l'ordre de la milliseconde, cf paragraphe III.3.1.3).

III.3.3.4 Normalisation des signaux

On se ramène à des énergies (en keV) à partir des signaux bruts S_I et S_C en définissant les énergies normalisées E_I et E_C :

$$E_I = S_I \frac{\varepsilon_\gamma}{e} \quad (\text{III.27})$$

$$E_C = S_C \frac{\varepsilon_\gamma}{eV + \varepsilon_\gamma} \quad (\text{III.28})$$

Cette normalisation correspond au choix d'une convention $E_C = E_I = E_R$ pour les reculs électroniques. En pratique, les coefficients de calibration $k_C = E_C/S_C$ et $k_I = E_I/S_I$ sont déterminés à partir de la position des pics de 122 et 136 keV dans les acquisitions d'étalonnage avec une source de ^{57}Co (cf chapitre IV.3). Les énergies E_I et E_C sont alors exprimées en keV équivalent-électron. Elles correspondent donc à des valeurs correctes pour des reculs électroniques seulement.

On détermine l'énergie de recul d'un événement en retranchant l'effet Luke au signal chaleur. On a alors avec les équations (III.26), (III.27) et (III.28) :

$$E_R = \left(1 + \frac{eV}{\varepsilon_\gamma}\right) E_C - \frac{eV}{\varepsilon_\gamma} E_I \quad (\text{III.29})$$

Soit, en prenant $\varepsilon_\gamma = 3$ eV,

$$E_R = \left(1 + \frac{V}{3}\right) E_C - \frac{V}{3} E_I \quad (\text{III.30})$$

III.3.3.5 Discrimination des reculs électroniques

i) **Facteur de quenching en ionisation** La variable permettant de comparer l'ionisation induite par un recul nucléaire à celle d'un recul électronique est appelée facteur de quenching. On la notera Q_n . Elle est définie comme le rapport de la charge créée par un recul de noyau sur celle d'un recul électronique pour une même énergie de recul. On a donc les égalités suivantes :

$$Q_n(E_R) = \frac{S_I^n}{S_I^\gamma} = \frac{E_I^n}{E_I^\gamma} = \frac{\varepsilon_I^\gamma}{\varepsilon_I^n} \quad (\text{III.31})$$

Comme $E_I^\gamma = E_R^\gamma$ par construction, on peut aussi écrire :

$$Q_n(E_R) = \frac{E_I^n}{E_R^\gamma} = \frac{E_I^n}{E_R^n} \quad (\text{III.32})$$

Le facteur de quenching en ionisation du germanium a fait l'objet de plusieurs études [154]. Il est déterminé pour chaque détecteur EDELWEISS à partir de calibrations avec une source de neutrons (^{252}Cf par exemple). Sa valeur moyenne peut être paramétrée par une loi de puissance :

$$\langle Q_n \rangle = a E_R^b \quad (\text{III.33})$$

Les coefficients a et b ont été ajustés à des valeurs de $0,16 \pm 0,07$ et $0,18 \pm 0,1$ avec le bolomètre Ge4 d'EDELWEISS en 1997 [131]. On représente la courbe $\langle Q_n \rangle$ (aussi appelée ligne neutron) dans le plan (E_R, Q) sur la figure III.7.

ii) **Facteur de quenching chaleur** Les formules reliant les variables E_C , E_R et Q_n aux amplitudes brutes des signaux chaleur et ionisation S_C et S_I ne sont formellement correctes que si le facteur de quenching en chaleur Q' est égal à l'unité. C'est le cas si des interactions nucléaire et électronique déposant une même énergie E_R génèrent des signaux chaleur S_C de même amplitude.

Les mesures du facteur de quenching chaleur sont très peu nombreuses. EDELWEISS [155] a trouvé une valeur compatible avec l'unité pour un bolomètre germanium. Nous considérons donc ici que $Q'=1$.

iii) **Zone de reculs électronique et nucléaires** Les résolutions expérimentales des signaux ionisation et chaleur σ_I et σ_C induisent une erreur sur le facteur de quenching que l'on peut déterminer analytiquement par propagation d'erreur :

$$\sigma_Q^2 = \left(\frac{dQ_n}{dE_I} \right)^2 \cdot \sigma_I^2 + \left(\frac{dQ_n}{dE_C} \right)^2 \cdot \sigma_C^2 + \left(\frac{d^2 Q_n}{dE_C dE_I} \right) \cdot \sigma_{CI} \quad (\text{III.34})$$

En supposant décorrélés les signaux ionisation et chaleur, les équations (III.30) et (III.32) permettent d'écrire pour la population de reculs nucléaires et électroniques les erreurs σ_{Q_n}

et σ_{Q_γ} :

$$\sigma_{Q_n}^2 = \frac{1}{E_R^2} \cdot \left[\left(1 + \frac{V}{3} Q_n\right)^2 \cdot \sigma_I^2 + \left(1 + \frac{V}{3}\right)^2 Q_n^2 \cdot \sigma_C^2 \right] \quad (\text{III.35})$$

$$\sigma_{Q_\gamma} = \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_C^2} \cdot \frac{(1 + V/3)}{E_R} \quad (\text{III.36})$$

On verra dans le chapitre VI qu'il est en fait nécessaire d'ajouter au terme σ_{Q_n} une contribution constante C associée entre autres aux interactions multiples des neutrons. L'équation (III.35) devient alors :

$$\sigma_{Q_n} = \sqrt{\frac{1}{E_R^2} \cdot \left[\left(1 + \frac{V}{3} Q_n\right)^2 \cdot \sigma_I^2 + \left(1 + \frac{V}{3}\right)^2 Q_n^2 \cdot \sigma_C^2 \right] + C^2} \quad (\text{III.37})$$

Les limites à $\pm 1,645\sigma_{Q_n}$ et $\pm 1,645\sigma_{Q_\gamma}$ autour de la ligne neutron et de la ligne γ ($Q=1$) permettent de définir les zones correspondant à une efficacité de 90% sur les événements de recul nucléaire et électronique. Elles sont appelées respectivement zones de reculs nucléaires et zone de reculs électroniques (ou aussi zones neutron et γ) (cf figure III.7).

Les distributions Q_γ et Q_n sont donc assimilées à des gaussiennes. Cette description est formellement incorrecte⁵, mais l'ajustement de la distribution Q des calibrations ^{252}Cf montre que cette approximation reste acceptable pour une grande partie de la distribution (jusqu'à 3 σ au moins).

iv) Pouvoir de rejet Les zones neutron et γ varient comme E_R^{-1} (cf équations (III.35) et (III.36)). La discrimination entre reculs nucléaires et électroniques se dégrade donc à basse énergie, ce qui impose en pratique de définir un seuil de recul correspondant à une discrimination acceptable.

Les équations (III.35) et (III.36) montrent également que les erreurs σ_{Q_n} et σ_{Q_γ} augmentent avec σ_I et σ_C . Le seuil de discrimination dépend donc très sensiblement des résolutions du détecteur, faisant de leur optimisation une étape essentielle de la préparation à la prise de données de fond. Dans le cas des données présentées dans la figure III.7 par exemple, le pouvoir de rejet est égal à 99,9% (3,29 σ) à 25 keV compte tenu des résolutions de 1,8 keV en ionisation et 2,2 keV en chaleur à cette énergie.

On notera aussi que la tension de polarisation V joue un rôle important dans la discrimination des événements de reculs. En effet, les équations (III.24) et (III.25) montrent qu'à cause de l'effet Luke, le rapport

$$r = \frac{S_C(\gamma)/S_I(\gamma)}{S_C(n)/S_I(n)} \quad (\text{III.38})$$

⁵On peut par exemple souligner qu'une distribution gaussienne s'étend entre $\pm\infty$, alors que $Q \geq 0$.

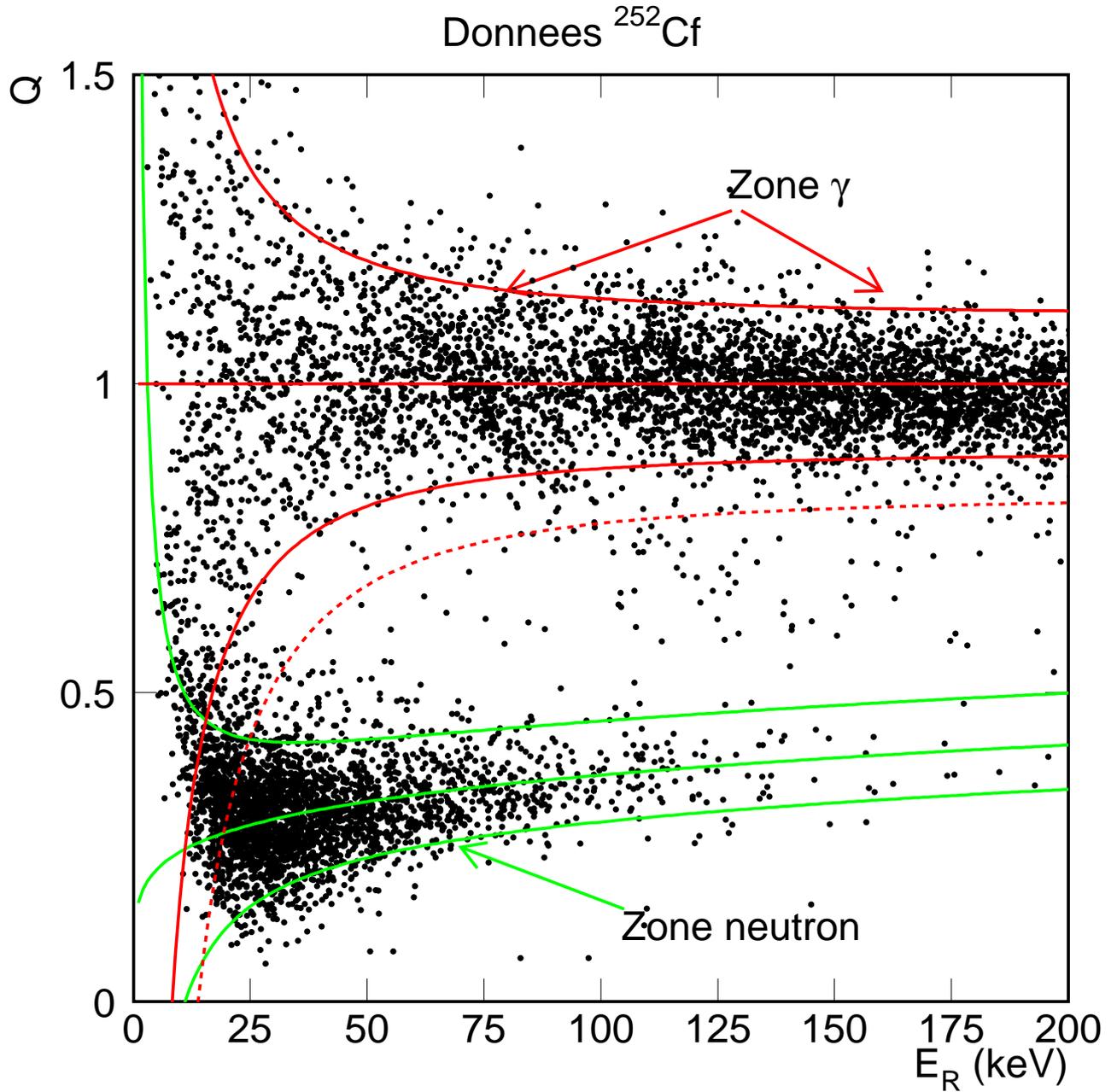


FIG. III.7: Représentation dans le plan (E_R, Q) des données obtenues par calibration du détecteur GeAl6 avec une source ^{252}Cf émettant des γ et des neutrons. Les zones de reculs électroniques et nucléaires correspondant à des efficacités de détection de 90% sur ces populations sont représentées en traits pleins autour des lignes γ ($Q=1$) et neutron ($\langle Q_n \rangle = 0,16E_R^{0,18}$) respectivement. La zone d'efficacité à 99,9% des γ est délimitée par la ligne pointillée. Elle est située ici au-dessus de la zone neutron pour des énergies supérieures à 25 keV.

varie comme :

$$r = \frac{eV + \varepsilon_\gamma}{eV + \varepsilon_n} \quad (\text{III.39})$$

et tend donc vers l'unité pour des tensions élevées. Ceci se traduit par une dépendance en puissance de V pour σ_{Q_n} et σ_{Q_γ} . En pratique, on sera donc limité à des tensions V inférieures ou égales à 6 V.

III.3.3.6 Limitation du pouvoir de rejet

La contrainte sur la tension de polarisation n'est pas sans conséquence sur la mesure de l'ionisation. Pour les faibles polarisations apparaissent en effet des problèmes de collecte de charges dont on peut dégager deux causes principales : la création d'une charge d'espace et la collecte des deux types de charge sur une même électrode pour les interactions ayant lieu à proximité de cette électrode.

i) Charge d'espace Les impuretés atomiques présentes à l'état de traces dans le cristal (or, zinc ou cadmium par exemple) peuvent piéger les charges au cours de leur collecte. Ce risque est sensiblement amplifié par la faible valeur de la tension de polarisation. De plus, le temps de vie des charges piégées se compte en jours compte tenu de la faible température. Le piégeage des charges peut donc conduire à la formation d'une charge d'espace qui modifie localement la valeur du champ électrique et nuit à une bonne collecte des charges dans cette zone.

Ce phénomène a été mis en évidence à de multiples reprises et le processus de formation de la charge d'espace longuement discuté par ailleurs [49], [133], [141], [156]. Nous ne le détaillerons donc pas ici et noterons simplement que les biseaux taillés sur les tranches des détecteurs EDELWEISS (cf figure III.1) induisent une augmentation du champ électrique dans ces zones (les électrodes étant alors distantes de 4 mm seulement). Ceci permet de limiter le risque de création de charge d'espace dans ces zones particulièrement vulnérables. La structure biseautée des détecteurs EDELWEISS présente un second atout pour une collecte de charges optimale : des calculs numériques de lignes de champ ont en effet montré [157] que pour un détecteur purement cylindrique, les charges créées dans certaines zones dérivent jusqu'à la surface de germanium nu, induisant un déficit du signal ionisation. Ce problème disparaît si les tranches du détecteur sont taillées en biseau.

La grande pureté des détecteurs et leur structure biseautée sont susceptibles de limiter le piégeage des charges, mais une lutte efficace contre ce phénomène passe surtout par une bonne "hygiène" de la prise des données.

On veille en particulier à effectuer des régénérations fréquentes de l'état de charge du cristal lorsqu'il est en fonctionnement en imposant une polarité nulle aux électrodes et en le soumettant à un flux de γ de haute énergie (source de ^{60}Co). On peut penser que les charges créées au cours de ces phases de régénération vont naturellement dériver vers les charges piégées dans le cristal et de polarité opposée et vont se recombinaison avec elles jusqu'à leur disparition.

En cours d'acquisition de fond, on impose à intervalles réguliers (typiquement 10 minutes toutes les trois heures) des cycles de polarité nulle et inverse à celle de l'acquisition pour régénérer le détecteur.

On peut penser que ces quelques précautions simples permettent de limiter la charge d'espace. On soulignera cependant qu'il est très difficile de s'assurer de son absence, le seul test réalisé consistant à vérifier visuellement qu'il n'y a pas de signaux négatifs sur une période de quelques minutes pour une polarisation positive faible (typiquement +0,5 ou +1 V) après une phase de régénération. Ce test n'offre pas une statistique suffisante pour garantir l'absence totale de charge d'espace, et ne reflète que la qualité moyenne de l'état de régénération du détecteur.

ii) Événements de surface Il a été constaté que des sources d'électrons ou de rayons X de faible énergie (quelques keV) pouvaient produire des événements à collecte incomplète de charge correspondant à $Q < 1$ [158].

L'hypothèse retenue pour expliquer ce phénomène est de considérer que ces particules, dont le libre parcours moyen dans le germanium est de quelques microns, ont une probabilité importante d'interagir à proximité de la surface du détecteur. Il n'est alors pas exclu que des charges de polarité inverse à celle de l'électrode y soient absorbées par simple effet de diffusion, leur énergie thermique étant suffisante à l'instant de leur création pour vaincre la répulsion électrostatique associée à la polarisation [49], [158]. Ce phénomène est de plus favorisé par l'écrantage du champ électrique associé à la forte densité de charges (cf chapitre V.3.1.1).

iii) Conséquence de la collecte incomplète de charges sur le pouvoir de discrimination du détecteur Nous allons calculer analytiquement les valeurs (E_R^*, Q^*) correspondant à un dépôt E_R pour un événement de surface ou à charge piégée.

Événements de surface Soit un dépôt d'énergie E_R induisant des signaux ionisation et chaleur S_I et S_C dans le cas normal. Pour un événement de surface, on aura approximativement la moitié de la charge collectée seulement. Le signal S_I^* mesuré est donc :

$$S_I^* = \frac{S_I}{2} \quad (\text{III.40})$$

et un rapport similaire entre E_I^* et E_I . Pour le signal chaleur S_C^* , on a d'après l'équation (III.26) :

$$S_C^* = E_R + VS_I^* \quad (\text{III.41})$$

$$(\text{III.42})$$

On peut alors montrer avec les équations (III.28) et (III.30) que $E_R^* = E_R$. On aura donc $Q^* = \frac{Q}{2}$. Un événement de surface est donc systématiquement translaté vers le bas dans le plan (E_R, Q) , la mesure de E_R n'étant pas affectée.

Événements de charge piégée La situation est plus confuse dans ce cas. Il est alors difficile de quantifier la fraction de charge effectivement collectée et l'effet Luke, la valeur V' du potentiel réel dans le détecteur étant inconnue. On peut néanmoins penser que la sous-estimation du signal d'ionisation est plus importante que celle de l'énergie de recul. Par conséquent, et comme dans le cas des événements de surface, les événements de charge piégée doivent être associés à des valeurs $Q^* < Q$.

En définitive, on retiendra que la mauvaise collecte de charge implique une erreur dans l'évaluation de E_C et E_I induisant une sous-estimation systématique de Q . Certains événements de reculs électroniques peuvent alors pénétrer dans la zone de recul nucléaire, limitant ainsi le pouvoir de rejet du détecteur.

Pour illustrer la limitation importante au pouvoir de rejet du bruit de fond électronique que peuvent représenter les événements à collecte incomplète de charge, nous présentons dans la figure III.8 les résultats obtenus en 1999 par la collaboration EDELWEISS avec son bolomètre Ge7. Si la double détection permet ici de rejeter 96% du bruit de fond électronique sur la plage 15-200 keV, le taux d'événements de $\sim 20 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{j}^{-1}$ [159] pour la zone de recul nucléaire reste environ 2000 fois supérieur au taux d'événements neutrons attendu (cf paragraphe III.6.2). Seuls des problèmes de collecte incomplète de charges semblent permettre d'expliquer ce résultats.

Nous avons vu dans le paragraphe i) qu'il n'existe pas de solution totalement satisfaisante au problème de charge d'espace. La situation est différente pour les événements de surface, un important effort de recherche et développement mené depuis plus de 5 ans par plusieurs groupes utilisant des bolomètres à double-détection chaleur + ionisation ayant permis de développer plusieurs parades que nous allons maintenant évoquer.

iv) Les solutions au problème des événements de surface

Electrodes segmentées Une première solution étudiée consiste à diviser une des deux électrodes de collecte de charge en deux parties (un disque central et un anneau de garde). L'idée directrice est ici d'isoler une zone centrale (aussi appelée zone fiducielle), protégée par un anneau périphérique contre les particules peu pénétrantes responsables des événements de surface émises par les matériaux radioactifs présents dans l'environnement du détecteur. On maximise ainsi pour la zone fiducielle le rapport volume/surface, tout en limitant ces surfaces aux zones *a priori* les moins vulnérables (puisque'il s'agit des faces supérieure et inférieure du détecteur, en vue avec le couvercle du boîtier du détecteur seulement). Le NTD (dont l'activité radioactive est non négligeable) est par exemple collé sur le biseau, à une distance maximale du centre du détecteur.

Les électrodes segmentées doivent donc permettre de réduire la proportion d'événements de surface dans le volume d'analyse. De plus, le champ doit théoriquement être plus homogène dans ce volume interne (pas d'effet de bords), ce qui favorise la collecte de charge.

Cette solution a le mérite d'être facile à mettre en œuvre, mais ne représente qu'une

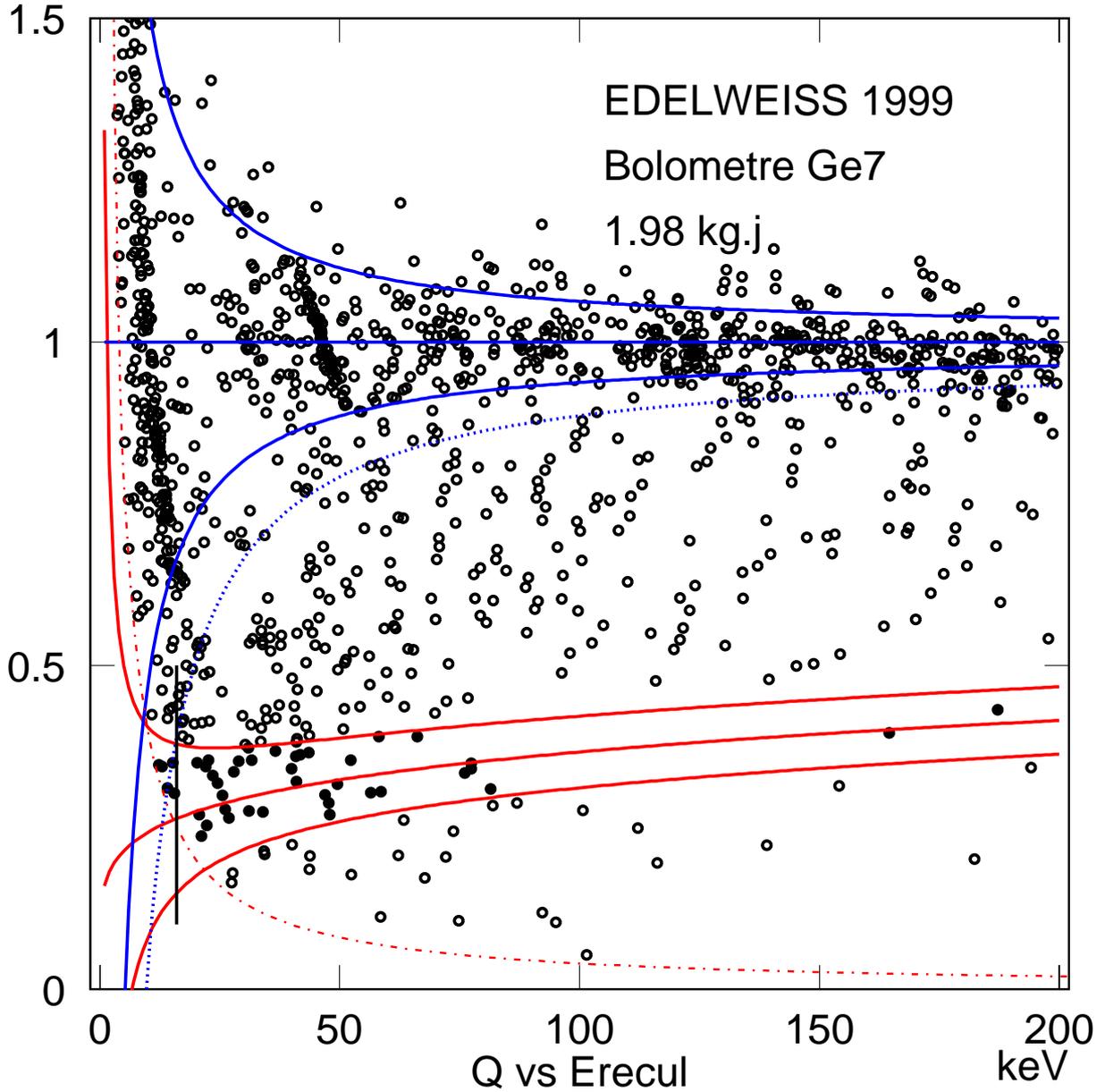


FIG. III.8: Représentation dans le plan (E_R, Q) des données de bas bruit de fond enregistrées avec le bolomètre Ge7 en 1999 pour une statistique de 1,98 kg.j. Les zones de reculs électroniques et nucléaires à 90% d'efficacité sont représentées en traits pleins autour des lignes γ ($Q=1$) et neutrons ($Q = 0,16E_R^{0,18}$) respectivement. La zone d'efficacité à 99,9% des photons est délimitée par la ligne pointillée. Elle est située au-dessus de la zone neutron pour des énergies supérieures à 15 keV (ligne verticale continue). Est également portée sur ce graphe l'hyperbole $E_I = 4.0$ keV correspondant au seuil d'analyse.

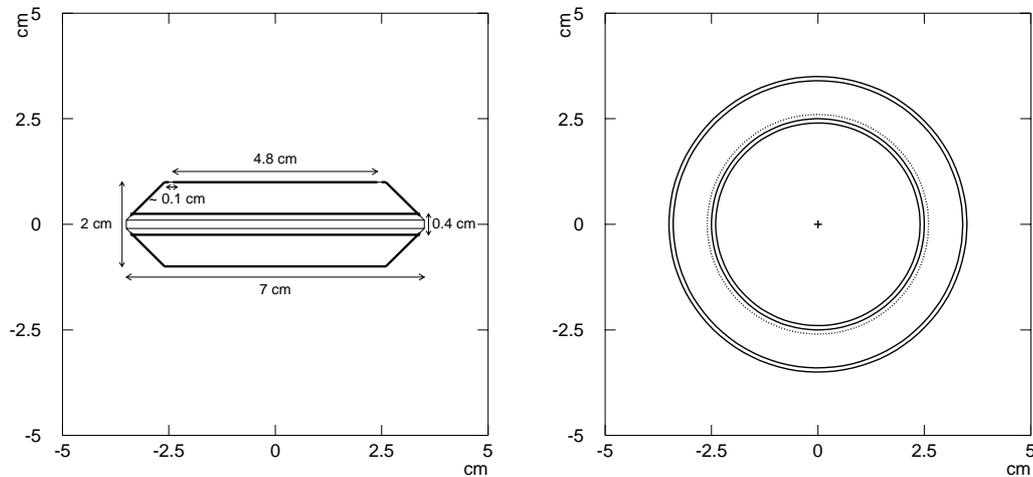


FIG. III.9: **Figure de gauche :** Schéma d'implantation des électrodes (traits épais) du bolomètre GeAl6 (vue de face). **Figure de droite :** Schéma d'implantation des électrodes du bolomètre GeAl6 (vue du dessus). Le chanfrein ($R=2.6$ cm) est indiqué en pointillés. La languette de prise de contact n'est pas représentée ici.

solution partielle au problème des événements de surface, puisqu'elle n'exclut pas leur existence dans le volume interne. Elle a été retenue par EDELWEISS pour GeAl6 [150] (cf figure III.9). La valeur nominale du rayon de l'électrode centrale R_{centre} est de 24 mm, mais varie en réalité entre 23 et 24 mm, l'implantation métallique ayant été imparfaite (cf figure III.10b). Comme $R_{garde}=25,0$ mm, la largeur de la surface de germanium nu située entre les deux électrodes varie entre 1 et 2 millimètres⁶. L'électrode située sur l'autre face est non segmentée et constitue la référence des potentiels électriques. On notera également l'existence d'une languette sur l'électrode centrale permettant la prise de contact électrique (cf figure III.10b).

Couche amorphe Une autre solution de mise en œuvre simple a été étudiée par Luke [160]. Elle consiste à déposer une couche de silicium ou de germanium amorphe de quelques dizaines de nanomètres entre le germanium cristallin et l'électrode de collecte. Du fait de sa structure non cristalline, le gap en énergie entre les couches de valence et de conduction est plus élevé pour le matériau amorphe : 1,4 eV contre 1,165 dans le cas cristallin pour le silicium. On peut alors considérer que la couche amorphe se comporte comme une barrière de potentiel à la diffusion des charges vers l'électrode de collecte (cf figure III.11).

En théorie, les charges dérivant dans le bon sens vont franchir cette barrière par effet tunnel compte tenu de sa très faible épaisseur, mais ce ne sera pas le cas pour les autres, qui dérivent vers l'autre électrode de collecte de charges. Cette solution a été testée avec

⁶On choisira dans notre analyse la valeur $R_{geo}=24,5$ mm pour le rayon moyen de séparation entre les deux électrodes. Cette valeur correspond aux spécifications nominales du détecteur.

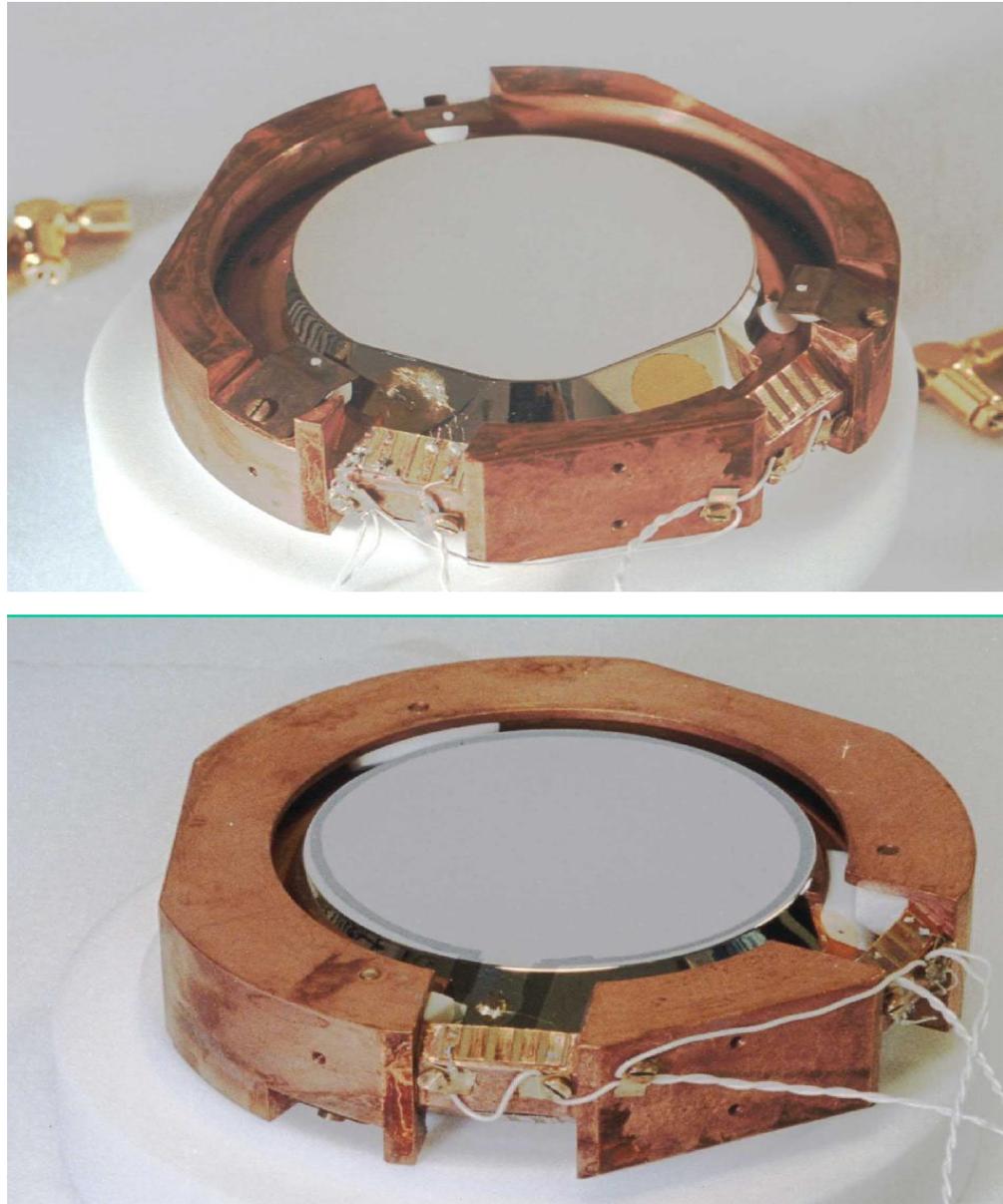


FIG. III.10: Photographies des deux faces du détecteur GeAl6 dans son boîtier. La figure du haut (figure a) représente la face de l'électrode de référence. On peut remarquer en particulier le NTD collé sur le chanfrein. La figure du bas (figure b) représente l'autre face du détecteur (électrode segmentée). On voit que la zone de germanium nu (plus sombre) séparant les deux électrodes n'a pas une largeur constante. On aperçoit aussi le point de prise de contact de l'électrode centrale sur la languette.

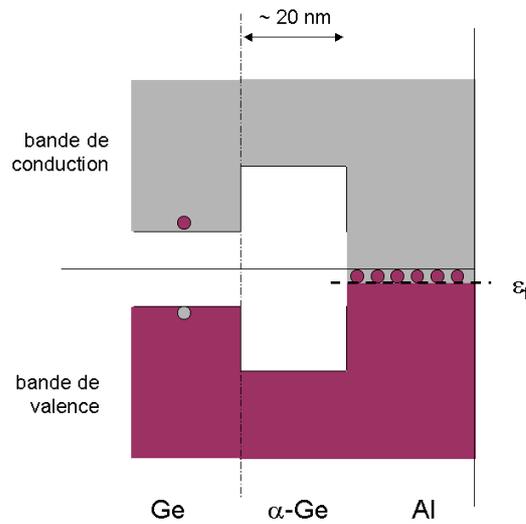


FIG. III.11: Schématisation grossière de l'interface Ge cristallin - couche amorphe - couche d'aluminium (implantée en surface). Un électron (cercle sombre) présent dans la bande de conduction (zone claire) devra passer la barrière de potentiel que constitue la couche amorphe (ici α -Ge) pour atteindre l'électrode de collecte en aluminium. Idem pour le trou (cercle clair dans la bande de valence). La ligne pointillée représente le niveau de Fermi dans l'aluminium et la ligne continue le niveau d'énergie des électrons.

succès par l'expérience CDMS [158] et a également donné des résultats remarquables dans EDELWEISS [161], qui a récemment appliqué cette technique.

Détection des événements de surface La solution la plus ambitieuse et la plus efficace au problème de collecte de charges pour les événements de surface est leur discrimination active. Des résultats encourageants ont été obtenus par EDELWEISS avec des thermomètres à couches minces [142].

Un travail est aussi mené par la collaboration au CSNSM [162] pour détecter ces événements à partir du temps de montée du signal ionisation, qui doit présenter une cassure correspondant à la fin de la collecte d'une des deux espèces de charges pour les événements de volume. L'absence de cette cassure et un temps de collecte plus long seraient la signature d'un événement de surface.

L'expérience américaine CDMS a aussi développé une technique de détection des événements de surface se basant sur la mesure du temps de montée du signal chaleur avec des thermomètres à transition supraconductrice (6 μ s pour les événements de surface contre 9 pour les événements de volume) [144].

On retiendra en conclusion pour cette partie que la double détection chaleur + ionisation permet aux détecteurs bolométriques d'EDELWEISS, en particulier, de rejeter une très grande majorité du bruit de fond. La limitation au pouvoir de rejet que représentent les événements à collecte de charge incomplète semble être en voie de résolution.

III.4 Obtention et lecture des signaux

III.4.1 Polarisation des voies chaleur et ionisation

Une particule interagissant dans l'absorbeur induit une variation de résistance du senseur thermique. Cette variation de résistance est transformée dans EDELWEISS en variation de tension par l'application d'un courant d'excitation constant aux bornes du senseur. Ce courant I_{exc} est obtenu par l'application d'une tension de référence V_{ref} aux bornes de $R_{NTD} + R_{exc}$, avec R_{NTD} impédance du senseur et R_{exc} résistance de polarisation montée en série avec le NTD (cf figure III.12). Le courant I_{exc} traversant le NTD est donc égal à :

$$I_{exc} = \frac{V_{ref}}{R_{exc} + R_{NTD}} \quad (\text{III.43})$$

La résistance de polarisation choisie est grande devant R_{NTD} , de sorte que $\Delta R_{NTD} \ll R_{NTD} + R_{exc}$. On peut donc considérer I_{exc} constant. On a typiquement $R_{exc} = 10 \text{ M}\Omega \sim 10 \cdot R_{NTD}$ et $V_{exc} \sim 50 \text{ mV}$, correspondant à $I_{exc} \sim 5 \text{ nA}$.

La polarisation continue ne représente pas la seule possibilité de polarisation du thermomètre. Il existe des alternatives plus sophistiquées, comme la polarisation par une tension sinusoïdale associée à la détection synchrone du signal (lock-in). Cette solution n'a pu être mise en œuvre avec GeAl6 étant donnée la grande capacité parasite du circuit électrique de lecture.

La polarisation ionisation est obtenue par l'application d'une différence de potentiel entre les deux électrodes de collecte (cf figure III.12), avec l'électrode de référence maintenue au potentiel nul. Une résistance de protection $R_{polar} = 50 \text{ M}\Omega$ est montée en série sur le circuit de polarisation des voies ionisation.

III.4.2 Electronique de lecture

III.4.2.1 Préamplification des signaux

Les signaux issus du détecteur sont extrêmement faibles :

- Dans le cas de la voie chaleur, les variations de température de l'ordre de $20 \mu\text{K}$ (variation de résistances de $\sim 1\%$) induites par des dépôts d'une dizaine de keV correspondent à des signaux de l'ordre du μV aux bornes du senseur thermique pour une polarisation de $I_{exc}=5 \text{ nA}$.
- Dans le cas de l'ionisation, ce même dépôt de 10 keV conduit à la création de $10000/12 \sim 1000$ charges pour un recul nucléaire, soit une charge de $\sim 10^{-16} \text{ C}$ seulement.

De si faibles amplitudes rendent évidemment les signaux très vulnérables à toutes les perturbations. Ceci impose une amplification la plus précoce et la plus propre possible. Dans cette optique, l'étage d'entrée des amplificateurs analogiques (un JFET⁷) est déporté

⁷L'utilisation d'un JFET est imposée par l'impédance élevée du signal chaleur.

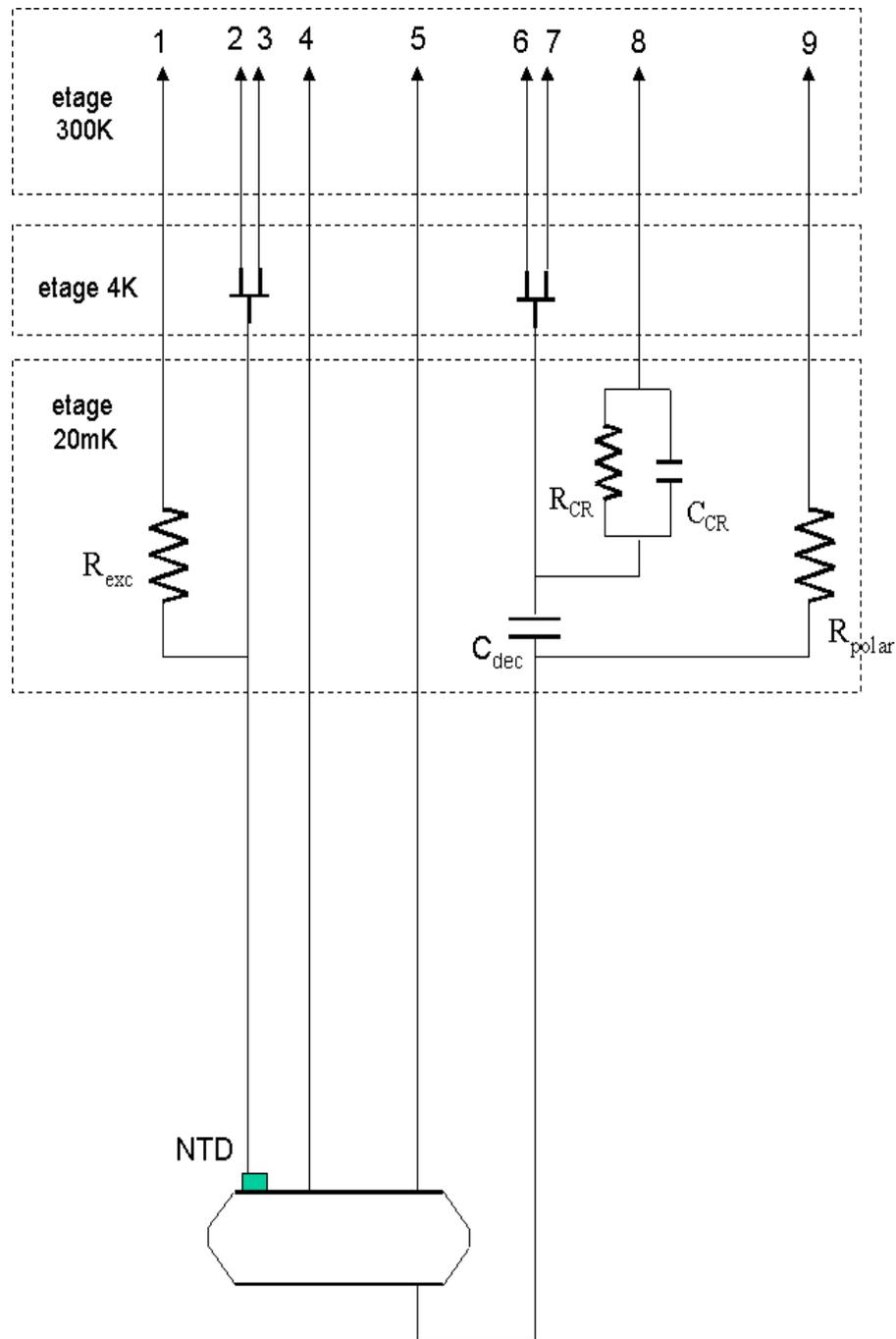


FIG. III.12: Schéma électrique de polarisation et d'amplification des voies ionisation et chaleur du bolomètre Ge7. Les polarisations ionisation et chaleur sont effectuées entre les points 9 et 5 et 1 et 4 respectivement. Les points 2 et 3 sont connectés aux entrées du préamplificateur de la voie chaleur, les 6, 7 et 8 à celles du préamplificateur de la voie ionisation. La seconde voie ionisation du bolomètre GeAl6 est traitée de manière identique à la première.

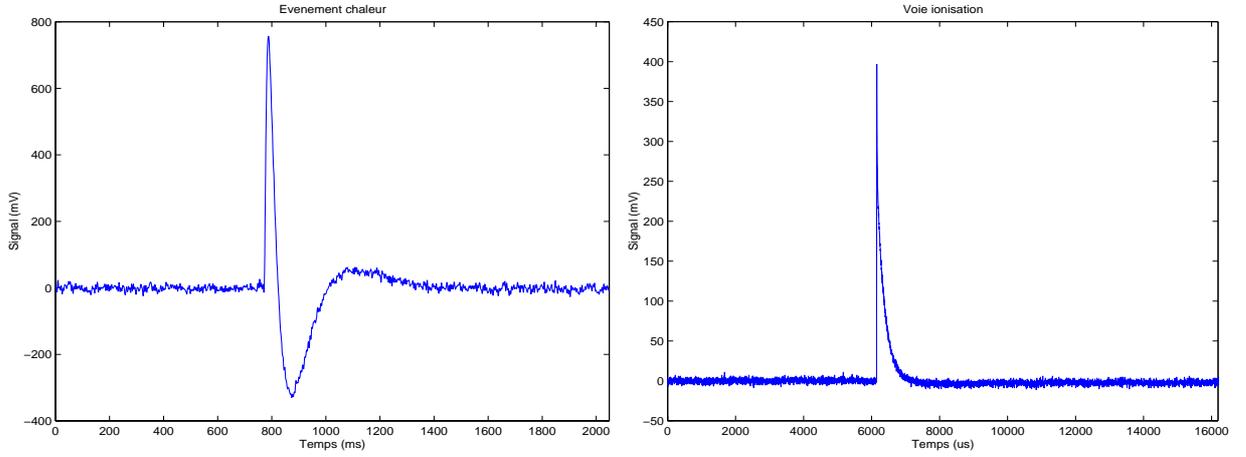


FIG. III.13: *Signaux chaleur et ionisation typiques pour un dépôt de 122 keV en bout de chaîne de lecture (après filtrage). Soulignons que l'échelle de temps est en millisecondes pour la voie chaleur et en microsecondes pour la voie ionisation.*

le plus près possible du détecteur. Ceci permet de minimiser la longueur de fil sur laquelle le signal n'est pas amplifié. Compte tenu de la forte dissipation des JFETs (9 mW chacun), il est impossible de les placer sur l'unité de dilution, sa puissance de réfrigération n'étant que de $100 \mu\text{W}$. Ils sont donc fixés à une distance approximative de 80 cm des bolomètres, au niveau dit "étage 4 K". Les JFETs sont maintenus à une température de l'ordre de 120 K par le passage du courant Source-Drain. Au moment de leur mise en route, il sont amenés à cette température par une résistance de chauffage de $3 \text{ k}\Omega$, fixée dans le boîtier les contenant, et aux bornes de laquelle on applique une tension de 9 V pendant quelques minutes.

L'amplificateur de la voie ionisation est un amplificateur de charges développé par M. Goyot à l'IPNL. Pour une capacité de contre-réaction C_{CR} , Q charges collectées sur les électrodes vont induire un signal en tension de $-\frac{Q}{C_{CR}}$ Volts en sortie. Le temps de descente du signal correspond à la décharge de la capacité dans une résistance R_{CR} montée en parallèle avec C_{CR} (cf figure III.12). On a typiquement $C_{CR} = 2 \text{ pF}$ et $R_{CR} = 50 \text{ M}\Omega$, donnant $\tau = RC = 100 \mu\text{s}$. Le temps de montée est quant à lui relié linéairement à la capacité parasite d'entrée de l'amplificateur (détecteur + câblage).

L'amplificateur de la voie chaleur est un amplificateur de tension développé au CSNSM. Son gain est réglable, et a été fixé au cours de la campagne de données de GeAl6 à 5000. Il filtre les fréquences inférieures à 3 Hz environ, ce qui explique l'allure du signal chaleur de sortie (cf figure III.13).

III.4.2.2 Système d'acquisition

Le schéma de principe du système d'acquisition est donné dans la figure III.14. Nous en faisons ici une brève description.

Une fois préamplifiés, les signaux sont acheminés par des câbles coaxiaux jusqu'à la salle d'acquisition située au-dessus de l'expérience. C'est ici que sont effectués le déclenchement de l'acquisition, la numérisation et la mémorisation des signaux.

En mode de fonctionnement normal, la décision d'acquisition est prise à partir des signaux ionisation, 1000 fois plus rapides que le signal chaleur. Des filtres analogiques et des amplificateurs de mise en forme sont placés avant le discriminateur de déclenchement afin de limiter la plage de fréquence du signal à celle attendue pour les impulsions physiques.

Lorsque un signal ionisation dépasse le seuil de déclenchement du discriminateur, la numérisation de toutes les voies est effectuée par des modules LeCroy LC6810 pour la voie chaleur et LC6848 pour les voies ionisation. Les signaux numérisés sont écrits sur le disque dur du MacIntosh d'acquisition, qui dialogue avec les modules de numérisation via une interface NUBUS.

Le logiciel d'acquisition, développé au CEA Saclay par G. Chardin permet de régler les fréquences de numérisation et la longueur des signaux, et de les visualiser. Le logiciel commande également un cycle de régénération automatisé au cours des acquisitions de longue durée (cf chapitre III.3.3.6).

La fenêtre de numérisation est choisie de manière à enregistrer la totalité du signal physique (impulsion + retour à la valeur initiale de la tension). On enregistre également le pretrigger (valeur de la tension avant l'impulsion) sur une durée fixée à $3/8^{eme}$ de la durée totale de numérisation. La plage de numérisation est typiquement de l'ordre de la seconde pour le signal chaleur et la dizaine de millisecondes pour le signal ionisation (cf figure III.13). La fréquence de numérisation est choisie de manière à obtenir plusieurs points d'échantillonnage dans la montée de l'impulsion. On a typiquement 5 kHz pour la voie chaleur et 10 Mhz pour la voie ionisation.

Cette chaîne d'acquisition a été utilisée jusqu'en août 2001. Elle a ensuite été remplacée par un système plus performant, développé au CEA. La numérisation des signaux est effectuée en continu à la sortie des amplificateurs analogiques par des modules PXI. Les données numérisées sont acheminées jusqu'au PC d'acquisition via des fibres optiques. On utilise un déclenchement numérique sur la valeur absolue des signaux garde et centre après filtrage numérique pour commander l'écriture des événements sur disque.

La numérisation précoce du signal et l'utilisation des fibres optiques présentent le double avantage d'assurer un découplage électrique entre la salle d'acquisition et l'expérience proprement dite, et de limiter la longueur de fils sur laquelle le signal est sensible aux perturbations. Ce système permet également un réglage du niveau de déclenchement plus souple que son prédécesseur.

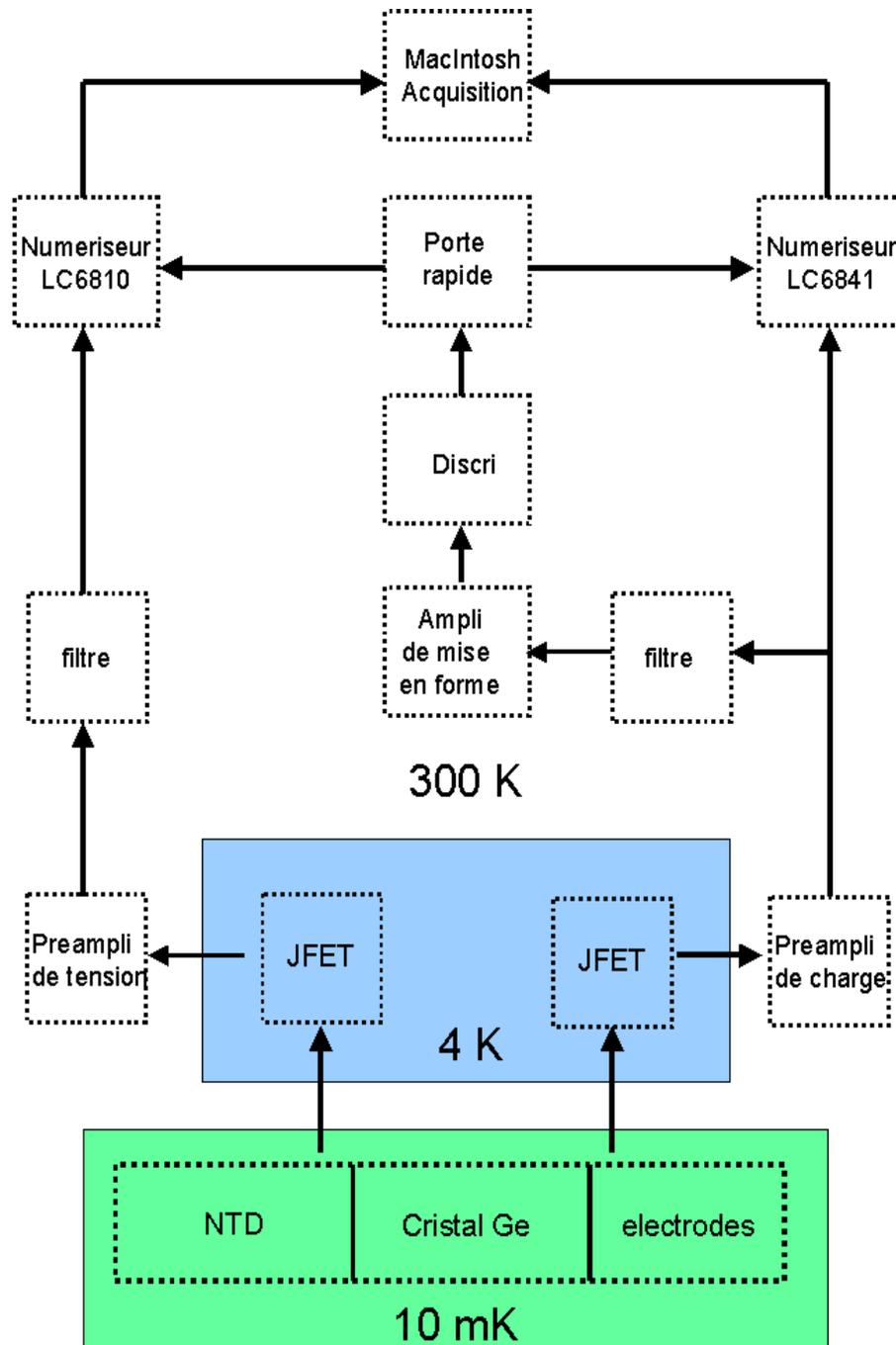


FIG. III.14: Schéma de principe du système d'acquisition pour le bolomètre Ge7 et avant août 2001. L'ajout d'une seconde voie ionisation pour GeAl6 ne change pas fondamentalement cette architecture. Cette deuxième voie est traitée de manière identique à la première. On intercale entre les sorties des deux discriminateurs et l'entrée de la porte rapide un module FAN-IN FAN-OUT qui correspond à un OU logique.

III.5 Sources de bruit

La mesure des signaux chaleur et ionisation est dégradée par des perturbations intervenant à plusieurs niveaux de la chaîne de lecture. La lutte contre ces perturbations est un aspect important de la détection bolométrique. Nous allons évoquer ici les sources potentielles de bruit et les parades développées par EDELWEISS.

Les sources de bruit internes au détecteur sont, pour la voie ionisation, les fluctuations sur le nombre de charges créées et pour la voie chaleur, les fluctuations statistiques de l'énergie interne du cristal [104] et le bruit Johnson [163] du NTD. Elles représentent une contribution négligeable à la résolution totale des signaux et ne seront donc pas détaillées ici. La dégradation est en effet due en grande partie aux perturbations intervenant au cours du transport des signaux.

III.5.1 Le bruit microphonique

Le dispositif expérimental est soumis à un ensemble de vibrations acoustiques et mécaniques dont le spectre en fréquence s'étend de 0 à plusieurs dizaines de kHz. Ces vibrations sont susceptibles de faire varier la capacité parasite du circuit ou de générer des déplacements de charges (triboélectricité) dans les fils transportant le signal, engendrant des perturbations du signal appelées bruits microphoniques.

La microphonie représentant une source majeur du bruit en bolométrie, il est essentiel de limiter les sources de vibrations du dispositif expérimental. Une description exhaustive des parades possibles est donnée dans [164]. Nous en citons simplement ici quelques-unes parmi celles mises en œuvre dans EDELWEISS :

- les pompes cryogéniques sont isolées de l'expérience par une cloison anti-bruit ;
- le dispositif expérimental est placé sur des amortisseurs afin de le découpler des vibrations provenant du sol ;
- pour limiter la propagation d'ondes de vibration dans les conduits assurant la circulation du mélange ^3He - ^4He , ces tuyaux sont enfouis dans un bac de sable et des coudes sont mis en place sur leur parcours ;
- le câblage est choisi en fonction de sa sensibilité à la triboélectricité ;
- les fils sont fixés aux montants de l'unité de dilution pour limiter leurs vibrations.

A ces contraintes de conception s'ajoutent des règles pratiques. On veille en particulier à respecter un délai d'attente après les pleins des dewars avant de reprendre des acquisitions (l'ébullition de l'hélium et de l'azote liquide augmentant sensiblement le niveau de bruit des signaux). On limite aussi au strict minimum les mouvements et paroles à proximité du dispositif expérimental au cours des calibrations, et a fortiori des prises de données de bas bruit de fond.

III.5.2 Les perturbations électromagnétiques

Les perturbations électromagnétiques se transmettent au système de lecture par rayonnement (celui-ci se comportant alors comme une antenne) ou par conduction (s'il existe un contact électrique entre le montage de mesure et les sources de perturbations).

III.5.2.1 Transmission par rayonnement

Parmi les sources susceptibles de rayonner avec une amplitude gênante, on peut citer les ordinateurs, les téléphones ou même un éclairage au néon défectueux (voir [104])! On prend donc soin d'isoler les ordinateurs et les éléments les plus bruyants de l'électronique en les déportant dans la salle d'acquisition (voir figure III.15). Le cryostat et les amplificateurs sont placés dans des cages de Faraday. Dans la même optique, les câbles coaxiaux reliant les pré-amplificateurs aux numériseurs sont systématiquement placés dans une tresse de masse.

III.5.2.2 Transmission par conduction

Il est plus difficile de se protéger des perturbations se propageant au circuit de mesure par conduction. Ces perturbations provenant principalement du secteur, on utilise systématiquement des alimentations filtrées ou des batteries pour les polarisations du détecteurs et des préamplificateurs. Un transformateur d'isolement installé sur le circuit d'alimentation des pompes améliore également le découplage entre l'expérience et le secteur. Des raccords isolants entre les tuyaux de circulation des fluides cryogéniques permettent aussi de découpler électrostatiquement les pompes du cryostat. Enfin, les perturbations sont susceptibles de se transmettre au circuit de mesure par une masse commune avec les sources de bruit. Le choix des mises à la masse doit donc être effectués avec soin.

Pour conclure sur les perturbations, on observe que les préamplificateurs représentent également une contribution non négligeable. Les JFETs en particulier se révèlent être très bruyants pour les basses fréquences (bruit en $1/f$).

III.6 Les écrans passifs

III.6.1 Rayonnement cosmique

La surface de la Terre est soumise à un flux cosmique intense (environ $1,3$ particules/cm²/minute au niveau de la mer [165]) appelé rayonnement cosmique secondaire. Les $3/4$ de ces rayons sont des muons de 4 GeV d'énergie moyenne. Parmi les 25% restants, on retrouve une composante baryonique marginale ($0,1\%$ de protons et $0,01\%$ de neutrons) (cf figure III.16).

Le rayonnement cosmique est évidemment rédhibitoire pour des expériences de bas bruit de fond. Pour s'en protéger, la meilleure solution consiste à s'abriter sous une épaisse

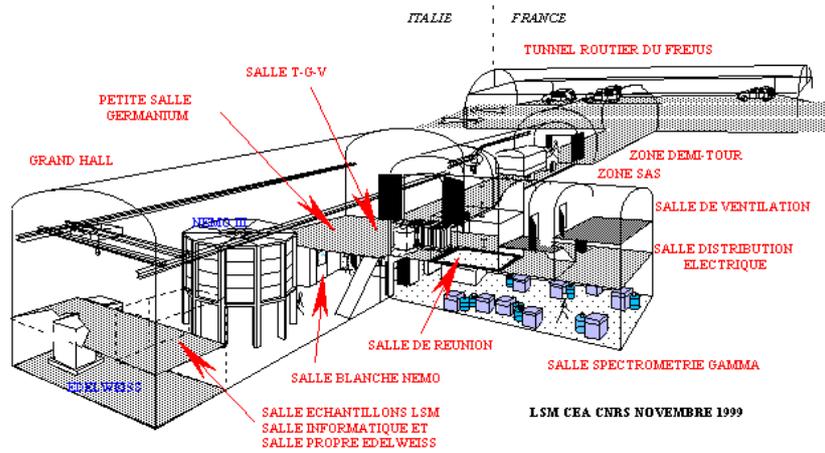


FIG. III.15: Plan du laboratoire souterrain de Modane. L'expérience EDELWEISS est localisée au fond du laboratoire, séparée du hall principal par une cloison anti-bruit. La salle blanche (utilisée pour le montage des bolomètres) et la salle d'acquisition (représentées ici en pointillés) se trouvent au-dessus du dispositif expérimental. Notons aussi que les expériences de recherche de matière noire ne sont pas les seules à s'implanter en site souterrain. NEMO[167] (Neutrino Ettore Majorana Observatory) et TGV se sont aussi installées au LSM dans l'objectif de mettre en évidence des décroissances double- β sans émission de neutrino. Quatorze spectromètres gammas permettent également d'effectuer des mesures de radioactivité à très bas bruit de fond [168].

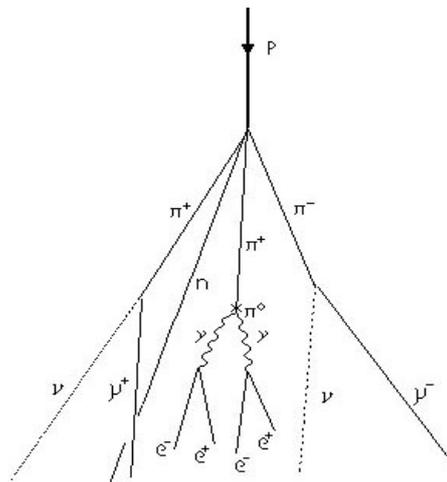


FIG. III.16: Structure typique d'une gerbe produite par l'entrée dans l'atmosphère de rayons cosmiques primaires (protons, particules α ou noyaux légers). Les particules composant cette gerbe (muons, électrons, neutrinos, neutrons...) constituent le rayonnement cosmique secondaire qui va atteindre la surface de la Terre.

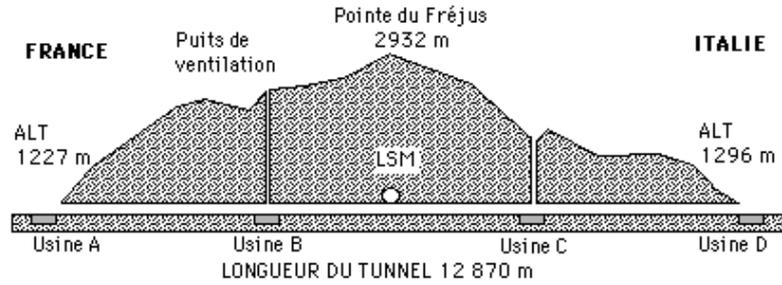


FIG. III.17: *Vue en coupe du tunnel routier du Fréjus.*

couche de matière. C'est l'option choisie par EDELWEISS en s'installant au laboratoire souterrain de Modane (cf figure III.15). Protégé par les 1700 mètres de roche (équivalent à 4500 m d'eau) qui le sépare de la Pointe du Fréjus (cf figure III.17), le LSM est soumis à un flux de muons de $4,2/\text{m}^2/\text{jour}$ [166] correspondant à une atténuation d'un facteur $2 \cdot 10^6$ environ par rapport à la surface. Les autres composantes du flux cosmique, beaucoup moins pénétrantes, n'atteignent pas le laboratoire.

III.6.2 Bruit de fond neutron

Un neutron interagissant dans le détecteur y laisse une signature indiscernable de celle d'un WIMP. Il est donc vital de maîtriser ce bruit de fond.

La couverture rocheuse permet de rejeter complètement la composante baryonique du flux cosmique. Néanmoins, le flux de neutrons est égal à $1,6 \cdot 10^{-6} /\text{m}^2/\text{s}$ au LSM [169]. On peut distinguer trois origines principales à ce flux : la radioactivité naturelle de la roche (fission spontanée de l'Uranium et du Thorium), les réactions de type (α, n) à partir des α émis par ces noyaux, et les interactions des muons avec la matière autour et dans le laboratoire.

Pour ce dernier processus, les neutrons émis sont principalement le produit de collisions inélastiques profondes des muons avec les noyaux (échange d'un γ virtuel). La majeure partie de ce spectre se trouve au-dessus de 10 MeV [170], et s'étend jusqu'à des énergies de quelques GeV. Les neutrons issus de la radioactivité de la roche (fission et réactions (α, n)) ont une énergie moyenne beaucoup plus faible (3 MeV environ [169]).

Il est assez délicat de calculer avec précision les flux respectifs des trois contributions. En effet, de nombreux paramètres doivent être pris en compte (comme par exemple l'épaisseur de la couche de béton recouvrant l'enceinte du laboratoire, la quantité d'eau présente dans la roche, voire même la diffusion des particules dans le laboratoire). On peut néanmoins estimer en première approximation que l'intensité du processus de production muonique reste négligeable [171] devant celle liée à la radioactivité de la roche.

Les simulations réalisées par les codes de calcul GEANT et MCNP estiment un taux d'événements associés à ces neutrons de l'ordre de $1 /\text{kg}/\text{j}$ dans le détecteur [171] pour un seuil de 30 keV, ce qui représente une limitation sérieuse de la sensibilité d'EDELWEISS

I. En conséquence, une enceinte de 30 cm de paraffine a été mise en place autour du cryostat en 1998. Elle permet de ralentir efficacement les neutrons, le taux d'événements associé est alors divisé par un facteur 100 au dessus de 30 keV d'énergie de recul [171].

III.6.3 Radioactivité β et γ

Si la double détection permet de discriminer les reculs électroniques des reculs nucléaires, il n'en est pas moins vital de réduire au minimum le bruit de fond engendrant ces reculs électroniques, ne serait-ce que parce que le pouvoir de discrimination est fini. Pour la gamme d'énergie de 30-200 keV qui nous intéresse, ce bruit de fond correspond aux photons et électrons produits par la radioactivité ambiante.

Les électrons produits par radioactivité β sont très peu pénétrants. Les boîtiers en cuivre entourant les détecteurs fournissent donc une protection efficace contre les β produits à l'extérieur. Il convient de souligner cependant que leur faible pouvoir de pénétration rend les β d'autant plus dangereux, puisqu'ils sont susceptibles de générer des événements de surface (cf paragraphe III.3.3.6). Une pollution β sur la surface des détecteurs ou en vue directe de ceux-ci seraient donc désastreuse.

Le rayonnement électromagnétique est la source de bruit de fond la plus intense. Les sources sont multiples et couvrent une gamme d'énergie très large (à partir du seuil de détection jusqu'à 15 MeV environ [175]). On se protège des sources extérieures par un contrôle strict de l'environnement du détecteur et la mise en place d'un écran Plomb-Cuivre autour de l'expérience.

- L'écran Plomb-Cuivre : Cet écran, mis en place sous celui de paraffine, est composé de 15 cm de plomb et 10 cm de cuivre. Le plomb réduit efficacement le flux de γ ($Z=82$), la couche de cuivre arrêtant les rayons X émis par le plomb et les photons de faible énergie. De plus, une plaque en plomb archéologique⁸ est placée à quelques centimètres au-dessus des détecteurs.

- La sélection des matériaux : la lutte contre le bruit de fond passe aussi par la sélection de matériaux faiblement radioactifs. Le taux de radioactivité de chaque pièce utilisée dans le dispositif expérimental est ainsi systématiquement contrôlé à l'aide d'un spectromètre γ (également installé au LSM). Il doit être d'autant plus faible que la pièce est proche du détecteur. Les supports des détecteurs sont composés exclusivement de cuivre dont la radioactivité a été mesurée à 0,0125 Bq/kg.

⁸Le plomb archéologique présente sur le plomb "classique" l'avantage d'avoir une concentration en ²¹⁰Pb (isotope émettant en particulier des rayons X de 46.5 keV) nettement moins importante, celui-ci ayant une période de demi-vie de 22 années. Ceci en fait bien entendu une denrée très prisée des expériences de bas bruit de fond. Le plomb dont il est question ici date du IV^{ème} siècle [172]. Cette datation a été effectuée à partir du ¹⁴C contenu dans les inclusions de charbon provenant du bois ayant servi à fondre le plomb.

- Le bruit de fond lié au Radon : le ^{222}Rn est un gaz rare présent dans la chaîne de désintégration du ^{238}U avec une période de demi-vie de 3,825 jours [174]. Il se répand dans l'atmosphère du laboratoire avant de se désintégrer en ^{218}Po . Son taux dans le LSM est continuellement contrôlé et sa valeur moyenne se situe aux alentours de 10 Bq/m^3 [175]. On assure la circulation d'un flux d'azote gazeux dans l'enceinte entourant le cryostat afin d'empêcher son accumulation autour des détecteurs.

- Le bruit de fond propre du détecteur : Le détecteur lui-même va être une source de radioactivité. Elle est principalement due au NTD [173], mais l'absorbeur constitue lui aussi une contribution. Des noyaux instables peuvent en particulier être créés par cosmogénèse quand le détecteur est encore à la surface, par exemple via des réactions sur l'isotope ^{70}Ge du type $^{70}\text{Ge}(n,3n)^{68}\text{Ge}$. Le ^{68}Ge produit alors du ^{68}Ga par un processus de capture électronique (demi-vie de 278 jours). La réorganisation des couches électroniques du noyau ^{68}Ga est associée à l'émission de rayons X dont la somme des énergies est égale à l'énergie de liaison d'un électron de la couche K, soit $10,37\text{ keV}$ [174]. Compte tenu de sa longue période de demi-vie, l'activité radioactive associée à la désintégration du noyau de ^{68}Ge va rester significative longtemps après que le détecteur ait été installé en site souterrain.

Il est impossible de se protéger de ce bruit de fond, la seule solution consistant à minimiser la durée d'exposition du détecteur au flux cosmique en surface et d'attendre ensuite en site souterrain que l'activité radioactive diminue. La raie de $10,37\text{ keV}$ permet néanmoins - tout comme celle de $46,52\text{ keV}$ du ^{210}Pb - de vérifier la qualité et la stabilité de l'étalonnage en énergie du détecteur.

La lutte contre le bruit de fond a constitué une priorité pour EDELWEISS entre 1997 et 1999, avec la mise en place de l'écran de paraffine, de la circulation d'azote et une attention tout particulière accordée au choix des matériaux. Cet effort s'est concrétisé par une réduction du taux d'événements de $\sim 35\text{ kg}^{-1}\text{j}^{-1}\text{keV}^{-1}$ pour le bolomètre Ge4 [131] à $\sim 3\text{ kg}^{-1}\text{j}^{-1}\text{keV}^{-1}$ pour Ge7 [159]. Le spectre du facteur de quenching des données enregistrées avec ces deux détecteurs montre que cette réduction se situe principalement dans la plage des quenching correspondant aux γ ($Q=1$) et β ($Q\sim 0,5$) (cf figure III.18). Le gain étant plus faible pour la zone de recul nucléaire ($Q\sim 0,3$), les données 1999 n'ont cependant pas permis de dériver une limite intéressante sur la section efficace de diffusion des WIMPs.

Nous avons présenté dans ce chapitre quelques uns des aspects liés à détection bolométrique. Nous avons aussi montré comment les contraintes de sensibilité et de rejet du bruit de fond relatives à la détection directe de WIMPs étaient prises en compte dans l'expérience EDELWEISS.

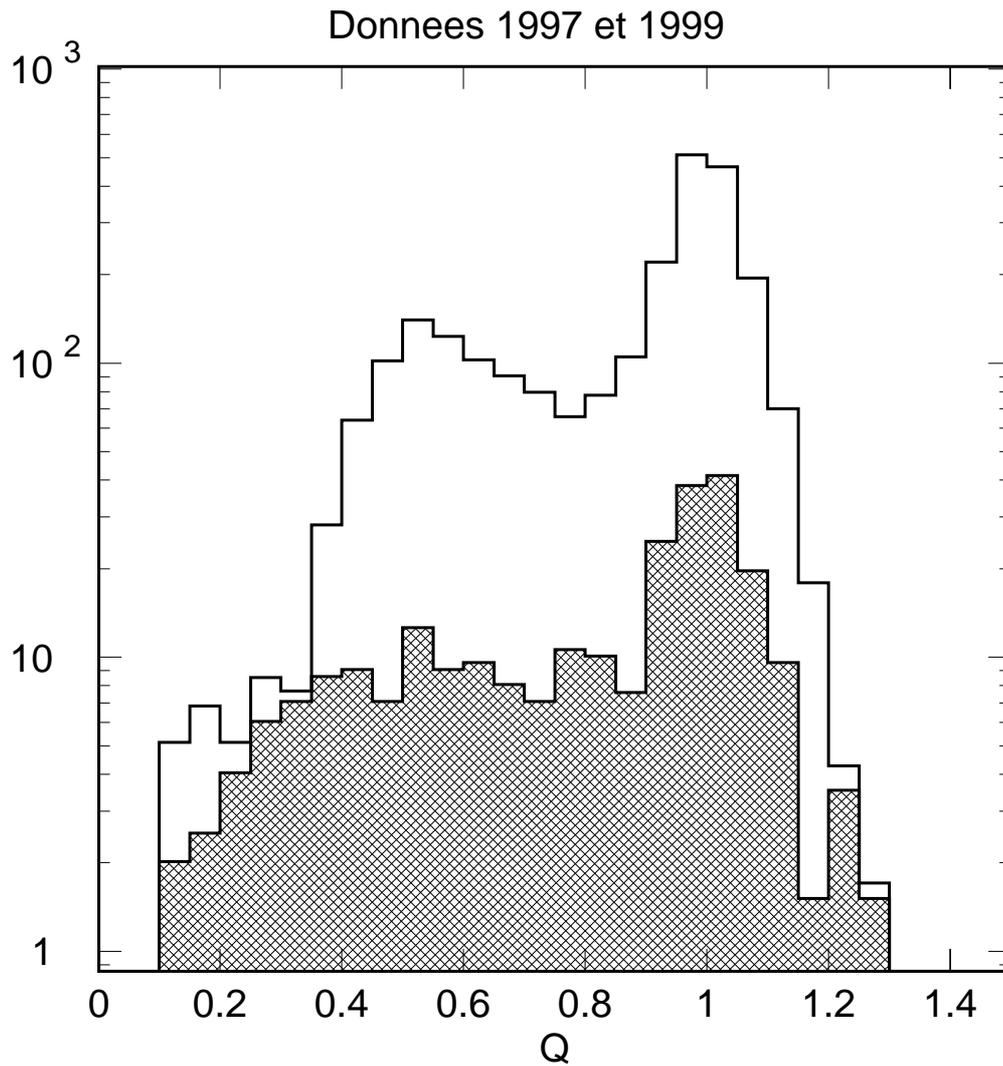


FIG. III.18: *Histogramme du facteur de quenching Q normalisé en $\text{kg}^{-1}\cdot\text{jour}^{-1}$ pour les données enregistrées avec les détecteurs Ge4 en 1997 et Ge7 en 1999 (hachuré) sur la plage d'énergie de recul 20-100 keV.*

Chapitre IV

Traitement des données

Ce chapitre détaille les méthodes employées pour évaluer les énergies ionisation et chaleur à partir des enregistrements des signaux centre, garde et chaleur, ainsi que les techniques utilisées pour déterminer les résolutions associées à ces énergies (paragraphe IV.4) et les seuils d'analyse (paragraphe IV.5).

IV.1 Ajustement des amplitudes

Nous appelons "signal physique" l'information sur l'énergie déposée par une particule contenue dans les signaux chaleur et ionisation. Cette information est dégradée au cours de son transfert entre le détecteur et le système d'acquisition par l'ensemble des perturbations évoquées dans le chapitre III.5. Pour réduire l'influence du bruit de fond dans l'évaluation des amplitudes des signaux, on emploie une méthode basée sur l'ajustement d'un gabarit aux signaux enregistrés. D'autres méthodes ont déjà été développées au sein de la collaboration EDELWEISS au cours des dernières années pour filtrer les signaux bolométriques. On peut citer par exemple l'analyse par filtrage optimal [44] ou l'analyse par ondelettes [176]. Elles sont plus délicates à mettre en œuvre et n'ont pas été retenues car n'améliorent pas la résolution de manière significative.

IV.1.1 Principe

La réponse du détecteur à un dépôt d'énergie étant linéaire pour les voies ionisation et chaleur, les signaux physiques correspondent à une transformation homothétique d'un signal de référence. Le traitement des données consiste à déterminer un gabarit de forme similaire à ce signal de référence et à l'ajuster aux signaux enregistrés avec la méthode des moindres carrés. Ceci doit permettre de moyenniser la composante de bruit non corrélée au signal et de période inférieure à la moitié de la largeur de la fenêtre d'acquisition.

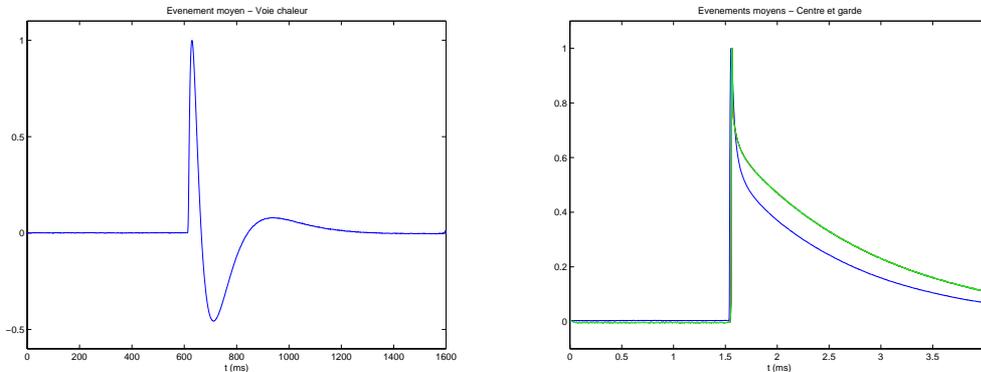


FIG. IV.1: *Exemples d'événements moyens pour les voies chaleur (à gauche) et ionisation (à droite, trait continu pour la garde et pointillé pour le centre). L'amplitude maximale de l'événement moyen est normalisée à l'unité.*

IV.1.2 Construction du gabarit

La plupart des contributions au bruit sont décorrélées du signal physique. On peut par conséquent considérer qu'un "événement moyen", construit par sommation d'un grand nombre d'impulsions, doit constituer une bonne approximation du signal de référence. La figure IV.1 représente les événements moyens des voies chaleur, centre et garde obtenus par somme d'une vingtaine d'événements.

Précisons qu'il existe une diaphonie électrique entre les voies centre et garde, due en partie à l'existence d'une capacité parasite entre l'électrode centrale et l'anneau de garde (évaluée par le constructeur du détecteur à 20 pF). Ceci implique qu'un signal est présent sur la voie m ($m = i$ ou g) même si la charge est collectée uniquement sur l'électrode n (événement dit pur n ($n = g$ ou i)). Ce phénomène, illustré dans la figure IV.2, doit être pris en compte dans la construction de l'événement moyen dans la mesure où les allures des signaux centre et garde sont différentes (cf figure IV.1b). Ainsi, pour construire un événement moyen propre à la voie m , il est nécessaire de sélectionner des signaux m purs.

En pratique, les événements moyens des voies centre et garde sont construits à partir des acquisitions effectuées pendant des calibrations ^{57}Co et ^{60}Co . Ils ne sont changés que lorsque les conditions d'acquisition (filtrage en particulier) sont modifiées.

On construit pour la voie chaleur un événement moyen pour chaque acquisition. L'allure du signal chaleur dépend en effet directement de paramètres susceptibles de varier au cours du temps (sensibilité et température du thermomètre en particulier).

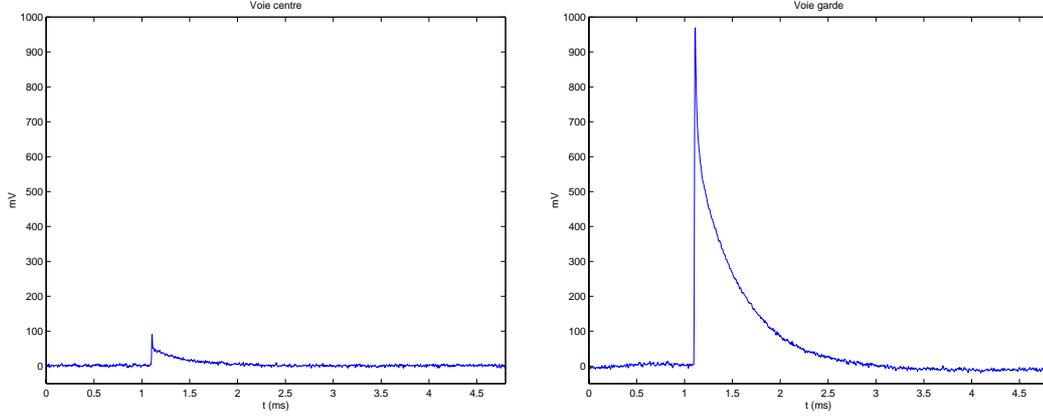


FIG. IV.2: *Signaux des voies centre et garde illustrant l'effet de diaphonie. L'ajustement des gabarits (non représenté ici) montre que le signal de la voie centre (à gauche) a une allure identique à celui de la voie garde (à droite).*

IV.1.3 Ajustement des gabarits

IV.1.3.1 Paramètres d'ajustement

Si l'événement moyen est noté $\mathfrak{M}(t)$, alors le gabarit ajusté aux données s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathfrak{G}(t) = a + b \cdot t + k \cdot \mathfrak{M}(t - t_m) \quad (\text{IV.1})$$

Il existe donc quatre paramètres d'ajustement du gabarit aux données :

- a permet d'ajuster la valeur moyenne du signal ;
- b permet d'ajouter une variation linéaire du signal avec le temps ;
- k est le facteur d'homothétie appliqué à l'événement moyen \mathfrak{M} . \mathfrak{M} étant normalisé à l'unité, k est aussi la mesure de l'amplitude maximale du signal, que l'on note A_m , avec $m = i, g$ et c pour les voies centre, garde et chaleur respectivement (un lexique des variables utilisés dans ce document est donné en annexe B) .
- t_m (avec $m = i, g$ et c) permet de traduire en temps l'événement moyen pour le synchroniser avec l'impulsion.

Le programme de traitement des données, développé avec le logiciel MATLAB [177], permet de fixer les valeurs de certains paramètres pendant l'ajustement. On impose par exemple de manière systématique une valeur nulle au paramètre b ¹. Il est aussi fréquent de fixer t_c à sa valeur moyenne : le déclenchement étant effectué sur les voies ionisation

¹On relâche cette contrainte pour le traitement d'événements pathologiques, comme par exemple un signal chaleur enregistré sur la descente d'une impulsion antérieure au déclenchement.

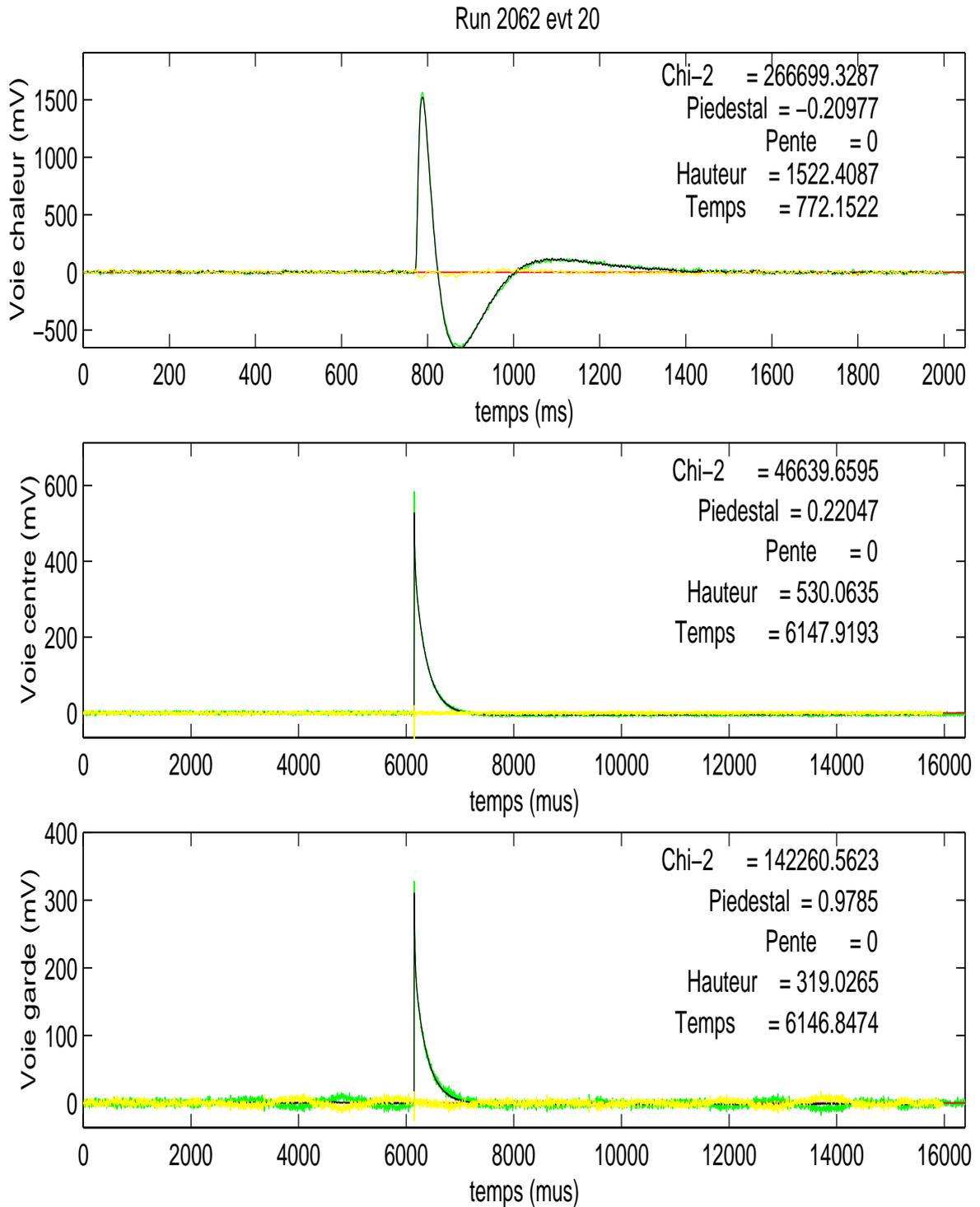


FIG. IV.3: Ajustement des événements moyens aux signaux chaleur (haut) centre (milieu) et garde (bas). Les gabarits sont représentés en teinte sombre, les données en teinte intermédiaire et le résidu de l'ajustement, qui correspond en théorie au bruit seul, en teinte claire. Sont également reportées sur cette figure les valeurs du χ^2 et des paramètres ajustés a (Piedestal) b (Pente) A_m (Hauteur) et t_m (Temps) pour les trois voies. Le paramètre b est fixé à 0.

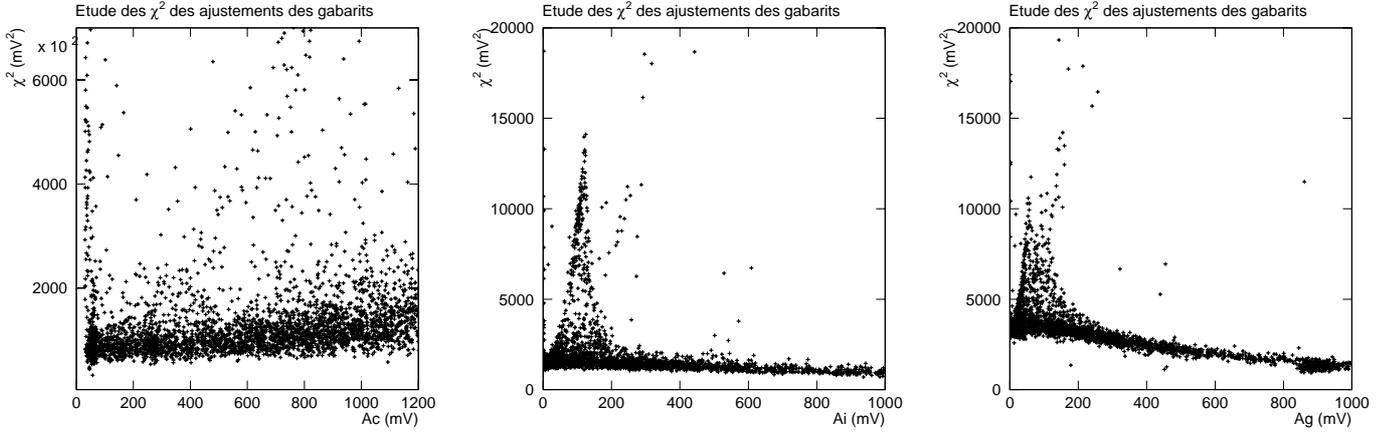


FIG. IV.4: Représentation des χ^2 des ajustements des gabarits aux données en fonction de l'amplitude des signaux pour une calibration ^{60}Co . Les χ^2 varient peu avec l'amplitude, confirmant l'hypothèse de linéarité des signaux en première approximation. Les événements pour lesquels on observe une forte dépendance du χ^2 à l'amplitude (figure du milieu et de droite respectivement) sont associés à des signaux de diaphonie.

(mille fois plus rapides que les voies chaleur), le début de l'impulsion de la voie chaleur doit en effet systématiquement se situer pour tous les événements à la même position par rapport au début de l'enregistrement.

IV.1.3.2 Qualité de l'ajustement

L'ajustement du gabarit aux données est effectué par minimisation du paramètre χ^2 , défini ici par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M (S_i(t_i) - \mathfrak{M}_i(t_i - t_m))^2 \quad (\text{IV.2})$$

où M est le nombre d'échantillons du signal et $S(t)$ le signal enregistré.

On présente dans la figure IV.3 un ajustement des gabarits aux trois voies pour un événement enregistré au cours d'un étalonnage ^{60}Co le 02 novembre 2001. Cet exemple donne une illustration du filtrage par le gabarit de l'oscillation présente sur la voie garde.

Les valeurs du χ^2 et des paramètres a , b , A_m et t_m des trois voies sont enregistrées pour chaque événement analysé. L'étude de la dépendance du χ^2 en fonction de l'amplitude A_m des signaux permet de contrôler la bonne qualité du gabarit. La figure IV.4 représente l'exemple d'une acquisition ^{60}Co réalisée le 27 octobre 2000. Ce test permet de confirmer l'hypothèse d'homothétie des signaux et valide le choix d'analyse par événement moyen. Il existe une conséquence de la diaphonie dans l'ajustement des signaux : l'allure du signal de diaphonie étant celle de l'autre voie, l'ajustement du gabarit au signal n ($n = c$ ou g)

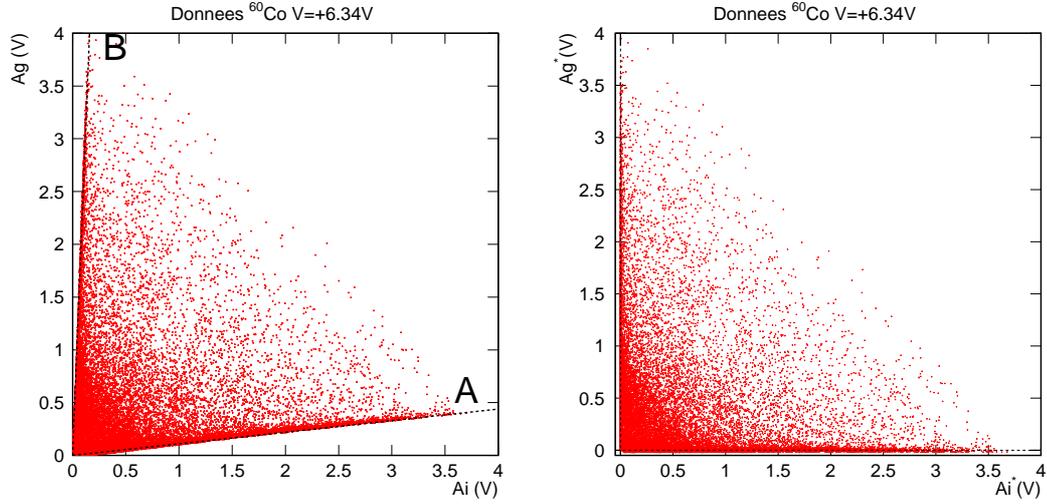


FIG. IV.5: **Figure de gauche :** *Biplot* (A_i, A_g) pour une calibration ^{60}Co . **Figure de droite :** *Biplot* (A_i^*, A_g^*) pour les mêmes données.

est de mauvaise qualité si la charge est intégralement collectée sur la voie m ($m = g$ ou c), et ce d'autant plus que l'amplitude du signal n est importante. Cet effet se manifeste dans les figures IV.4b et c pour les populations d'événements dont la valeur du χ^2 varie effectivement sensiblement avec l'amplitude.

IV.2 Diaphonie des voies ionisation

IV.2.1 Bi-plot (A_i, A_g)

On peut représenter, pour chaque événement, l'amplitude de la voie centre (A_i) en fonction de celle de la voie garde (A_g). Pour une prise de données avec une source ^{60}Co par exemple, on obtient typiquement le graphe représenté dans la figure IV.5a. Trois catégories d'événements peuvent être distinguées : ceux situés le long de la droite A, ceux situés le long de la droite B et enfin ceux répartis entre ces deux extrêmes. Ces trois populations peuvent respectivement être associées à une collecte de charge complète sur les électrodes centre et garde ou répartie entre les deux.

La diaphonie est mise en évidence ici par le fait que les droites A et B ne sont pas verticale et horizontale respectivement.

IV.2.2 Correction de la diaphonie

Pour déterminer l'amplitude réelle des signaux ionisation, il convient de corriger l'effet de diaphonie parasitant les amplitudes A_i et A_g . En considérant celui-ci comme linéaire,

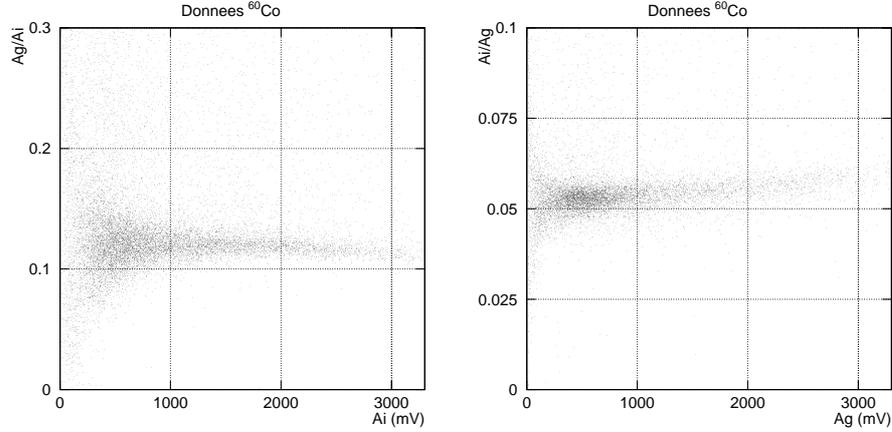


FIG. IV.6: Représentation des rapports A_g/A_i et A_i/A_g en fonction de A_g et A_i pour une calibration ^{60}Co . La figure de gauche correspond à un zoom autour de la droite A dans le plan (A_i, A_g) (cf figure IV.5a), celle de droite à un zoom autour de la droite B. Cette figure met en évidence une relation non linéaire au deuxième ordre entre les amplitudes A_i et A_g .

on écrira cette correction sous la forme suivante :

$$A_i^* = (A_i - d_i A_g) \quad (\text{IV.3})$$

$$A_g^* = (A_g - d_g A_i) \quad (\text{IV.4})$$

les coefficients de diaphonie d_g et d_i étant respectivement la pente et l'inverse de la pente des droites A et B.

Les événements de diaphonie étant mal ajustés (cf figure IV.4), le rapport A_i/A_g (cf figure IV.6) n'est pas constant dans notre analyse. Notons cependant que ce biais reste très faible dans la gamme d'énergie [0-200 keV] qui nous concerne. Pour les données présentées dans la figure IV.6b par exemple, le rapport A_i/A_g ne s'écarte sensiblement d'une valeur constante que pour $A_g > 1000$ mV, ce qui correspond à des énergies de l'ordre de 500 keV.

On se contentera de manière générale d'effectuer la correction linéaire donnée dans les équations (IV.3) et (IV.4). Dans le cas particulier des données ^{60}Co , on corrigera la non-linéarité en prenant en compte la loi de dépendance de d_g et d_i à A_i et A_g .

IV.3 Etalonnage des signaux

Ce paragraphe décrit la technique employée pour déterminer les valeurs en keV équivalent électrons des énergies E_c , E_i et E_g à partir des amplitudes A_c , A_i^* et A_g^* des signaux chaleur, centre et garde.

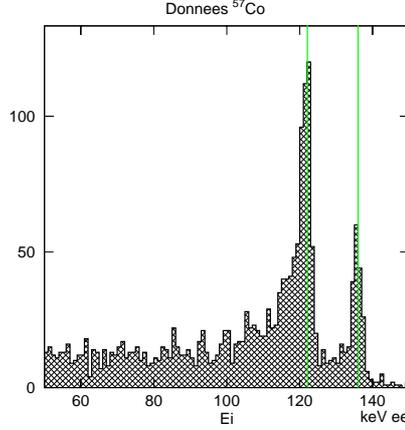


FIG. IV.7: Exemple d'un spectre de l'amplitude étalonnée en keV du signal centre (E_i) pour une calibration ^{57}Co . Le coefficient k_i a été ajusté de manière à ce que les deux pics se situent aux énergies de 122,1 et 136,5 keV (représentées ici par les lignes continues).

IV.3.1 Signaux ionisation

On considère que les signaux ionisation dépendent linéairement de l'énergie déposée :

$$E_i = k_i \cdot A_i^* \quad (\text{IV.5})$$

$$E_g = k_g \cdot A_g^* \quad (\text{IV.6})$$

avec E_i et E_g amplitudes des signaux centre et garde étalonnées en keV. L'étalonnage des voies ionisation revient donc simplement à déterminer les coefficients k_i et k_g , ce qui est généralement fait par ajustement des positions des pics photoélectriques aux énergies de 122,1 et 136,5 keV pour des calibrations ^{57}Co (cf figure IV.7).

Les sensibilités des voies centre et garde étant stables dans le temps, une calibration hebdomadaire suffit à garantir la qualité de l'étalonnage. S'ajoutent à cela les calibrations effectuées pour toute modification des paramètres d'acquisition (filtrage des données, modifications des tensions de polarisation des électrodes, etc).

Il convient d'introduire à ce niveau la variable E_t correspondant à l'énergie d'ionisation totale associée à un événement :

$$E_t = E_i + E_g \quad (\text{IV.7})$$

IV.3.2 Signal chaleur

On considère également la voie chaleur comme linéaire :

$$E_c = k_c \cdot A_c \quad (\text{IV.8})$$

La constante k_c est déterminée après étalonnage des voies ionisation de manière à ce que

$$\frac{E_t}{E_c} = 1 \quad (\text{IV.9})$$

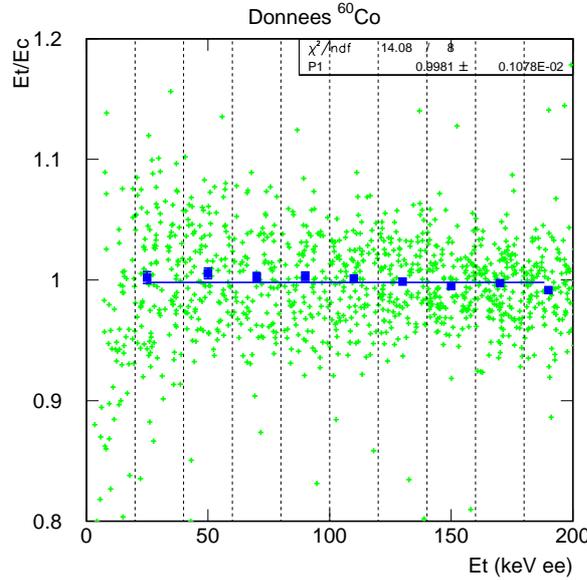


FIG. IV.8: *Bi-plot* $(E_t, \frac{E_t}{E_c})$ de données de calibration ^{60}Co et ajustement des positions moyennes du rapport $\frac{E_t}{E_c}$ par tranche (représentées par des carrés) par une constante M_γ . On a dans cet exemple $M_\gamma = 0,998 \pm 0,001$ (erreur statistique) avec une non linéarité négligeable. ($\chi^2/\text{ndf}=1,75$)

pour les reculs électroniques. La valeur de k_c est déterminée en pratique par ajustement d'une constante M_γ aux valeurs moyennes du rapport $\frac{E_t}{E_c}$ de chaque tranche d'énergie de 20 keV entre 20 et 200 keV (cf figure IV.8).

La constante k_c peut également être déterminée directement par une calibration ^{57}Co . On préfère utiliser la méthode du rapport $\frac{E_t}{E_c}$ pour trois raisons essentiellement :

- L'enregistrement systématique de la voie chaleur pour les calibrations ^{57}Co imposerait des cadences d'acquisition trop faibles, le signal chaleur étant 1000 fois plus lent que les signaux ionisation.
- L'étalonnage avec une source ^{57}Co ne donne comme point de référence que le pic photoélectrique de 122 keV. L'étalonnage par le rapport $\frac{E_t}{E_c}$ à partir d'une population de reculs électroniques répartie de manière homogène entre 0 et 200 keV (obtenue par calibration ^{60}Co ou pour des données bas bruit de fond) permet de vérifier la dépendance de k_c en fonction de A_c .
- La sensibilité de la voie chaleur étant susceptible d'évoluer, un étalonnage à partir de calibrations ^{57}Co ne garantit pas que la valeur k_c soit correcte entre deux calibrations. La méthode du rapport $\frac{E_t}{E_c}$ permet au contraire d'effectuer un suivi en cours d'acquisition de la qualité de l'étalonnage. Il convient de noter que ce problème ne se pose pas pour la calibration des voies ionisation, bien plus stables.

Soulignons en conclusion de ce paragraphe que les étalonnages sont effectués à partir

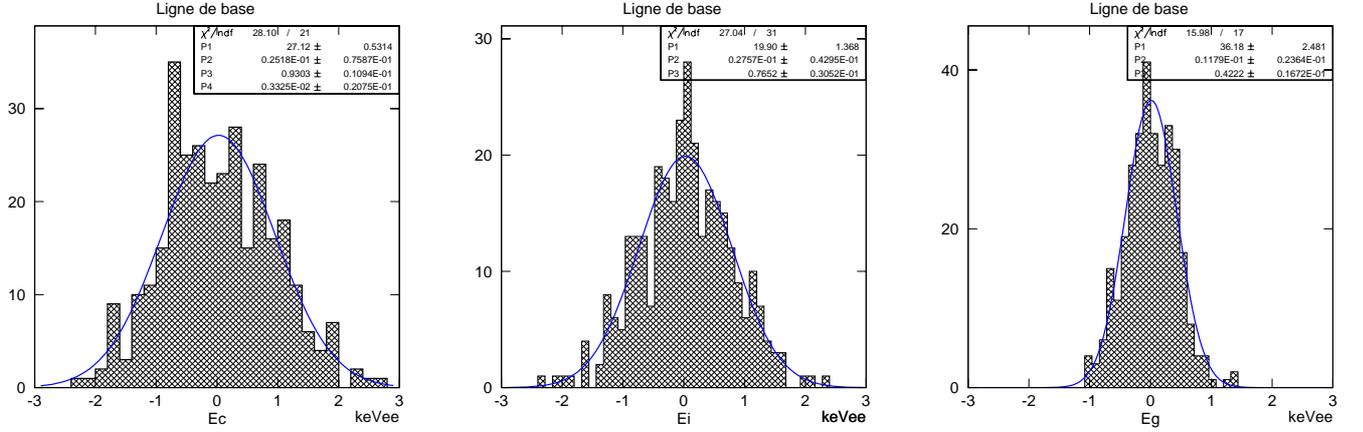


FIG. IV.9: Amplitudes de bruit des voies chaleur, centre et garde du bolomètre $GeAl6$ et ajustement par une gaussienne. Le paramètre $P3$ est la valeur du σ de la distribution gaussienne.

de dépôts d'énergie associés à des interactions électroniques. Les énergies étalonnées E_i , E_g et E_c sont donc exprimées en keV équivalent-électron.

IV.4 Résolutions

Un soin particulier doit être apporté à la détermination précise des résolutions des signaux chaleur et ionisation car leurs valeurs entrent dans la détermination des zones neutron et γ (cf équations (III.36) et (III.37)).

IV.4.1 Ligne de base

IV.4.1.1 Acquisition de ligne de base

Les résolutions de ligne de base σ_c^0 , σ_i^0 , et σ_g^0 des trois voies chaleur, centre et garde sont mesurées à partir de données enregistrées par déclenchement aléatoire des numériseurs. On détermine pour chaque événement de ces acquisitions une amplitude de bruit en ajustant un événement moyen dont le paramètre t_m est fixé à une valeur arbitraire. La figure IV.9 présente le résultat d'une acquisition effectuée le 26 octobre 2001.

Les acquisitions de ligne de base montrent que les signaux centre et garde sont décorrélés. Pour les données présentées dans la figure IV.9, on a par exemple $\sqrt{\sigma_i^{02} + \sigma_g^{02}} = 0,86 \pm 0,03$, tandis que l'ajustement de la distribution de la variable d'ionisation totale $E_t = E_i + E_g$ (non représenté ici) donne une valeur $\sigma_t^0 = 0,81 \pm 0,02$ pour ces mêmes événements. On écrira donc la résolution ligne de base du signal en ionisation totale sous la forme :

$$\sigma_t^0 = \sqrt{\sigma_i^{02} + \sigma_g^{02}} \quad (IV.10)$$

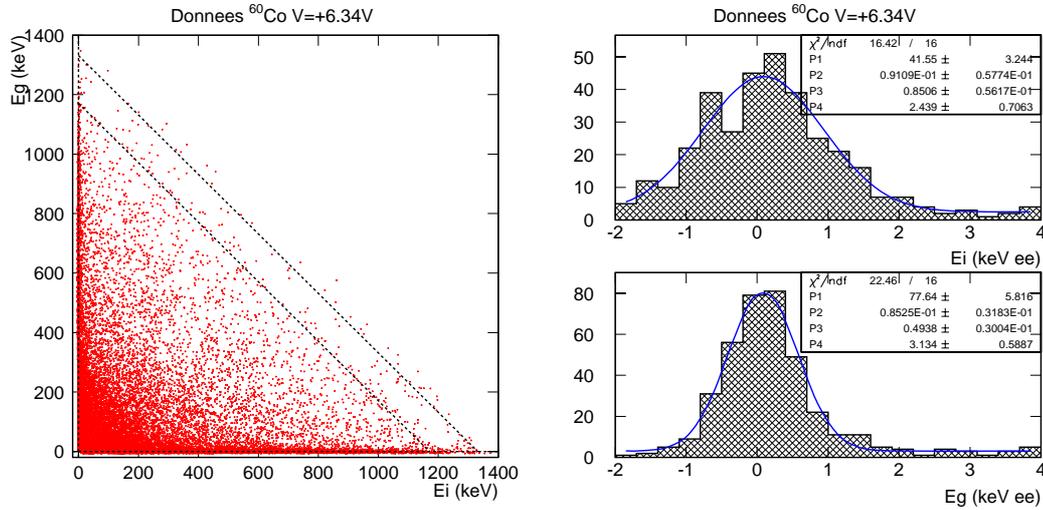


FIG. IV.10: **Figure de gauche :** bi-plot (E_i, E_g) des données de calibration ^{60}Co enregistrées le 26 octobre 2000. Sont aussi indiquées en pointillées les lignes correspondant à $E_t=1174$ et 1336 keV. **Figure de droite :** projection des données sur les axes E_i et E_g et ajustement d'une fonction s'écrivant comme la somme d'une gaussienne et d'une constante (pour le bruit de fond). La largeur totale à mi-hauteur de la gaussienne est le paramètre $P3$.

IV.4.1.2 Méthodes alternatives

Il est possible de mesurer σ_i^0 et σ_g^0 à partir des distributions des amplitudes E_m ($m = i$ ou g) pour les événements correspondant à des déclenchements sur la voie n ($n = g$ ou i). Cette méthode donne des estimations légèrement supérieures aux valeurs des acquisitions de ligne de base, en particulier parce que l'erreur sur la correction de la diaphonie contribue à dégrader la résolution. Elle a cependant l'avantage de permettre un test de la stabilité des résolutions sur l'ensemble de la période de mesure. Dans l'exemple des données présentées dans la figure IV.10, enregistrées peu après l'acquisition ligne de base de la figure IV.9, on a $\sigma_i^0 = 0,85 \pm 0,06$ keV et $\sigma_g^0 = 0,49 \pm 0,03$ keV.

On utilise aussi -pour les acquisitions de données de bas bruit de fond en particulier- la population d'événements correspondant à des déclenchements sur le bruit pour déterminer σ_c^0 . Cette population n'est en revanche pas adaptée à la mesure des résolutions ligne de base des voies centre et garde, les échantillons étant biaisés par un niveau de bruit ionisation supérieur à sa valeur moyenne puisque le déclenchement est effectué sur ces voies.

IV.4.2 Résolution sur pics ^{57}Co

Une mesure des résolutions pour $E_R > 0$ est nécessaire pour connaître la dépendance en énergie des résolutions. On détermine en pratique les variables $\sigma_c(122 \text{ keV})$ et $\sigma_t(122 \text{ keV})$,

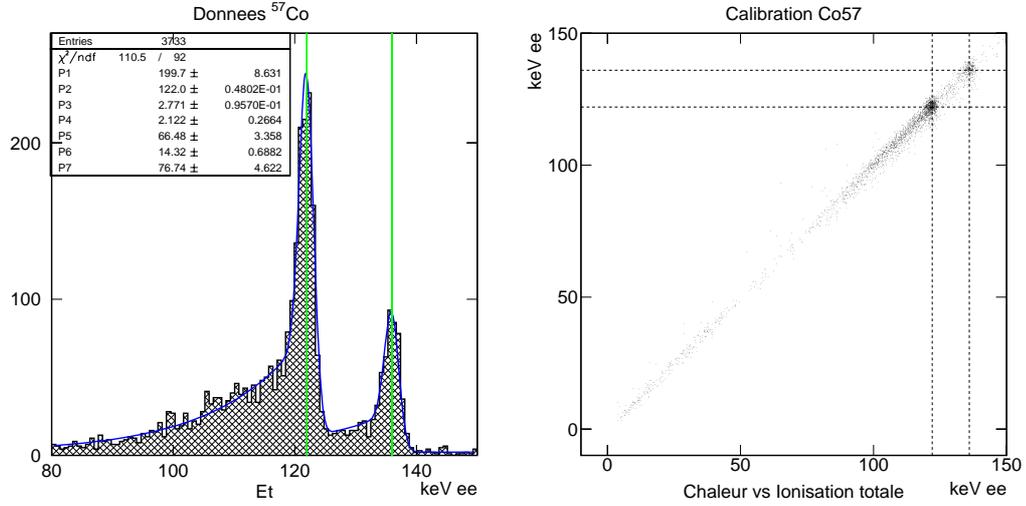


FIG. IV.11: **Figure de gauche** : spectre en ionisation du bolomètre GeAl6 obtenu par calibration avec une source ⁵⁷Co. Les données sont ajustées par la fonction STEPACO. Elles correspondent à une résolution LTMH de $2,8 \pm 0,1$ keV équivalent électron (paramètre P3). **Figure de droite** : Biplot (E_c, E_t) montrant la bonne qualité de la mesure des signaux chaleur et ionisation. Les lignes en pointillé correspondent à des énergies de 122 et 136,5 keV équivalent électron.

résolutions des signaux chaleur et ionisation totale à 122 keVee, à partir des largeurs des pics photoélectriques de calibrations ⁵⁷Co. Un spectre typique en ionisation obtenu pour une calibration ⁵⁷Co est représenté dans la figure IV.11a. On y observe qu'un grand nombre d'événements se situent au pied des pics photoélectriques. Ces événements ne correspondent pas à une mauvaise détection de phonons de 122,1 et 136,5 keV, mais à une détection correcte de photons d'énergie moindre. On peut s'en convaincre en représentant E_c en fonction de E_t pour chaque événement (cf figure IV.11b). Les points s'alignent remarquablement le long d'une droite de pente 1, prouvant ainsi que la charge et la chaleur sont correctement mesurées pour tous les événements.

Le nombre relativement important d'événements situés au pied des pics s'explique par le fait que les γ émis par la source de calibration ⁵⁷Co doivent traverser une épaisseur de plusieurs millimètres de matière avant d'atteindre le détecteur. Cet effet est correctement reproduit par des simulations des calibrations ⁵⁷Co effectuées avec la géométrie réelle du dispositif expérimental.

La résolution $\sigma_t(122 \text{ keV})$ est déterminée en ajustant les pics photoélectriques par des fonctions gaussiennes. Pour ne pas biaiser cette mesure par la dégradation du pic du côté basse énergie des deux pics dû à l'effet évoqué plus haut, on utilise une fonction d'ajustement appelée STEPACO, combinant deux gaussiennes de même largeur pour les pics photoélectriques, un fond continu et un front exponentiel (convolué avec la résolution de la gaussienne). Il y a donc sept paramètres ajustables au total (cf figure IV.11a)

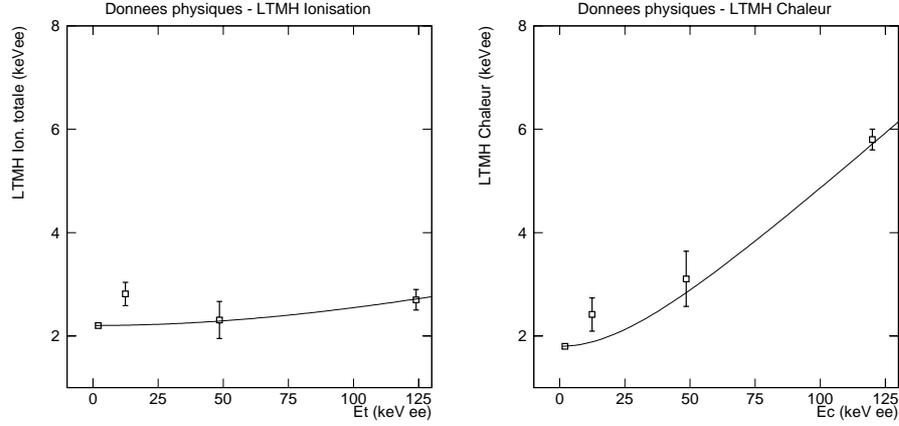


FIG. IV.12: Valeurs des largeurs totales à mi-hauteur (*LTMH*) en ionisation (à gauche) et chaleur (à droite) à 0, 46 et 122 keV déterminées à partir des données de bas-bruit de fond enregistrées entre le 16 novembre et le 24 décembre 2000 et les étalonnages ^{57}Co effectués au cours de la même période. Sont aussi représentées les lois de variations $\sigma_t(E_t)$ et $\sigma_c(E_c)$ définies par la relation (IV.11).

La résolution du signal chaleur $\sigma_c(122 \text{ keV})$ est déterminée par le même procédé. Les valeurs typiques pour le détecteur GeAl6 sont données dans le chapitre VI.

IV.4.3 Lois $\sigma_t(\mathbf{E})$ et $\sigma_c(\mathbf{E})$

Les résolutions dépendent de l'énergie déposée. L'écart entre σ^0 et $\sigma(122 \text{ keV})$ vaut typiquement 20% pour le signal ionisation et jusqu'à 100% pour la chaleur. Nous paramétrons cette dépendance par :

$$\sigma_{t,c}(E_{t,c}) = \sqrt{(\sigma_{t,c}^0)^2 + (a_{t,c}E_{t,c})^2} \quad (\text{IV.11})$$

a_t et a_c étant déterminés à partir de la résolution du pic de 122 keV :

$$a_{t,c} = \frac{\sqrt{\sigma_{t,c}(122)^2 - \sigma_{t,c}^0{}^2}}{122} \quad (\text{IV.12})$$

Les résolutions expérimentales ionisation et chaleur du pic à 46,5 keV correspondant à la radioactivité du ^{210}Pb peuvent être comparées aux valeurs attendues par la loi (IV.11) à cette énergie.

Les valeurs $\sigma_t(46 \text{ keV})$ et $\sigma_c(46 \text{ keV})$ présentées dans la figure IV.12 sont déterminées à partir des données de bas bruit de fond enregistrées entre le 16 novembre et le 24 décembre 2000 (cf chapitre VI.2.1.1). Elles ne peuvent être mesurées avec précision à cause de la trop faible statistique, mais il est tout de même intéressant de constater qu'elles s'accordent

bien avec la loi de variation (IV.11), donnant des arguments en faveur de ces écritures, que nous considérerons donc comme valables.

La résolution du pic à 10,4 keV (cf chapitre III.6.3) est nettement supérieure à la valeur attendue d'après la loi (IV.11). Cela est certainement dû à l'existence d'une sous-structure dans le spectre à 9 keV qui a pu être mise en évidence avec la génération suivante de bo- lomètres d'EDELWEISS grâce à une meilleure résolution [161].

IV.5 Seuils

La numérisation des signaux est effectuée lorsque l'un des deux signaux ionisation dépasse un seuil d'acquisition fixé sur les discriminateurs (cf chapitre III.4.2.2). Même s'il lui est étroitement lié, ce niveau diffère du seuil d'analyse, qui sera défini comme l'énergie d'ionisation E_m^{seuil} associée à une efficacité de détection de 50%. Le premier se rapporte au filtrage réalisé sur la ligne de déclenchement, le second à l'ajustement de l'événement moyen aux données enregistrées.

Le seuil d'analyse est déterminé à partir des spectres des énergies E_i et E_g pour des calibrations ^{60}Co . Le spectre expérimental présente deux caractéristiques principales : un pic gaussien centré sur 0 correspondant à des événements de bruit sur cette voie (déclenchement sur la voie croisée ou sur le bruit) et un plateau Compton à plus haute énergie. Le seuil de déclenchement correspond à la limite basse énergie du plateau Compton. Il peut être déterminé par l'ajustement d'une somme d'une fonction erreur (pour le plateau Compton) et d'une gaussienne (pour le pic de bruit). La figure IV.13 montre l'exemple d'une acquisition réalisée le 27 octobre 2000. Plusieurs mesures de ce type, prises pour différentes valeurs de réglage des discriminateurs permettent d'étalonner le réglage du discriminateur à $\pm 0,5$ keV.

Le taux d'événement de 10,4 keV permet une vérification indépendante des valeurs de seuil déterminé par cette méthode. Une étude menée au sein de la collaboration a en particulier montré qu'à un seuil passant de 5,7 keV à 11 keV (valeurs déterminées à partir des calibrations ^{60}Co) correspondait une chute de 25% du taux d'événements de la population centre sous le pic de 10,4 keV.

Nous avons présenté dans ce chapitre les outils permettant d'étalonner les signaux et de déterminer leur résolution. Dans les deux prochains chapitres, nous allons nous concentrer sur l'analyse des données enregistrées avec le détecteur GeAl6. Nous nous intéresserons tout d'abord aux problèmes de répartition de charges et de définition du volume fiduciel (chapitre V), puis à la recherche de WIMPs (chapitre VI).

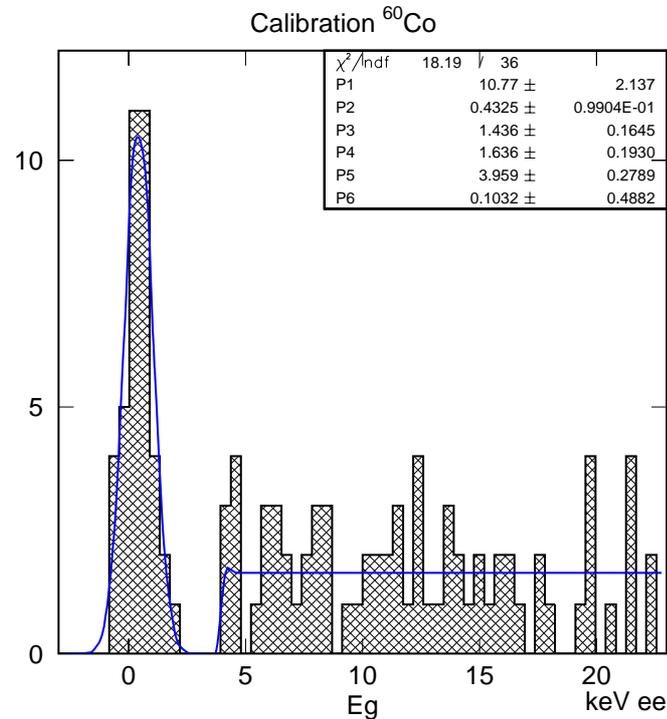
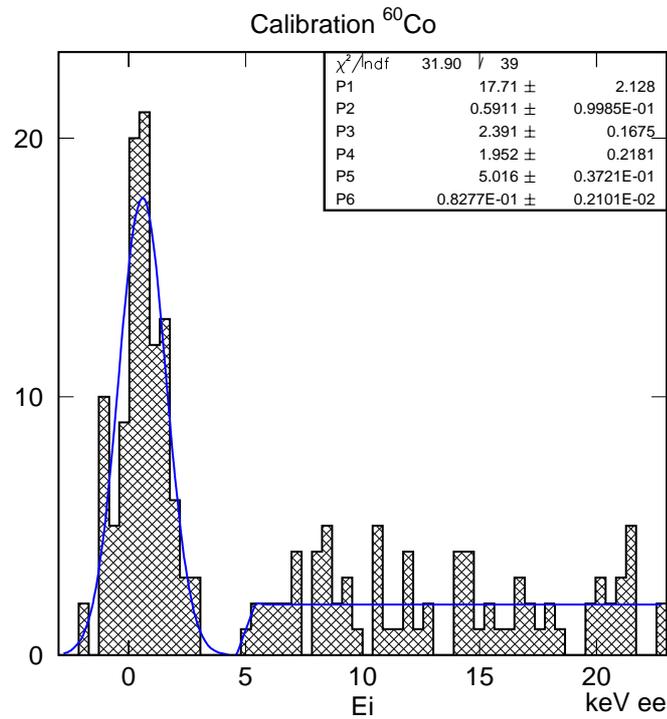


FIG. IV.13: Spectres des voies centre et garde pour une calibration avec source ^{60}Co . Le pic de bruit gaussien et le plateau correspondant aux événements de ^{60}Co sont clairement résolus. La distribution est ajustée par une fonction SEUIL s'écrivant comme la somme d'une fonction gaussienne (pour le pic de bruit) et d'une fonction erreur. Le seuil correspondant à une efficacité de 50% de détection est donné par le paramètre P5.

Chapitre V

Volume fiduciel et répartition des charges

V.1 Introduction

V.1.1 Objectif

Le détecteur GeAl6 est équipé d'une électrode de collecte de charges segmentée en une électrode centrale et un anneau de garde. L'anneau de garde doit permettre de rejeter les événements ayant lieu dans la partie périphérique du détecteur et qu'on pense être de moins bonne qualité (cf chapitre III.3.3.6).

Un aspect essentiel de l'analyse des données de GeAl6 consiste à déterminer le volume fiduciel associé à cette coupure. Ce problème est plus délicat qu'il n'y paraît de prime abord car il existe une proportion importante d'événements pour lesquels un signal est présent sur les deux électrodes de collecte. Une définition rigoureuse du volume fiduciel ne peut donc se concevoir sans une compréhension précise des processus de création et de collecte des charges sur les électrodes engendrant ce type d'événements.

L'étude approfondie qui permettrait de traiter cette question avec toute la rigueur requise n'est pas réalisable au LSM. La première raison à cela est d'ordre pratique : il serait dangereux (risques de contamination) et peu pratique (compte tenu de la position des porte-sources) d'utiliser dans le cryostat de Modane une source d'électrons qui permettrait de créer des interactions dans une zone limitée du détecteur. La seconde raison est liée aux contraintes en temps de manipulation : le LSM est destiné avant tout à la prise de données physiques, le travail de caractérisation des détecteurs étant prioritairement effectué en laboratoire.

Nos prises de données ont donc été restreintes à quelques étalonnages avec des sources conventionnelles de neutrons (^{252}Cf) et de γ (^{60}Co) sous différentes tensions de polarisation. Le travail présenté dans ce chapitre, basé sur ces données expérimentales, permet néanmoins de déduire une description cohérente des résultats de ces étalonnages et de définir le volume fiduciel du détecteur GeAl6 avec un niveau de confiance très acceptable.

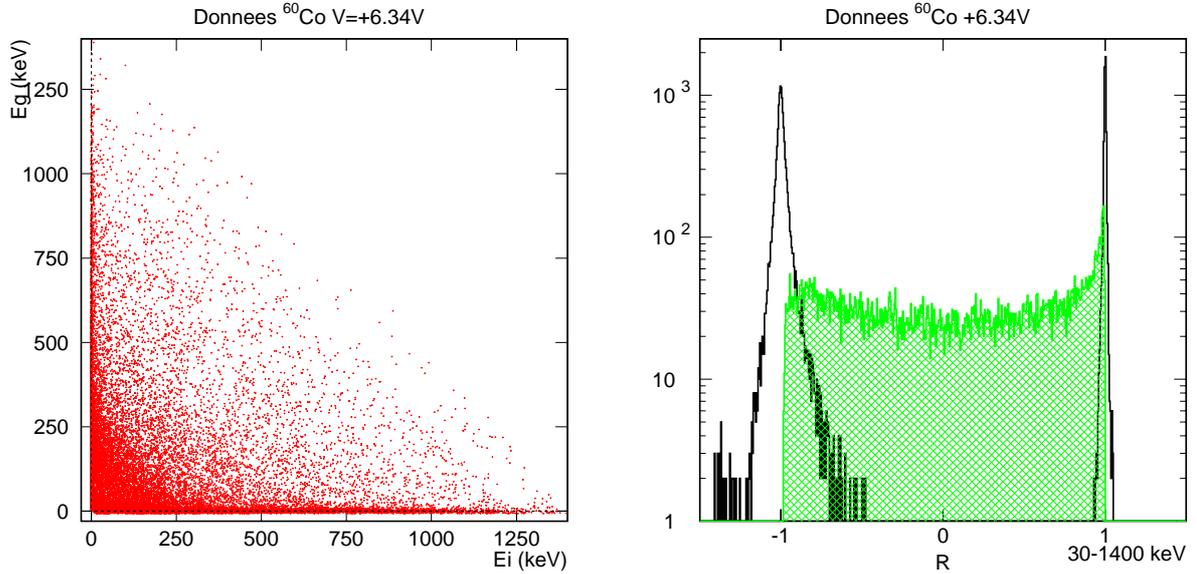


FIG. V.1: **Figure de gauche** : Bi-plot (E_i, E_g) pour les données de calibration ^{60}Co obtenues sous $+6,34$ V de polarisation. **Figure de droite** : distribution de la variable $R = \frac{E_g - E_i}{E_g + E_i}$ pour ces mêmes données. Les événements de la population I sont représentés en hachuré.

V.1.2 Définitions

Avant de détailler la démarche suivie pour déterminer le volume fiduciel, nous allons introduire les variables d'analyse. Revenons pour cela au bi-plot (E_i, E_g) des données de calibration ^{60}Co obtenues sous $+6,34$ V de polarisation (cf figure V.1a). On peut y distinguer trois catégories d'événements : ceux localisés le long de l'axe E_i ($E_g \sim 0$), ceux situés le long de l'axe E_g ($E_i \sim 0$) et une troisième population occupant la zone intermédiaire aux deux axes.

Ces événements doivent respectivement être associés à une collecte complète de la charge sur l'électrode centrale et l'anneau de garde, ou une collecte répartie entre ces deux électrodes. On appelle ces trois populations **centre**, **garde** et **intermédiaire** et on les note C , G et I .

Il convient de distinguer deux origines pour les événements de la catégorie I :

- ceux correspondant à un dépôt d'énergie (en une ou plusieurs interactions) dans le volume V_I uniquement (événements dits **vrais intermédiaires** et notés VI) ;
- ceux correspondant à des interactions de la particule incidente dans au moins deux des trois zones V_C , V_G ou V_I (événements dits **faux intermédiaires** et notés FI).

La variable adaptée à notre étude est le rapport R , défini comme la différence normalisée

des signaux centre et garde. Il s'écrit comme :

$$R = \frac{E_g - E_i}{E_g + E_i} \quad (\text{V.1})$$

On représente dans la figure V.1b la distribution en R de ces mêmes données ^{60}Co . On constate ici que les événements C et G se répartissent autour des valeurs $R=-1$ et $R=+1$ respectivement, et que les intermédiaires se situent entre ces deux pics.

V.1.3 Plan d'étude

La détermination du volume fiduciel nécessite de connaître les trois volumes¹ V_C , V_G et V_I associés aux populations d'événements C, G et I respectivement. Le traitement classique -appliqué en particulier par CDMS [106]- pour résoudre cette question consiste à déterminer les proportions d'événements P_C , P_G et P_I des populations C, G et I à partir de données de calibration (en utilisant par exemple une source de neutrons donnant une répartition homogène des événements dans le détecteur). Les fractions volumiques V_C , V_G et V_I se déduisent des chiffres P_C , P_G et P_I en retranchant à P_I la fraction P_{FI} de faux intermédiaires, évaluée à partir de simulations Monte-Carlo des calibrations.

Ce traitement n'est pas satisfaisant. L'importante proportion d'événements I et la forte dépendance à la valeur de la polarisation du détecteur de P_C , P_G et P_I que nous mettrons en évidence dans le paragraphe V.4.1 indiquent en effet qu'il est nécessaire pour déterminer précisément le volume fiduciel de développer une modélisation des processus de création et de collecte de charges qui décrive correctement l'ensemble des résultats expérimentaux. C'est notre objectif dans ce chapitre.

Notre plan d'étude est le suivant :

Dans la section V.2, nous présentons deux études permettant de déterminer les lignes de champ correspondant à la polarisation du détecteur et l'évaluation du nombre d'interactions multiples pour les calibrations ^{252}Cf et ^{60}Co . Nous élaborons ensuite (section V.3) deux modèles de répartition de charge. Nous confrontons alors (section V.4) les prédictions de ces modèles aux données expérimentales et en déduisons les volumes des trois zones C, G et I. Finalement, nous calculons le volume fiduciel de GeAl6 dans la section V.5.

V.2 Outils d'étude

V.2.1 Calcul des lignes de champ

Le calcul des lignes de champ doit permettre de déterminer la limite entre les zones de collecte associées à chacune des deux électrodes.

¹On rappelle au lecteur qu'un lexique des variables utilisés dans ce document est donné dans l'annexe B.

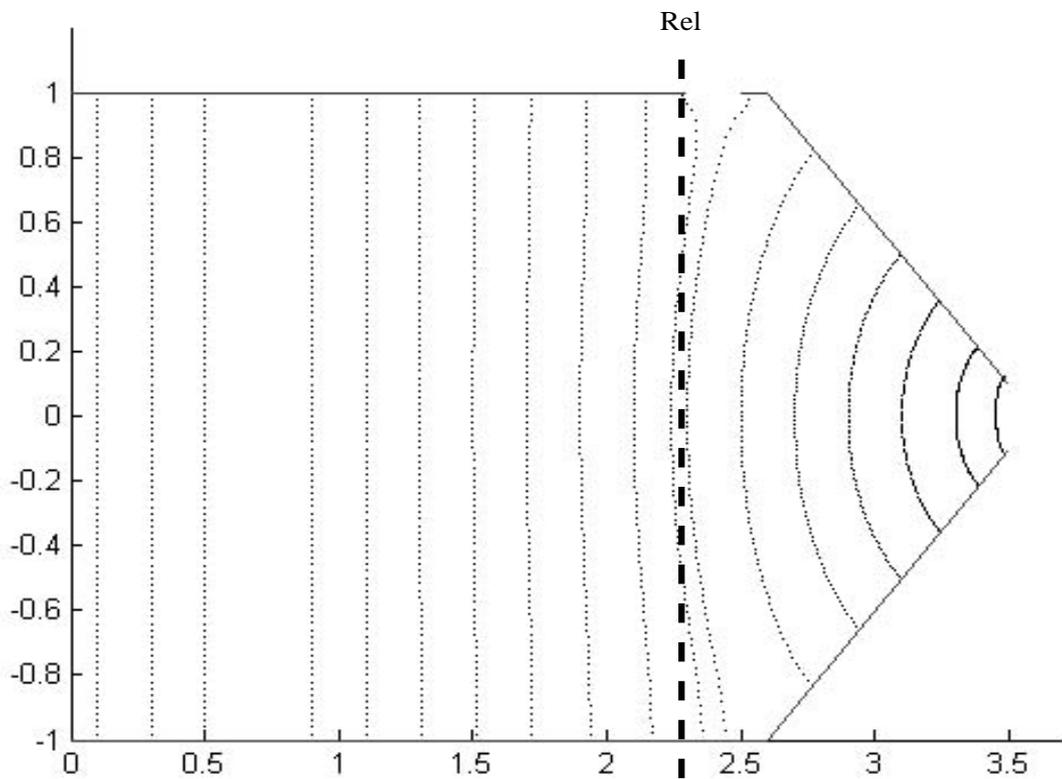


FIG. V.2: Représentation des lignes de champ attendues pour le détecteur GeAl6 d'après un calcul numérique avec un choix $R_{geo}=24,0$ mm. Les lignes de champ sont légèrement bombées vers l'intérieur, ce qui indique que la zone de collecte sur l'anneau de garde est plus grande que le volume compris sous l'électrode de garde. Cet effet correspond à $R_{el} - R_{geo} \sim 1,0$ mm.

Compte tenu de l'existence d'un chanfrein et de surfaces de germanium à nu, les lignes de champ n'ont pas une allure triviale. Elles peuvent être calculées numériquement sur un maillage du détecteur par résolution de l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 V_i = 0 \quad (\text{V.2})$$

où V_i est le potentiel électrique au point i du maillage. La méthode de résolution consiste à imposer un potentiel fixe aux limites du système étudié et à calculer par un processus itératif le potentiel en chaque point en fonction de celui des points voisins.

Le système considéré dans notre cas est composé du détecteur dans son boîtier. On choisit de négliger l'existence de la languette de prise de contact afin de préserver une symétrie de révolution du système et de se limiter à une géométrie à deux dimensions. On définit les conditions aux limites suivantes : boîtier relié à la masse, potentiel V_{polar} imposé aux électrodes segmentées et potentiel nul à l'électrode de masse. Le potentiel est laissé libre sur les surfaces de germanium nu.

La résolution de l'équation de Poisson pour ces conditions aux limites a été réalisée au CSNSM. Le résultat, présenté dans la figure V.2 indique que la limite de collecte entre les deux électrodes est légèrement bombée vers l'intérieur. La valeur moyenne R_{el} de la séparation entre les zones de collecte sur électrodes centre et garde est donc légèrement inférieure à la valeur moyenne R_{geo} de séparation entre les deux électrodes (cf chapitre III.3.3.6). On a ici $R_{el} \sim 23,0$ mm pour un choix initial $R_{centre} = 23,0$ mm. Nous avons pris pour notre étude la valeur nominale² $R_{centre} = 24,0$ mm, la valeur R_{el} associée sera donc $R_{el} = 24,0$ mm.

V.2.2 Simulations des calibrations ^{60}Co et ^{252}Cf

Les neutrons et γ émis par les sources ^{252}Cf et ^{60}Co ont une probabilité non négligeable d'effectuer plus d'une interaction dans le détecteur. Cet effet est étudié à l'aide d'une simulation Monte-Carlo, qui nous permet de calculer les proportions d'événements *INT* (*EXT*) pour lesquels la particule incidente subit des interactions à l'intérieur (à l'extérieur) du cylindre de rayon R_{el} seulement, et *MIX* pour lesquels les interactions sont réparties de part et d'autre de la limite R_{el} . On verra dans le paragraphe V.4.1 comment ces populations peuvent être reliées à C, G et I.

V.2.2.1 Description des simulations

Les simulations ont été réalisées à l'IPNL et à l'IAP avec le code GEANT [178]. La géométrie complète correspondant à notre dispositif expérimental a été prise en compte (cf figure V.3). Les deux bolomètres GeAl5 et GeAl6 sont en particulier simulés, et la source

²On a vu dans le chapitre III.3.3.6 qu'il existe une incertitude sur la valeur exacte de R_{centre} (elle varie entre 23 et 24 mm). Cette incertitude n'est pas handicapante pour notre étude, R_{geo} et R_{el} n'étant ici que des éléments de comparaison pour les paramètres de la modélisation que nous présenterons dans le paragraphe V.3.

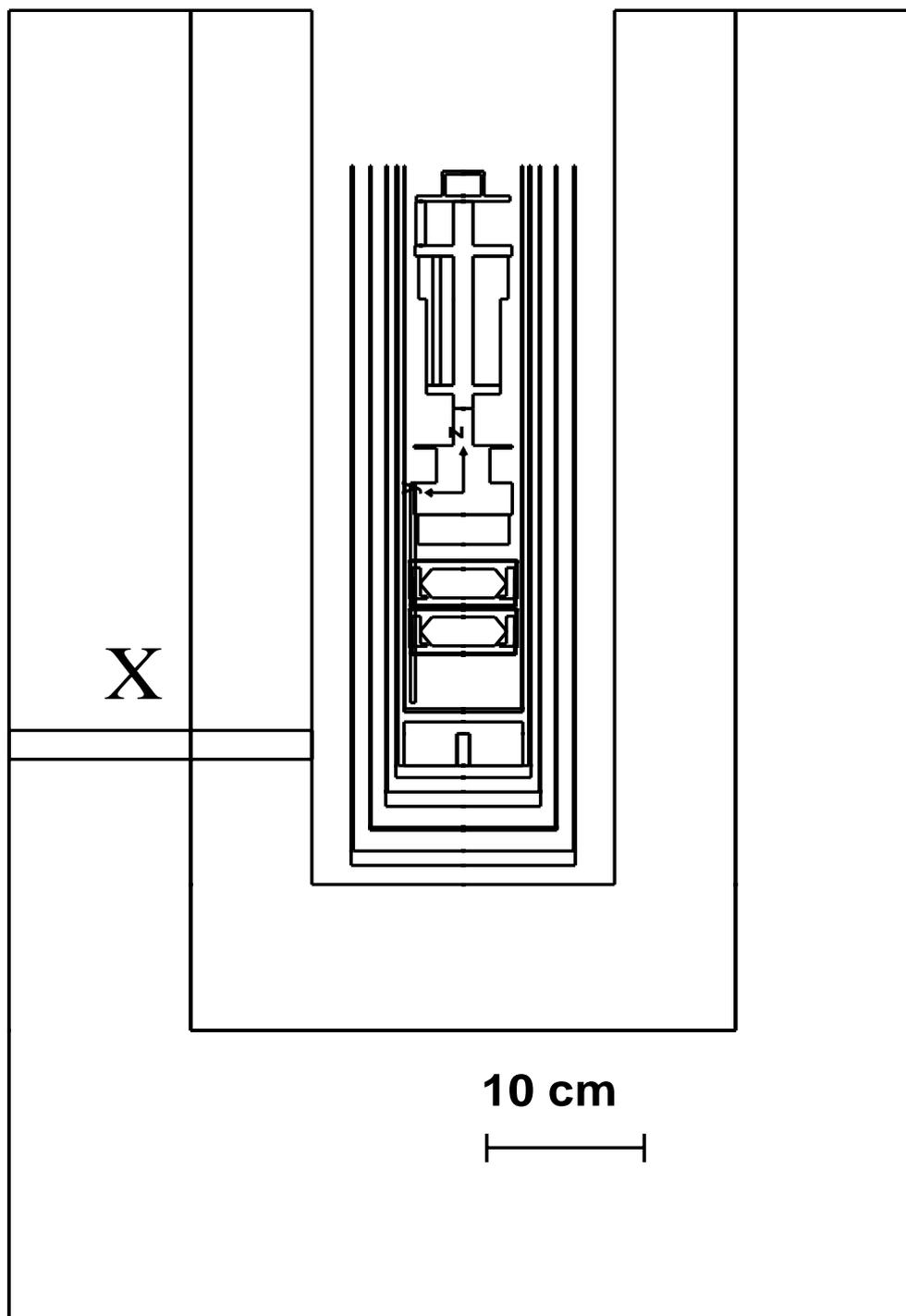


FIG. V.3: Géométrie choisie pour les simulations des calibrations ^{60}Co et ^{252}Cf . La source est située dans la niche (point X).

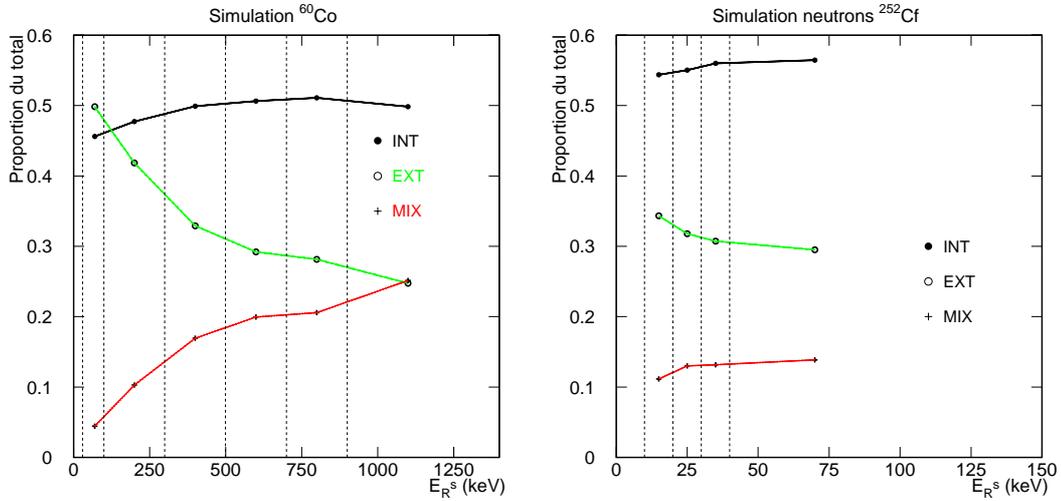


FIG. V.4: **Figure de gauche** : évolution des proportions d'événements *INT* (cercles pleins), *EXT* (cercles vides) et *MIX* (croix) pour la simulation ^{60}Co en fonction de l'énergie de recul E_R^s . **Figure de droite** : idem pour la simulation ^{252}Cf .

^{60}Co ou ^{252}Cf est placée dans la niche dans la même position que pour les calibrations expérimentales. Les processus simulés sont la création de paires, la diffusion Compton et l'absorption photoélectrique dans le cas des simulations ^{60}Co , et les diffusions élastiques et inélastiques pour les neutrons du ^{252}Cf .

Les simulations donnent pour chaque particule interagissant dans le détecteur le nombre total d'interactions, l'énergie de recul simulée (que l'on notera E_R^s) et les coordonnées (x, y, z) de chacune de ces interactions dans le repère cartésien Oxyz ayant pour origine le centre du bolomètre GeAl6.

V.2.2.2 Proportions *INT*, *EXT* et *MIX*

On détermine la population à laquelle chaque événement simulé appartient par le critère suivant :

- si $\sqrt{x_i^2 + y_i^2} < R_{el}$ pour toutes les interactions de la particule, alors l'événement appartient à la population *INT* ;
- si $\sqrt{x_i^2 + y_i^2} > R_{el}$ pour toutes les interactions de la particule, alors l'événement appartient à la population *EXT* ;
- si $\sqrt{x_i^2 + y_i^2} < R_{el}$ pour certaines interactions et $\sqrt{x_i^2 + y_i^2} > R_{el}$ pour les autres, alors l'événement appartient à la population *MIX*.

On représente les proportions obtenues pour les simulations ^{60}Co et ^{252}Cf dans la figure V.4. Pour les deux sources, la fraction d'événements *MIX* augmente avec l'énergie au détriment de la population *EXT* principalement. Ceci s'explique par le fait qu'un

dépôt d'énergie important est généralement associé à de multiples interactions. Pour le ^{60}Co , les proportions *INT*, *EXT* et *MIX* sont relativement constantes sur la tranche d'énergie 500-900 keV, à des valeurs respectives de 54, 26 et 20 %. On trouve pour ces trois populations 56, 32 et 12% sur l'intervalle 30-200 keV pour les neutrons.

V.3 Modèles de répartition des charges

Nous présentons dans cette section deux modélisations du processus de collecte de charges. En particulier, nous déterminons les distributions R attendues pour ces deux modèles. Elles sont ensuite comparées aux distributions expérimentales dans le paragraphe V.4.2.

V.3.1 Modèle en boule

V.3.1.1 Base physique : le plasma de charges

i) Interactions de particules chargées lourdes dans les diodes classiques P. Tove et W. Seibt ont montré [179] que le passage dans un semi-conducteur d'une particule fortement ionisante (particule α , ion lourd ou fragment de fission) pouvait conduire à la formation d'un plasma de charges le long de sa trajectoire³. Le processus classique de collecte (dérive des charges immédiatement après leur création sous l'action du champ \vec{E} appliqué au détecteur) est alors sensiblement modifié (cf figure V.5).

Le point essentiel ici se formule ainsi : compte tenu de la forte densité d'ionisation, la longueur de Debye⁴ est nettement supérieure à la largeur initiale du nuage de charges. Des gaines de charges positives et négatives se forment alors de part et d'autre de la trace, isolant la plus grande partie de son volume de l'action du champ \vec{E} . Le nuage se comporte alors comme un plasma et va croître sous l'action combinée de l'érosion (due au champ \vec{E}) et de la diffusion des charges.

A l'accroissement de la taille du plasma est corrélé l'affaiblissement de l'écrantage : le nombre de charges soumises à l'action du champ va augmenter avec la baisse de la densité de charges jusqu'à la disparition totale de l'effet plasma lorsque la longueur de Debye est égale à la largeur de la trace de la particule. Le nuage se polarise alors, et l'ensemble des charges migrent vers les électrodes. Le temps de vie du plasma est donné par [182] :

$$\tau_{plasma} = \frac{1}{E} \left(\frac{3E_R e n_1 A}{32\pi^3 \epsilon \mu (\epsilon_0 \epsilon)^2 D_a^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{V.3})$$

³On rappelle qu'une particule chargée lourde a dans la matière une trajectoire rectiligne et qu'elle ionise les atomes tout au long de son trajet. Le passage de ce type de particules conduit donc à la formation d'une trace ionisée dont on peut assimiler la forme à un cylindre.

⁴La longueur de Debye est définie par la relation (V.5). C'est une mesure de la distance à partir de laquelle les corrélations entre les charges du plasma sont négligeables. Elle donne également un ordre de grandeur de l'épaisseur de la gaine isolant le plasma d'un milieu neutre [180], [181].

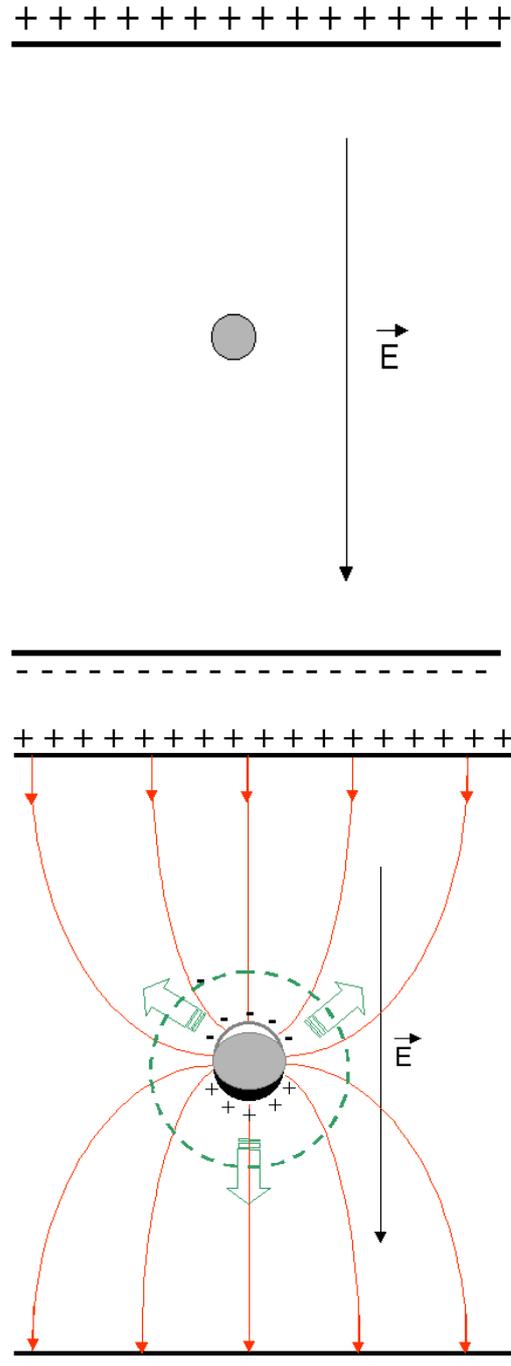


FIG. V.5: Modélisation du développement du plasma de charges telle que Seibt et Tove l'ont décrite dans [179]. Les charges créées par le passage d'une particule perpendiculairement au champ \vec{E} (figure du haut) commencent à se dissocier sous l'action de celui-ci, et un dipôle se forme (figure du bas). Compte tenu de la forte densité d'ionisation, les électrons (trous) présents dans le croissant blanc (noir) agissent comme des gaines isolant le cœur du nuage (grisé) de l'action du champ \vec{E} . Le plasma ainsi formé va pouvoir se développer sous l'action conjuguée de l'érosion et de la diffusion des charges.

avec e charge élémentaire, E_R énergie totale déposée par la particule incidente, n_1 nombre de charges créées par unité de longueur le long de sa trajectoire, A section de la trace à son extrémité, ε énergie de création de paires, μ moyenne des mobilités des charges, ϵ constante diélectrique du matériau et D_a coefficient de diffusion ambipolaire défini par :

$$D_a = 2 \frac{D_- D_+}{D_- + D_+} \quad (\text{V.4})$$

avec D_- et D_+ constantes de diffusion des électrons et des trous. L'application numérique donne dans le cas d'une cible de silicium et pour des particules α de ~ 10 MeV des temps τ_{plasma} de quelques nanosecondes typiquement [182] pour un coefficient de diffusion ambipolaire $D_a = 16 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. On peut grossièrement estimer la largeur moyenne du nuage de charges à $600 \mu\text{m}$ pour $t = \tau_{plasma}$ (valeur à comparer à la section initiale de la trace de $\sim 1 \mu\text{m}$).

Ce modèle permet de rendre compte de manière remarquable de l'allure des signaux d'ionisation observés expérimentalement pour plusieurs types de particules chargées lourdes [182], [183], [184]. Il explique en particulier l'écart significatif observé entre les temps de collecte pour des particules de ce type et celles faiblement ionisantes (γ par exemple) par la phase d'érosion du plasma qui n'existe que pour les premières.

ii) Cas des détecteurs cryogéniques Un effet de plasma pourrait être présent pour tout type d'interactions dans le cas de détecteurs cryogéniques. La dimension typique du nuage de charges est en effet très nettement supérieure à la longueur de Debye définie par [181] :

$$\lambda_D = 69 \sqrt{\frac{T}{\rho}} \quad (\text{V.5})$$

avec T température des charges en Kelvin et ρ leur densité en m^{-3} .

Pour illustrer notre propos, calculons λ_D dans le cas d'un dépôt d'énergie de 500 keV par un γ :

- L'équation (III.9) montre que le parcours moyen des électrons associés à ce dépôt sera de $400 \mu\text{m}$ environ. En considérant que les charges se répartissent de manière homogène dans une sphère de rayon R_{sphere} , on a alors dans le cas du germanium ($\varepsilon=3$ eV) une densité de charges de :

$$\rho = \frac{E_R/\varepsilon}{4\pi R^3/3} \sim 6 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3} \quad (\text{V.6})$$

- T peut être calculée en considérant que les charges du nuage se sont très rapidement désexcitées par émission de phonons et qu'elles sont en phase de thermalisation par diffusion sur des impuretés (cf chapitre III.2.4) à l'instant où le dipôle se forme. On peut estimer que leurs énergies sont distribuées entre 0 et $mv_{son}^2/2$ (seuil de création des phonons) avant que ne débute la collecte. En supposant une équipartition entre ces deux valeurs, on a une température électronique T_{el} de l'ordre de $\frac{1}{2}m_{eff}(\frac{v_{son}}{2})^2 \cdot \frac{1}{k_B}$ où m_{eff}

est la masse effective de l'électron. Comme $v_{son} \sim 5 \cdot 10^3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $m_{eff} \sim \frac{m_e}{10}$ pour le germanium [140], on a finalement $T_{el} \sim 2 \text{ K}$.

L'application numérique de la relation (V.5) donne une valeur de la constante de Debye $\lambda_D \sim 4 \text{ }\mu\text{m}$, nettement inférieure au rayon R_{sphere} de la sphère. Le calcul pour des γ de 1 MeV (et *a fortiori* d'énergie moindre) donne un résultat similaire. Il est donc possible qu'un effet d'écran se développe dans le nuage de charges, même pour les faibles densités d'ionisation associées aux interactions des γ .

Plusieurs observations expérimentales peuvent être expliquées par cette hypothèse :

Penn a par exemple montré [156] dans des bolomètres en silicium irradiés par une source d'électrons de 60 keV que l'évolution de l'efficacité de collecte de charges en fonction de la pureté et de l'épaisseur du détecteur pouvait s'expliquer par un effet plasma. Des tailles de plasma de l'ordre du millimètre permettent de rendre compte de ses résultats expérimentaux. On peut également associer le développement du plasma de charges à celui de la mauvaise collecte pour les événements de surface (cf chapitre III.3.3.6), les charges situées dans le plasma pouvant diffuser vers l'électrode de même polarité à cause de l'effet d'écrantage du champ extérieur. L'épaisseur de la couche correspond sous cette hypothèse au rayon du plasma de charge. On trouve là encore des valeurs de l'ordre du millimètre [185].

Il convient néanmoins de noter qu'à l'inverse des détecteurs à ionisation classiques, il n'existe pas dans le cas des détecteurs cryogéniques de modélisation rigoureuse de la formation d'un plasma ni d'évidences expérimentales indiscutables de son existence. Les signaux ionisation en particulier ne présentent pas l'allure caractéristique du phénomène d'érosion du plasma observée pour les détecteurs classiques. Ceci exclut les temps de vie du plasma⁵ supérieurs à 10 ns.

Comme nous l'avons souligné en introduction de ce chapitre, l'étude détaillée du plasma de charges fait l'objet d'un important effort de R&D de la part de la collaboration EDELWEISS [186]. Ce n'est pas le sujet de cette thèse. Nous allons simplement considérer ici que le développement d'un nuage de charges de dimensions macroscopiques ($\sim 1 \text{ mm}$) dans les détecteurs bolométriques est possible pour tous types d'interactions, et ferons de cette hypothèse la base d'un modèle de collecte de charges.

V.3.1.2 Modélisation du plasma de charges

Nous allons développer dans ce paragraphe un modèle basé sur le plasma de charges moyennant quelques hypothèses simplificatrices, inspirées de celles utilisées par Penn dans [156] :

- Nous considérons tout d'abord une symétrie sphérique pour le nuage de charges. En effet, les électrons ou les reculs de noyaux produits par les interactions de γ ou de neu-

⁵Les électroniques de lecture des signaux ionisation des détecteurs cryogéniques ne donnent pas accès aux temps plus courts à cause de l'importante capacité parasite du montage.

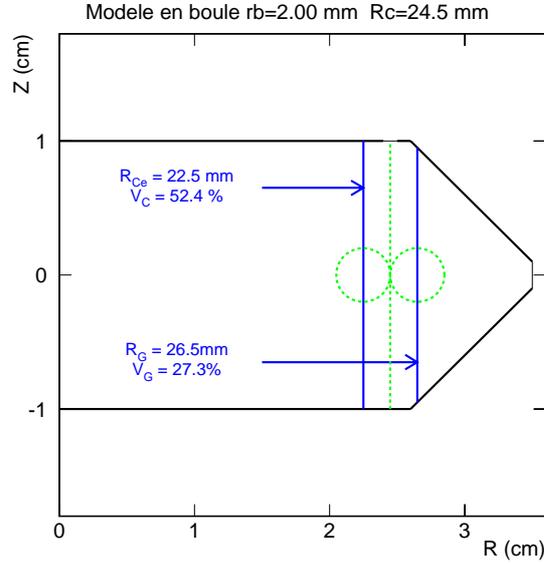


FIG. V.6: Vue en coupe du détecteur et représentation (pointillés) de R_C , limite entre les zones de collecte sur les électrodes centre et garde et des cercles de rayons r_b . On représente également (trait plein) $R_{Ce} = R_C - r_b = 22,5$ mm et $R_G = R_C + r_b = 26,5$ mm correspondant aux limites des zones V_C , V_G et V_I .

trons ont des parcours très courts dans la matière (inférieurs au millimètre). La symétrie sphérique est donc mieux adaptée que la symétrie cylindrique. La distribution de la charge sera de plus considérée comme uniforme dans la sphère de rayon r_b .

- Nous occultons également tout l'aspect dynamique du processus, en négligeant totalement l'érosion du nuage. Nous considérons donc que la collecte débute seulement lorsque la sphère a atteint sa taille maximale.
- Enfin, nous négligeons le détail de la structure des lignes des champs, en considérant que les charges situées à l'intérieur d'un cylindre CUT de rayon R_C centré sur le détecteur seront intégralement collectées sur l'électrode centrale, et les autres sur la garde.

Ce modèle sera appelé par la suite **modèle en boule**. Deux variables le caractérisent : r_b qui correspond à l'extension maximale de la sphère de charge et R_C , qui définit la limite de séparation moyenne entre une collecte sur l'électrode centrale et l'anneau de garde. Les volumes des trois zones V_C , V_G et V_I se déduisent directement des paramètres r_b et R_C . Dans l'exemple de la figure V.6, les valeurs $R_C = 24,5$ mm et $r_b = 2$ mm correspondent à $V_C = 52,4\%$, $V_G = 27,3\%$ et $V_I = 20,3\%$. On donne en annexe (cf figure C.3) les valeurs des volumes V_C , V_G et V_I pour r_b et R_C compris entre 1,0 et 5,0 mm et 23,0 et 25,5 mm respectivement.

Afin de caractériser le modèle en boule, nous allons étudier l'évolution attendue pour les paramètres r_b et R_C en fonction de la tension de polarisation (paragraphe V.3.1.3) et la distribution de la variable R (paragraphe V.3.1.4) que l'on peut lui associer.

V.3.1.3 Paramètres r_b et R_C

Quelles sont les valeurs attendues pour les paramètres r_b et R_C et comment vont-elles évoluer en fonction de la tension de polarisation ? La réponse à ces questions permettra un test direct du modèle en boule par la confrontation aux valeurs r_b et R_C déterminées expérimentalement pour des acquisitions sous différentes tensions de polarisation (cf paragraphe V.4.5).

i) Paramètre R_C La variable R_C définit la limite moyenne entre les zones de collecte centre et garde. Sa position est fonction des lignes de champs et doit donc être indépendante de la valeur et du signe de la tension de polarisation. La simulation des lignes de champ (cf paragraphe V.2) nous a montré qu'on attend pour R_C une valeur de l'ordre de 24,0 mm.

ii) Paramètre r_b La sphère de rayon r_b peut être considérée (cf figure V.5) comme la superposition de deux distributions sphériques (rayon r) de charges positives et négatives de densité homogène et dont les centres sont séparés par une distance a (avec $a \ll r \sim r_b$). L'application du théorème de Gauss montre que le dipôle ainsi formé génère un champ égal au champ \vec{E} appliqué au détecteur si l'égalité suivante est respectée :

$$E = \frac{Qa}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_b^3} \quad (\text{V.7})$$

avec Q nombre de charges d'un même signe. On a alors $r_b \propto E^{-\frac{1}{3}}$.

V.3.1.4 Profil de la distribution R associé au modèle en boule

On détermine à l'aide de données simulées la distribution de la variable R attendue pour le modèle en boule.

i) Construction des signaux ionisation simulés Pour chaque événement de la simulation Monte-Carlo, on construit les signaux ionisation simulés E_g^s (garde) et E_i^s (centre) à partir des variables E_R^s et (x, y, z) grâce à un algorithme basé sur le modèle en boule.

On considère tout d'abord que la charge totale $E_t^s = Q \cdot E_R^s$ (avec Q facteur de quenching en ionisation de la particule incidente⁶) créée par une interaction est répartie de manière uniforme dans la sphère BOULE de rayon r_b .

- Si l'interaction a lieu à l'intérieur du cylindre de rayon $R = R_c - r_b$, alors l'ensemble de la charge E_t^s est associée au signal central E_i^s . On a alors $E_i^s = E_t^s$ et $E_g^s = 0$.
- A l'inverse, si l'interaction a lieu au-delà du cylindre défini par $R_c + r_b$, alors $E_I^s = 0$ et $E_g^s = E_t^s$.
- Dans le cas intermédiaire, la charge est répartie entre les deux électrodes :

$$E_i^s = P_c \cdot E_t^s \quad (\text{V.8})$$

⁶On prend $Q=1$ pour les γ du ^{60}Co et $Q=0,16E_R^{s,0,18}$ pour les neutrons du ^{252}Cf .

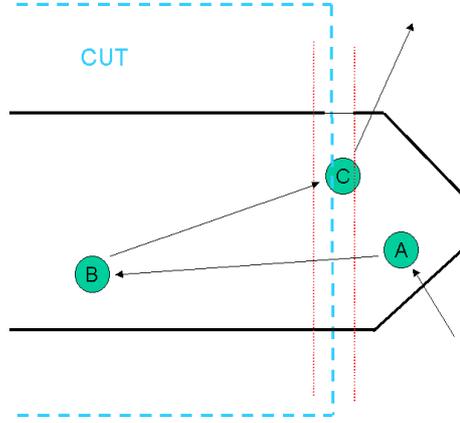


FIG. V.7: Illustration de la construction des signaux E_g^s et E_i^s dans le cadre du modèle en boule avec une particule interagissant dans le détecteur successivement aux points A (volume garde), B (volume centre) et C (volume intermédiaire). On obtient pour l'événement associé : $E_i^s = 0 + E_t^s(B) + P_C \cdot E_t^s(C)$ et $E_g^s = E_t^s(A) + 0 + (1 - P_C) \cdot E_t^s(C)$, avec P_C fraction de la sphère C dans le cylindre CUT (représenté ici par une ligne pointillée).

et

$$E_g^s = (1 - P_c) \cdot E_t^s \quad (\text{V.9})$$

La répartition de charge dans BOULE étant uniforme, P_c est égal à la fraction de volume de BOULE située à l'intérieur du cylindre CUT de rayon R_c et centré en O. La forme analytique de $P_c(X)$ est déterminée dans l'annexe C.

En répétant cette opération pour l'ensemble des interactions de la particule dans le détecteur, on construit les signaux E_i^s et E_g^s correspondant (cf figure V.7).

ii) Distribution de la variable R^s des données simulées ^{60}Co La distribution $\frac{dN}{dR^s}$ pour la simulation ^{60}Co est représentée dans la figure V.8a pour $E_{recoil} > 30 \text{ keV}$, (seuil d'analyse des données expérimentales), et pour un choix arbitraire $R_C = 2,4 \text{ cm}$ et $r_b = 1 \text{ mm}$. On remarque ici l'allure bombée de la distribution. Sa forme analytique, calculée dans l'annexe C et illustrée dans la figure V.8b, montre que cette caractéristique est une signature de la dépendance en X de P_C pour les interactions ayant lieu dans le volume intermédiaire.

iii) Distribution de la variable R^{sd} des données simulées ^{60}Co Pour comparer les distributions simulées R^s à celles déterminées expérimentalement, il convient de dégrader les données simulées par la résolution expérimentale. On introduit pour ce faire un générateur N donnant une distribution normale ($\mu=0, \sigma=1$) :

$$N = \sqrt{-2 \log x_1} \cdot \sin(2\pi x_2) \quad (\text{V.10})$$

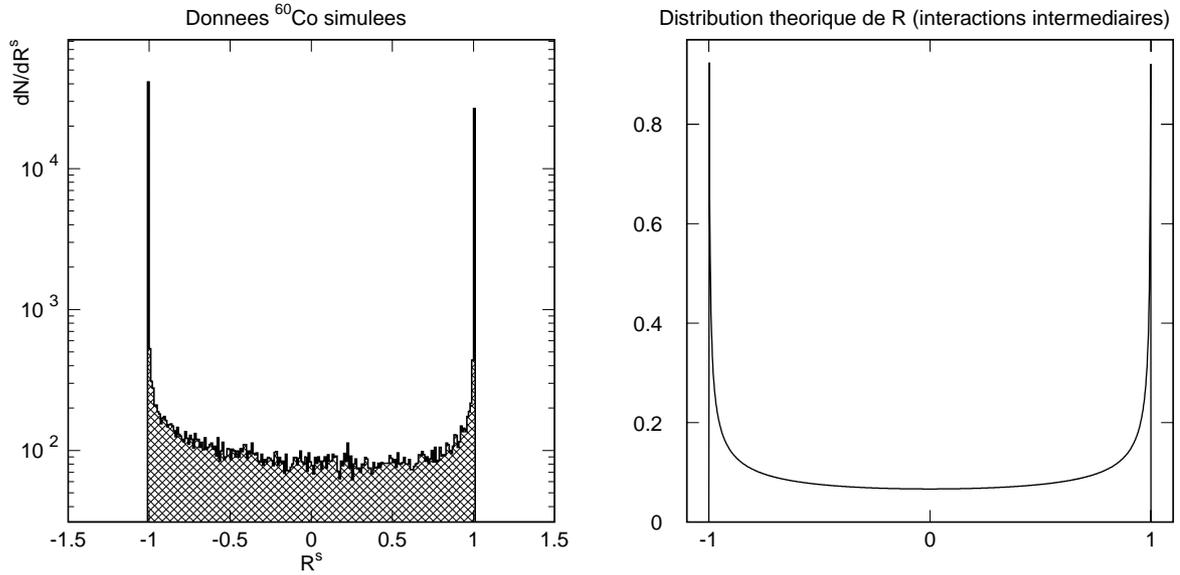


FIG. V.8: **figure de gauche** : distribution R^s pour la simulation ^{60}Co pour $E_{\text{recoil}} > 30 \text{ keV}$, avec un choix arbitraire $r_b = 1 \text{ mm}$ et $R_c = 2,4 \text{ cm}$. **figure de droite** : distribution attendue de la variable R d'après le modèle en boule pour une répartition uniforme d'interactions dans le volume intermédiaire V_I .

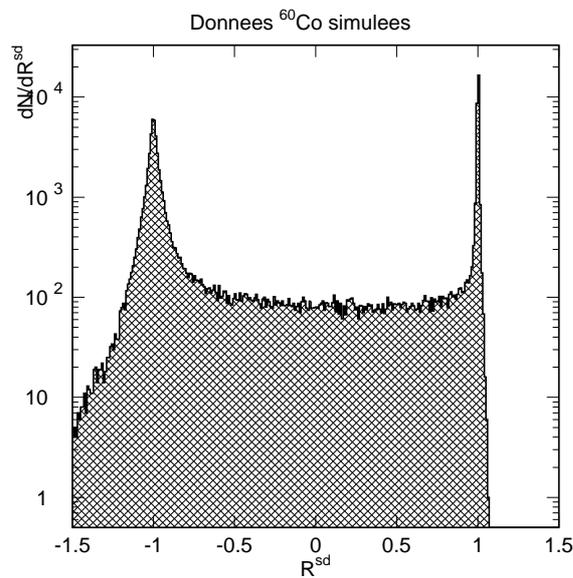


FIG. V.9: Distribution R^{sd} : dégradation de la distribution R^s par la résolution expérimentale.

où x_1 et x_2 sont deux nombres aléatoires compris entre 0 et 1. Grâce à ce générateur, il est possible de construire pour chaque événement les variables $E_i^{sd} = E_i^s + N \cdot \sigma_i$ et $E_g^{sd} = E_g^s + N' \cdot \sigma_g$, dont les valeurs se répartissent autour de E_i^s et E_g^s suivant une probabilité gaussienne caractérisée par les écart-types σ_i et σ_g , résolutions des voies centre et garde. On obtient alors la distribution dégradée $R^{sd} = (E_g^{sd} - E_i^{sd}) / (E_g^{sd} + E_i^{sd})$ présentée en figure V.9 pour $\sigma_i = 1,0$ keV et $\sigma_g = 8,0$ keV (valeurs expérimentales déterminées dans le paragraphe V.4.1.3). On peut comprendre l'allure de la distribution $\frac{dN}{dR^{sd}}$ en écrivant la résolution σ_R de la variable R en fonction de σ_i et σ_g . Ce calcul, présenté en annexe, montre que :

$$\sigma_R(R \sim -1) = \frac{2\sigma_g}{E_t} \quad (\text{V.11})$$

$$\sigma_R(R \sim +1) = \frac{2\sigma_i}{E_t} \quad (\text{V.12})$$

Comme $\sigma_g = 8,0$ keV et $\sigma_i = 1,0$ keV, le pic centre est huit fois plus large que le pic garde.

Nous avons construit un modèle de répartition des charges entre les électrodes basé sur l'hypothèse du développement d'un plasma de charge avant la collecte. Nous avons ensuite déterminé la distribution $\frac{dN}{dR}$ associée à ce modèle, et discuté des valeurs et de la dépendance à la tension de polarisation des paramètres r_b et R_C qui le caractérisent.

V.3.2 Modèle de répartition linéaire

Nous allons introduire un modèle de répartition de charges correspondant au développement du plasma dans un volume cubique. S'il paraît moins réaliste physiquement, ce modèle permettra néanmoins de vérifier dans le paragraphe V.4.6 que les conclusions de l'étude des données expérimentales dans le cadre du modèle en boule ne dépendent pas trop des spécificités de ce dernier.

V.3.2.1 Répartition linéaire de la charge

La fraction de charge associée à l'électrode centrale P_c pour une interaction dans le volume intermédiaire est une simple fonction linéaire de sa position :

$$P_c = \frac{R_G - X}{R_G - R_{Ce}} \quad (\text{V.13})$$

Les signaux E_i^s et E_g^s associés à un événement sont construits suivant un algorithme similaire à celui utilisé pour le modèle en boule (cf figure V.10). Ce mode de répartition correspond en fait à une répartition de la charge dans un cube de côté $r_b = R_{Ce} - R_G$, avec de plus $R_C = R_{Ce} + R_G$.

V.3.2.2 Distribution R associée

La distribution R^s associée au modèle linéaire appliqué à la simulation Monte-Carlo du ^{60}Co est présentée dans la figure V.11a. La différence avec le modèle en boule est évidente.

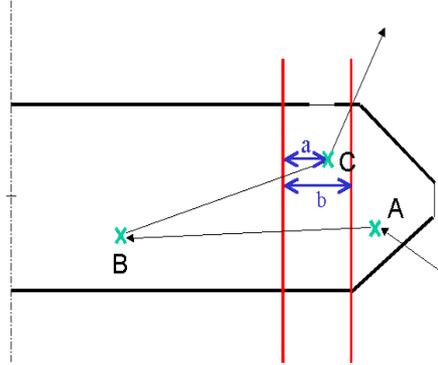


FIG. V.10: Illustration de la construction des signaux E_g^s et E_i^s avec une particule interagissant successivement dans les volumes V_C , V_G et V_I . On obtient pour l'événement associé : $E_i^s = 0 + E_t^s(B) + P_C \cdot E_t^s(C)$ et $E_g^s = E_t^s(A) + 0 + (1 - P_C) \cdot E_t^s(C)$, avec $P_C = \frac{(b-a)}{b}$.

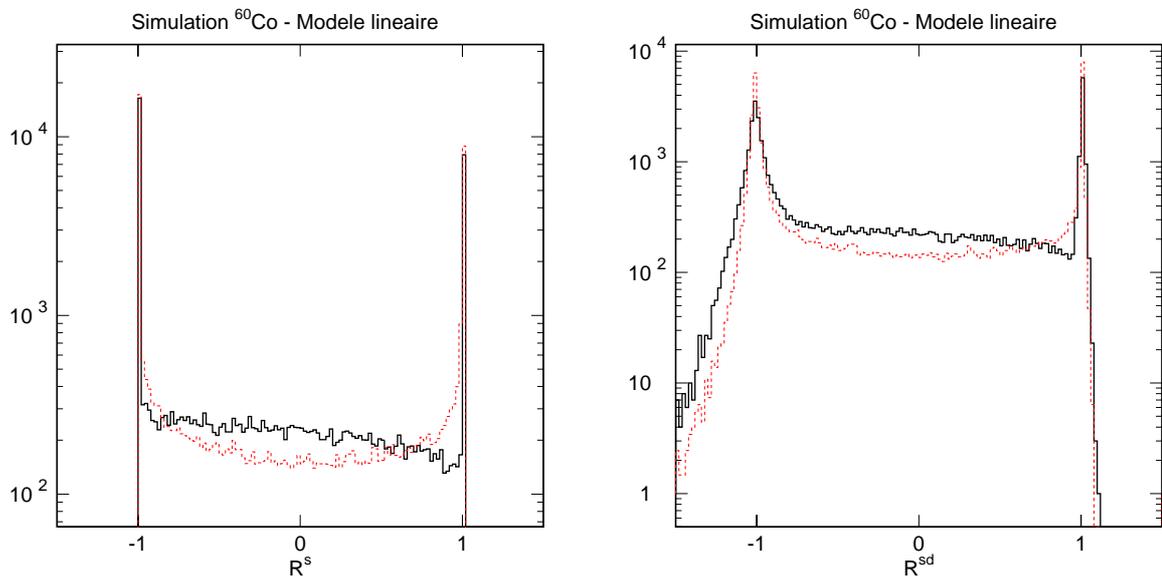


FIG. V.11: **figure de gauche** : distribution R^s pour la simulation ^{60}Co construites par simulation pour $E_{\text{recoil}} > 30 \text{ keV}$ pour un choix arbitraire $R_{C_e} = 21,0 \text{ mm}$ et $R_G = 28,0 \text{ mm}$. Est aussi représenté en pointillés la distribution associée au modèle en boule pour $r_b = 3,5 \text{ mm}$ et $R_C = 24,5 \text{ mm}$ donnant les mêmes valeurs R_{C_e} et R_G . **figure de droite** : distribution R^{sd} : dégradation des distributions R^s par la résolution expérimentale (trait plein : pour le modèle linéaire, pointillés : pour le modèle en boule).

Elle est exclusivement due au mode de répartition de charge entre les deux électrodes pour les interactions intermédiaires (cf annexe C). Elle est encore visible après dégradation par la résolution expérimentale (cf figure V.11b).

V.4 Analyse des données de calibration

Nous allons maintenant confronter les modèles aux données de calibration ^{60}Co et ^{252}Cf prises sous différentes tensions de polarisation.

V.4.1 Première analyse des données ^{60}Co

Nous allons dans un premier temps analyser les données ^{60}Co en faisant un simple comptage des trois populations C, G et I. Cette étude préliminaire va montrer la nécessité d'utiliser les modèles développés dans la section V.3 pour déterminer les volumes V_C , V_G et V_I .

V.4.1.1 Prises de données

Les données étudiées ici ont été recueillies avec une source de ^{60}Co insérée dans la niche (cf figure V.3). Les données ont été enregistrées les 1^{er} et 02 novembre 2001, pour huit tensions de polarisation variant de -4,78 V à +9,40 V par pas de 1,5 V environ. Les tensions inférieures à -4,78 V font apparaître des courants de fuite. Des séquences de régénération (cf chapitre III.3.3.6) d'une demi-heure avec tension de polarisation nulle ont été effectuées entre chaque acquisition. La statistique accumulée est de 10 000 événements bruts environ pour chaque polarisation, à l'exception de l'acquisition à +6,34 V correspondant à 35 882 déclenchements (cf tableau V.1). Dans tous les cas, seules les voies ionisation ont été enregistrées.

V.4.1.2 Traitement des données

Le traitement appliqué est détaillé dans le chapitre IV. Toutes les données sont analysées avec la même paire d'événements moyens. La diaphonie est corrigée pour chaque série de données en utilisant la méthode présentée dans le chapitre IV.2.2. La calibration en keV est déterminée à partir des positions des pics de 1174 et 1336 keV pour les deux électrodes centre et garde. Les coefficients de calibration varient peu (moins de 5%) entre chaque acquisition, ce qui montre la stabilité de la qualité de collecte des charges au cours de la campagne de prise de données.

V.4.1.3 Sélection des données

La probabilité d'empilements des événements dans la plage de numérisation est faible, et les rares empilements sont rejetés par une coupure légère sur le χ^2 de l'ajustement.

On impose également aux paramètres t_i et t_g d'ajustement des événements moyens centre et garde des valeurs positives et la condition $|t_g - t_i| < 50 \mu\text{s}$. Les paramètres t_i et t_g étant décorrélés, il peut en effet arriver pour un événement pur m que l'événement moyen de la voie n se décale pour ajuster une fluctuation de bruit plus importante, biaisant ainsi la valeur de l'amplitude du signal de quelques pourcents. Cet effet n'a pas une influence importante sur la détermination de l'énergie totale du signal, et ne concerne qu'une petite fraction (moins d'un pourcent) des données. Ce biais peut être réduit fortement en choisissant un seuil d'analyse de 30 keV sur E_i . Pour l'ensemble des données, les résolutions ligne de base ont été évaluées à $\sigma_i^0 = 1,0$ keV LTMH pour la voie centre et $\sigma_g^0 = 8,0$ keV pour la voie garde par projection des données sur les axes E_g et E_i (cf figure IV.10).

V.4.1.4 Détermination des proportions P_C P_G et P_I

Les événements sont répartis dans les trois catégories C, G et I suivant le critère de sélection suivant :

- Un événement appartient à la population C si :

$$E_i > 3\sigma_i^0 \quad (\text{V.14})$$

$$E_g < 3\sigma_g^0 \quad (\text{V.15})$$

- Un événement appartient à la population G si :

$$E_i < 3\sigma_i^0 \quad (\text{V.16})$$

$$E_g > 3\sigma_g^0 \quad (\text{V.17})$$

- Un événement appartient à la population I si :

$$E_i > 3\sigma_i^0 \quad (\text{V.18})$$

$$E_g > 3\sigma_g^0 \quad (\text{V.19})$$

où σ_i^0 et σ_g^0 sont les résolutions ligne de base des voies centre et garde.

On choisit un intervalle d'étude de 500-900 keV, pour lequel la fraction d'interactions multiples est constante d'après la simulation (cf figure V.4a). On présente dans la figure V.12 le résultat de cette analyse pour les calibrations à +1,60 V et -4,78 V. Les valeurs obtenues pour l'ensemble des prises de données sont résumés dans le tableau V.1 et l'évolution des proportions P_C P_G et P_I en fonction de la tension de polarisation sont représentées dans la figure V.13.

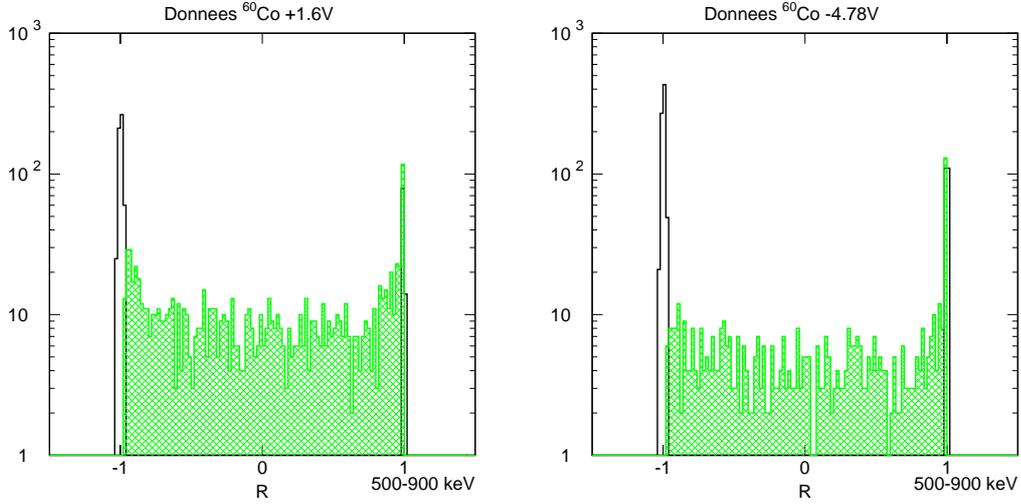


FIG. V.12: Représentation des distributions R pour les calibrations ^{60}Co à $+1,60\text{ V}$ (à gauche) et $-4,78\text{ V}$ (à droite). La partie hachurée correspond aux événements de la population I (amplitude supérieure à 3σ du bruit ligne de base sur chacune des électrodes). On constate ici la très nette différence de proportion d'événements I entre les deux figures (pour des statistiques équivalentes).

Polar (V)	Triggers	Selection	$P_C(\%)$	$P_G(\%)$	$P_I(\%)$
+9,40	13727	10054	$43,8 \pm 1,2$	$2,5 \pm 0,3$	$54,1 \pm 1,2$
+6,34	35882	31339	$39,8 \pm 0,7$	$7,3 \pm 0,4$	$52,9 \pm 0,7$
+4,78	11318	10811	$37,8 \pm 1,0$	$8,1 \pm 0,6$	$54,0 \pm 1,1$
+3,25	10013	8960	$35,4 \pm 1,2$	$7,0 \pm 0,6$	$57,6 \pm 1,2$
+1,60	10038	9148	$32,8 \pm 1,1$	$5,4 \pm 0,5$	$61,7 \pm 1,1$
-1,60	8514	7276	$48,3 \pm 1,4$	$9,4 \pm 0,8$	$42,1 \pm 1,3$
-3,25	10080	8888	$50,3 \pm 1,2$	$11,2 \pm 0,8$	$38,4 \pm 1,2$
-4,78	10012	8734	$48,4 \pm 1,2$	$13,8 \pm 0,8$	$37,7 \pm 1,2$

TAB. V.1: Résultats de l'analyse des proportions pour les prises de données ^{60}Co . "Triggers" représente le nombre de déclenchements par run et "Sélection" le nombre d'événements parmi ceux-ci passant les coupures décrites dans le paragraphe V.4.1.3.

Les proportions INT , EXT et MIX peuvent être respectivement associées à P_C , P_G , P_I dans l'hypothèse où les charges sont collectées en suivant les lignes de champ à partir du point d'interaction de la particule. Ceci revient à négliger les interactions entre les charges avant leur collecte.

La figure V.13 montre que cette hypothèse est indiscutablement fautive. D'une part, la proportion P_I déterminée expérimentalement est systématiquement supérieure à la fraction MIX d'un facteur 2 au moins. On observe par ailleurs une forte dépendance des proportions des trois populations à la valeur de V_{polar} , le signe de la tension de polarisation ayant

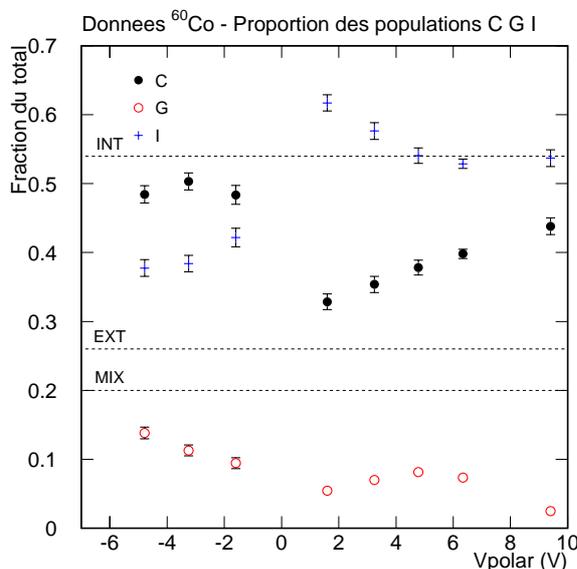


FIG. V.13: Représentation des proportions P_C , P_G et P_I en fonction de la tension de polarisation pour les huit acquisitions ^{60}Co . Les barres verticales figurent les erreurs statistiques. Les lignes pointillées indiquent les proportions d'événements INT, EXT et MIXs déterminées dans le paragraphe V.2.2 d'après la simulation.

en particulier un effet significatif.

Les interactions entre les charges doivent donc être prises en compte pour décrire les processus de collecte. Nous ferons appel pour cela aux modèles développés dans la section V.3.

V.4.2 Étude qualitative de la distribution R des données ^{60}Co

On effectue un premier test des modèles linéaire et en boule en superposant les distributions de la variable R pour les données expérimentales et simulées après dégradation par la résolution expérimentale. On choisit les données +6,34 V, correspondant à la statistique la plus élevée.

Le résultat est présenté dans la figure V.14 pour les deux modèles avec des couples de paramètres ($r_b = 3, 5$ mm, $R_C = 24, 5$ mm) ($R_{Ce}=21,0$ mm, $R_G=28,0$ mm) correspondant aux mêmes volumes V_C , V_G et V_I . Les données s'ajustent à la distribution associée au modèle en boule de manière remarquable, tandis que le modèle linéaire présente une forme de distribution nettement différente. Ce test nous permet d'apporter un crédit plus important au modèle en boule.

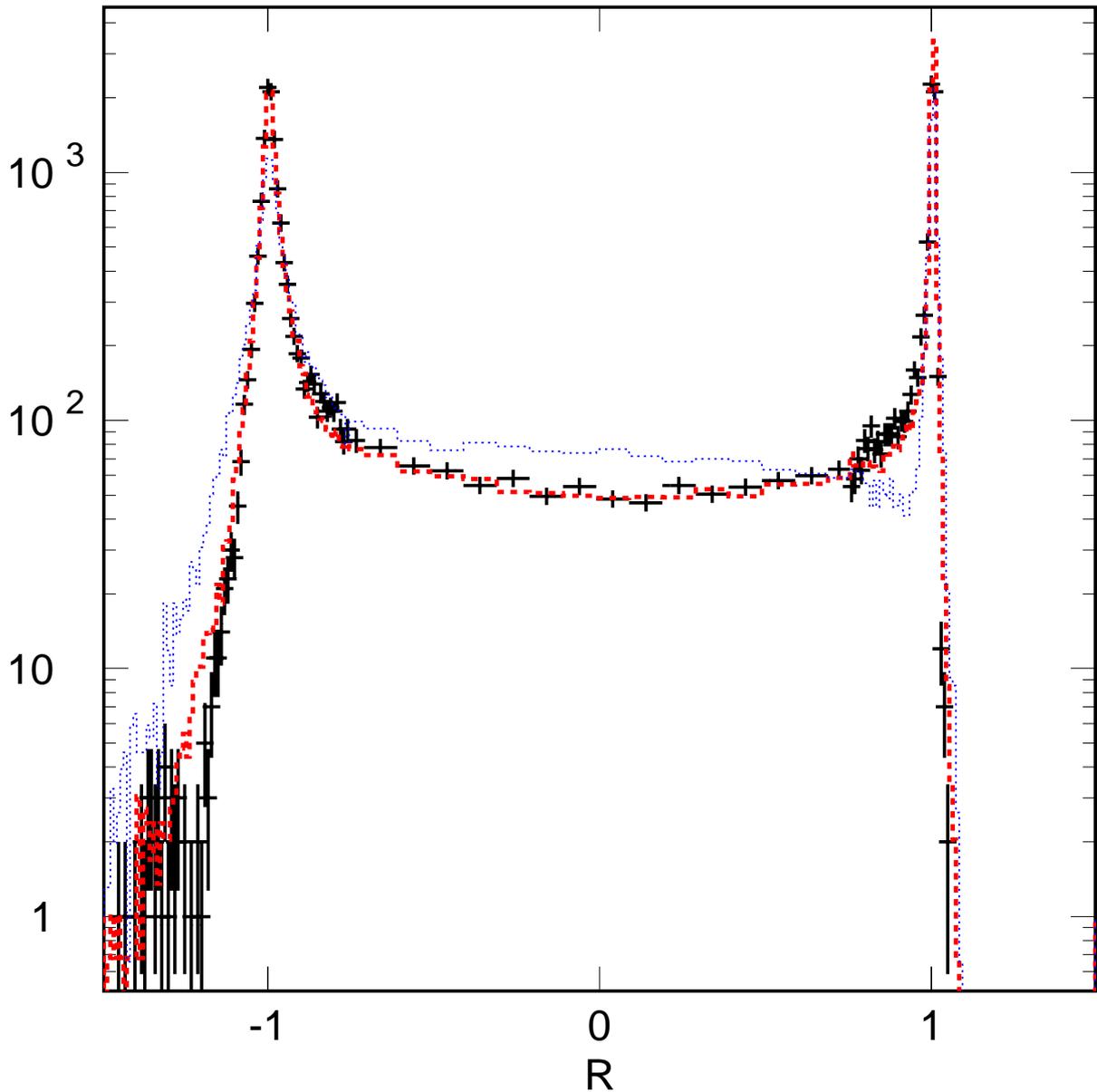
Superposition simulation-donnees $V=+6.34V$ 

FIG. V.14: Superposition des variables R et R^{sd} pour les données ^{60}Co expérimentales ($V=+6,34V$) (croix) et simulées d'après le modèle linéaire ($R_{Ce}=21,0$ mm, $R_G=28,0$ mm, pointillées) et le modèle en boule ($r_b = 3,5$ mm et $R_c = 24,50$ mm, tirets). La plage d'étude est ici fixée à l'intervalle 30-1400 keV.

V.4.3 Test du modèle en boule sur les données ^{60}Co

V.4.3.1 Objectif et méthode

Nous allons maintenant déterminer les valeurs des paramètres r_b et R_C que l'on peut associer aux données expérimentales pour chacune des tensions de polarisation. Ceci nous permettra de comparer les lois d'évolution expérimentales des deux paramètres à celles déterminées dans le paragraphe V.3.1.3.

Dans un premier temps (paragraphe V.4.3.3), nous déterminons les proportions expérimentales P_C , P_G et P_I pour des tranches d'énergie de 30-100 keV, 100-300 keV, 300-500 keV, 500-700 keV, 700-900 keV et 900-1400 keV. On évalue ensuite (paragraphe V.4.3.4) les volumes V_C , V_G et V_I en sélectionnant la simulation (construite à partir d'un couple r_b et R_c donné) donnant les proportions C, G et I les plus proches des valeurs expérimentales. Il convient de rappeler ici qu'une fraction importante d'événements de la population intermédiaire correspondent à des valeurs proches de $R = \pm 1$ dans le cadre du modèle en boule (cf figure V.8b). L'évaluation des proportions suivant les critères définis dans le paragraphe V.4.1.4 risque donc d'induire une sous-estimation de la proportion P_I . On remarquera aussi que ces critères dépendent des valeurs σ_i^0 et σ_g^0 . Une mauvaise estimation de ces résolutions (ou l'existence d'une dépendance en énergie du type de celle qu'on mettra en évidence dans le paragraphe V.4.1.4) représente donc un biais supplémentaire à l'estimation des proportions P_C , P_G et P_I . Les chiffres déterminés dans le paragraphe V.4.1 sont donc peu fiables. C'est une limite supplémentaire au mode de détermination classique du volume fiduciel.

Nous avons choisi pour toutes ces raisons de déterminer les proportions de ces trois populations à partir de l'ajustement de la variable R par une fonction spécifiquement associée au modèle en boule. On appellera cette fonction CORNUD, et on détaillera sa construction dans le paragraphe V.4.3.2.

V.4.3.2 Construction de la fonction d'ajustement CORNUD

Nous allons tout d'abord calculer une fonction d'ajustement de la distribution R dans le cas idéal d'une résolution infinie. Cette fonction, appelée CORNU, est testée sur la distribution R^s des données simulées. La fonction CORNUD, obtenue par dégradation de CORNU, est ensuite étudiée.

i) Construction de la fonction CORNU On détermine pour chacune des populations d'événements l'allure attendue pour la distribution R.

Populations C et G On attend des valeurs $R=-1$ et $R=+1$ pour les populations C et G respectivement. On inclura donc dans la fonction CORNU une fonction $\mathfrak{X}(R)$ de valeur nulle pour $R \neq \pm 1$ et égale à des valeurs P_1 et P_2 ajustables pour $R = \pm 1$:

$$\mathfrak{X}(R) = P_1\delta(R + 1) + P_2\delta(R - 1) \quad (\text{V.20})$$

où δ est la fonction de Dirac.

Population VI La distribution analytique de la variable R pour les vrais intermédiaires a été calculée en annexe (cf équation C.10). Nous allons la paramétrer dans la fonction CORNU par une contribution $\mathfrak{L}(R)$ qui s'écrit :

$$\mathfrak{L}(R) = -P_7 \sqrt{\frac{1}{1-R^2}} \sin\left(\frac{1}{3} \arccos(-R) + \frac{4\pi}{3}\right) \quad (\text{V.21})$$

où P_7 est un paramètre ajustable.

Population FI On peut distinguer plusieurs contributions à cette population : les événements associés à des interactions dans les zones centre et garde (événements C+G), dans les zones garde et intermédiaire (G+I), centre et intermédiaire (C+I) et plusieurs interactions dans la zone intermédiaire (I+I).

Si on peut deviner l'allure de la distribution des événements C+G (elle doit suivre une distribution linéaire dont la pente est donnée par les proportions volumiques relatives des zones centre et garde), il est difficile de déterminer une forme analytique pour les autres catégories d'événements, qui correspondent à des combinaisons entre les distributions des trois populations C, G et VI.

On se contente donc d'en écrire une paramétrisation de forme polynômiale :

$$\mathfrak{F}(R) = \sum_{i=0}^{i=7} a_i R^i \quad (\text{V.22})$$

Les paramètres a_i sont ajustés sur la simulation (cf figure V.15a). On ajoute la contribution $k_{FI} \cdot \mathfrak{F}(R)$ à celles des événements C G et VI pour construire la fonction CORNU. k_{FI} est un coefficient de pondération donné par :

$$\frac{k_{FI} \int_{-1}^1 \mathfrak{F}(R) dR}{\int_{-1}^1 [\mathfrak{L}(R) + \mathfrak{X}(R) + \mathfrak{F}(R)] dR} = f_{FI} \quad (\text{V.23})$$

avec f_{FI} fraction d'événements FI sur le total. On présente dans la figure V.15b l'ajustement de la distribution R^s pour l'ensemble des événements simulés par la fonction CORNU. On remarque ici que les coefficients du polynôme $\mathfrak{F}(R)$ et le facteur f_{FI} (qui correspond ici au paramètre P_4) étant fixés, on a simplement trois paramètres libres pour l'ajustement. On regroupe $\mathfrak{L}(R)$ et $k_{FI} \cdot \mathfrak{F}(R)$ sous un terme que nous appelons $\mathfrak{J}(R)$. On a donc finalement CORNU = $\mathfrak{X}(R) + \mathfrak{J}(R)$. Pour écrire la forme complète de la fonction CORNU, il convient maintenant de considérer la dernière catégorie d'événements : les faux intermédiaires.

ii) Construction de la fonction CORNUD Il suffit maintenant de dégrader la fonction CORNU par la résolution expérimentale σ_R pour obtenir une fonction susceptible d'être ajustée aux données expérimentales. En pratique, on préfère cependant dégrader

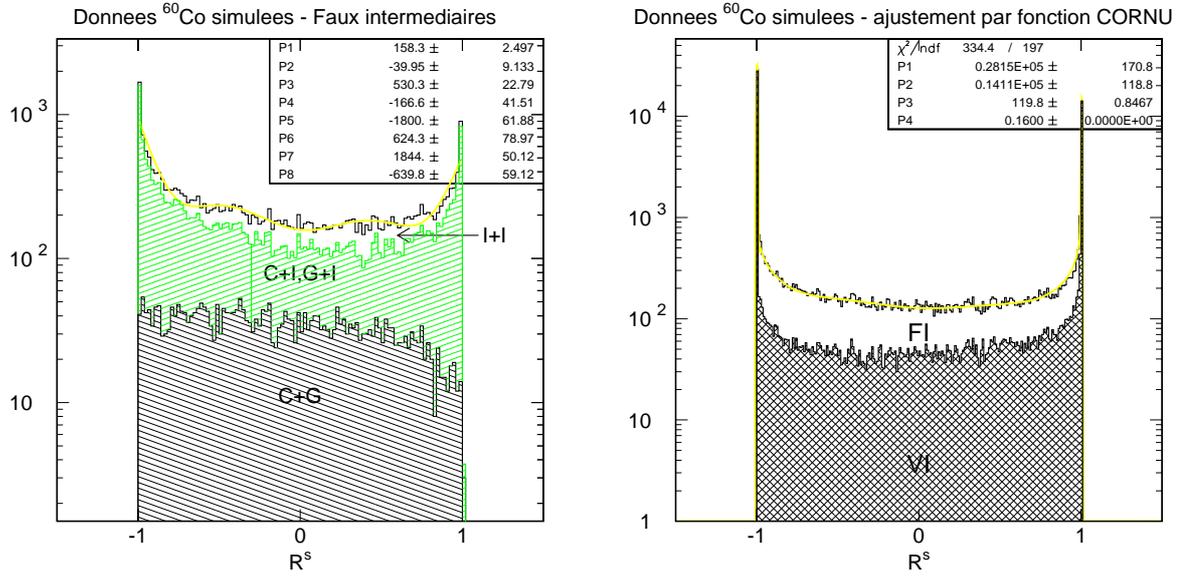


FIG. V.15: **Figure de gauche** : ajustement de R^s pour la population FI par la fonction polynômiale $\mathfrak{Z}(R)$. **Figure de droite** : ajustement de R^s par la fonction CORNU. La population de vrais intermédiaires (VI) est représentée en hachurée.

la fonction $\mathfrak{Z}(R)$ uniquement (la fonction dégradée sera notée $\mathfrak{Z}^d(R)$), et remplacer la fonction $\mathfrak{X}(R)$ par deux gaussiennes centrées en ± 1 .

On remarquera cependant que les pics C et G ne sont gaussiens que si E_t est une constante (cf équation (C.17)). L'approximation gaussienne reste valable sur des plages d'énergie étroites, pour lesquelles on peut écrire $E_t \sim E_{moy}$, énergie moyenne du signal ionisation sur la tranche d'énergie considérée.

La faible statistique expérimentale imposant d'utiliser des tranches d'énergie de 200 keV, cette approximation n'est pas valable dans notre cas. On divise donc chaque intervalle en quatre sous-tranches de largeurs égales sur lesquelles on prend $E_t = E_{moy}$. Les fonctions d'ajustement $\mathfrak{C}(R)$ et $\mathfrak{G}(R)$ des pics C et G s'écrivent alors :

$$\mathfrak{C}(R) = \sum_{j=1}^4 f_j \cdot \mathfrak{g}_j(-1, \sigma_R(j), R) \quad (\text{V.24})$$

$$\mathfrak{G}(R) = \sum_{j=1}^4 f_j \cdot \mathfrak{g}_j(+1, \sigma_R(j), R) \quad (\text{V.25})$$

j est ici l'indice associé à la sous-tranche, f_j la fraction d'événements de cette sous-tranche et $\mathfrak{g}(\pm 1, \sigma_R(j), R)$ une gaussienne centrée en ± 1 , et dont l'écart type $\sigma_R(j)$ dépend de σ_i , σ_g (résolutions des voies centre et garde) et $E_t^{moy}(j)$ (énergie moyenne de la sous-tranche j) suivant la loi (C.17). $E_t^{moy}(j)$ est fixé, au contraire de σ_i et σ_g , paramètres ajustables et communs aux quatre sous-tranches d'une même tranche d'énergie. Les positions des

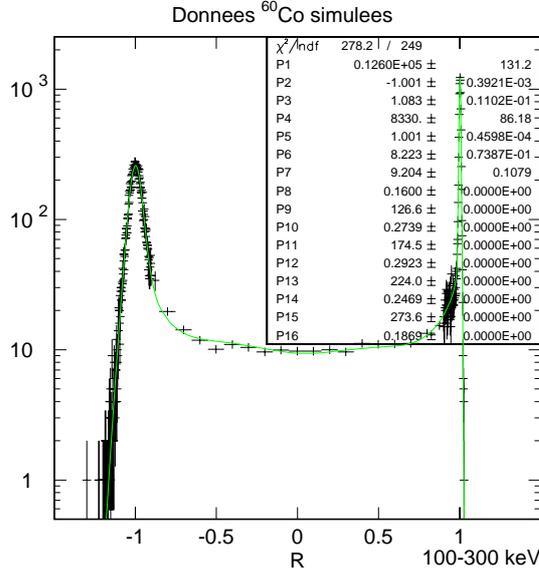


FIG. V.16: Ajustement de R^{sd} par la fonction CORNUD.

gaussiennes, initialisées à ± 1 , sont également ajustables et communes aux quatre gaussiennes \mathfrak{g}_j .

Il y a donc au total sept paramètres ajustables dans la fonction CORNUD :

- les six paramètres associés aux deux gaussiennes $\mathfrak{C}(R)$ et $\mathfrak{G}(R)$: le nombre d'événements compris sous chacune d'entre elles (P_1 et P_4), leurs positions (P_2 et P_5) et les résolutions σ_i et σ_g (P_3 et P_6);
- le paramètre P_7 d'ajustement de $\mathfrak{L}(R)$ (cf équation V.21).

Il convient d'ajouter à cela 17 paramètres fixes :

- la fraction f_{FI} de faux intermédiaires (paramètre P_8);
- les huit coefficients polynômiaux associés à $k_{FI} \cdot \mathfrak{F}(R)$;
- les valeurs E_t^{moy} des énergies moyennes des quatre sous-tranches et les coefficients de pondération associés à chacune de ces sous-tranches, soit huit coefficients au total (paramètre P_9 à P_{16}).

Les neuf premiers parmi ces coefficients fixes sont déterminés à partir des données simulées pour un couple (r_b, R_C) , et les huit autres directement à partir des données étudiées, et donc indépendamment du modèle. On présente dans la figure V.16 un ajustement de la distribution R^{sd} par la fonction CORNUD= $\mathfrak{C}(R) + \mathfrak{G}(R) + \mathfrak{J}^d(R)$.

iii) Etude systématique de la qualité d'ajustement de la fonction CORNUD

La fonction CORNUD doit donner une estimation correcte des trois proportions d'événements C G et I dans le cadre du modèle en boule. Le nombre d'événements associés par la fonction CORNUD à chacune de ces trois populations est donné par les aires des deux

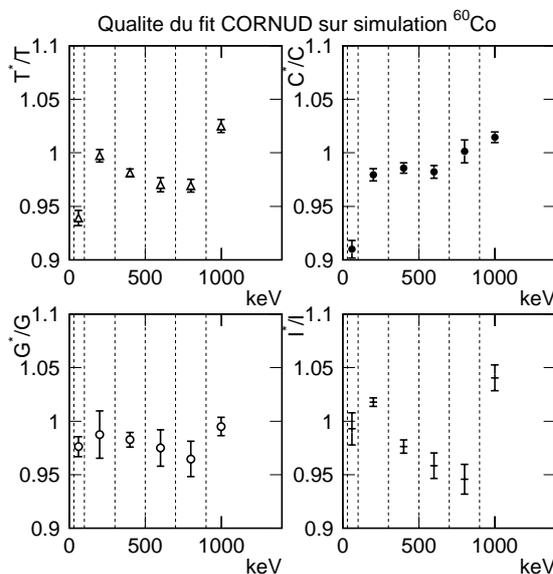


FIG. V.17: Représentation des rapports N_{T^*}/N_T , N_{C^*}/N_C , N_{G^*}/N_G et N_{I^*}/N_I . Les valeurs N_{C^*} , N_{G^*} et N_{I^*} correspondent en fait ici à la moyenne des valeurs obtenues pour les ajustements d'un échantillon de 64 distributions dégradées R^{sd} obtenues à partir de la distribution de départ R^s . On a par ailleurs $N_{T^*} = N_{C^*} + N_{G^*} + N_{I^*}$. L'erreur sur ces valeurs moyennes est représentée par les barres verticales. Elle sera considérée comme une erreur systématique associée à l'ajustement de la fonction CORNUD.

gaussiennes $\mathfrak{C}(R)$ et $\mathfrak{G}(R)$ pour les populations C et G, et par l'aire comprise⁷ sous la courbe $\mathfrak{J}^d(R)$ pour la population I. On notera N_{C^*} , N_{G^*} et N_{I^*} les nombres d'événements estimés par l'ajustement de CORNUD pour les populations C G et I respectivement. Nous évaluons la qualité de l'ajustement dans la figure V.17 en comparant ces valeurs à celles directement déterminées à partir des positions (x, y, z) de chaque interaction dans les données simulées : le biais de l'estimation reste faible ($<5\%$) pour les trois populations sur chacune des tranches d'énergie et sera donc traité comme une erreur systématique.

Dans l'optique de l'ajustement des données expérimentales, il convient également d'évaluer la qualité de l'ajustement pour des valeurs variables de résolutions. On fait varier les résolutions lignes de base entre 0,8 et 10 keV (LTMH) pour le centre et entre 7,0 et 18,0 keV pour la garde. Les résultats de cette étude indiquent que l'estimation des proportions dépend marginalement des valeurs des résolutions de ligne de base. On présente dans la figure V.18 l'exemple de la tranche d'énergie 700-900 keV.

Nous avons construit une fonction d'ajustement de la distribution R basée sur le modèle

⁷Il s'agit plus exactement dans ce dernier cas de la somme du nombre de faux intermédiaires, fraction fixe du nombre total d'événements, et de l'aire comprise sous la fonction $\mathfrak{L}(R)$, donnée par le paramètre P_7 .

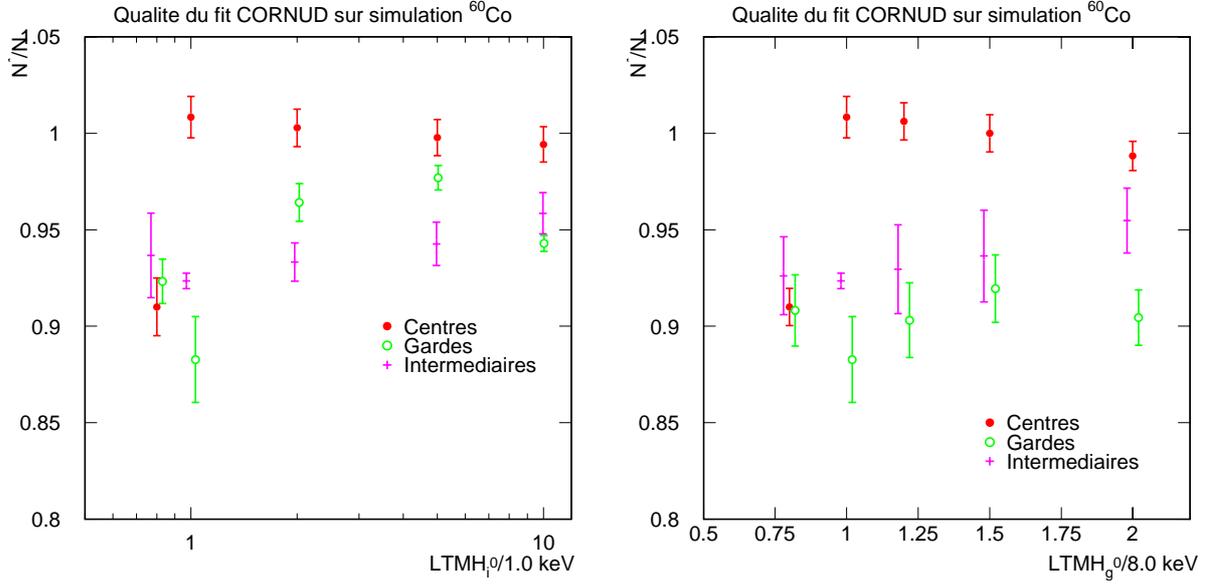


FIG. V.18: Evolution des rapports N_{C^*}/N_C , N_{G^*}/N_G et N_{I^*}/N_I en fonction du rapport $LTMH_i^0/1,0$, avec $LTMH_g^0$ fixé à $8,0$ keV (à gauche) et en fonction de $LTMH_i^0/8,0$, avec $LTMH_g^0$ fixé à $1,0$ keV (à droite).

en boule. Nous avons montré avec les données simulées qu'elle permet une estimation correcte des proportions P_C , P_G et P_I . Nous allons maintenant appliquer cet ajustement aux acquisitions ⁶⁰Co pour déterminer les proportions expérimentales.

V.4.3.3 Ajustement des données expérimentales

Les données de calibration ⁶⁰Co sont sélectionnées par les coupures présentées dans le paragraphe V.4.1.3 et ajustées sur les plages d'énergie définies plus haut. Les résultats de l'ajustement des données prises sous une polarisation de $+6,34$ V sont présentés dans la figure V.19. L'ensemble des spectres ajustés pour les sept autres séries d'acquisitions réalisées sous d'autres tensions de polarisation sont présentés dans l'annexe D.

La valeur des χ^2 prouve la bonne qualité de l'ajustement des données par la fonction CORNUD. L'augmentation des valeurs de σ_i et σ_g (paramètres P3 et P6) avec l'énergie correspond à une dégradation de la résolution ligne de base de la voie n avec l'énergie de la voie m pour un signal pur m et témoigne d'une correction imparfaite de la diaphonie. Cependant, comme l'estimation des proportions dépend marginalement des résolutions σ_i et σ_g (cf figure V.18), cet effet ne constitue pas un problème dans notre cas et les proportions déterminées ici restent valables.

On remarque également que pour la plupart des tensions, la résolution σ_g est ajustée à une valeur de l'ordre de 10 keV sur la tranche $30-100$ keV (cf annexe D), nettement supérieure à la valeur réelle de la résolution ligne de base. Ceci s'explique par le mauvais ajustement de l'événement moyen aux signaux de basse énergie (cf paragraphe V.4.1.3).

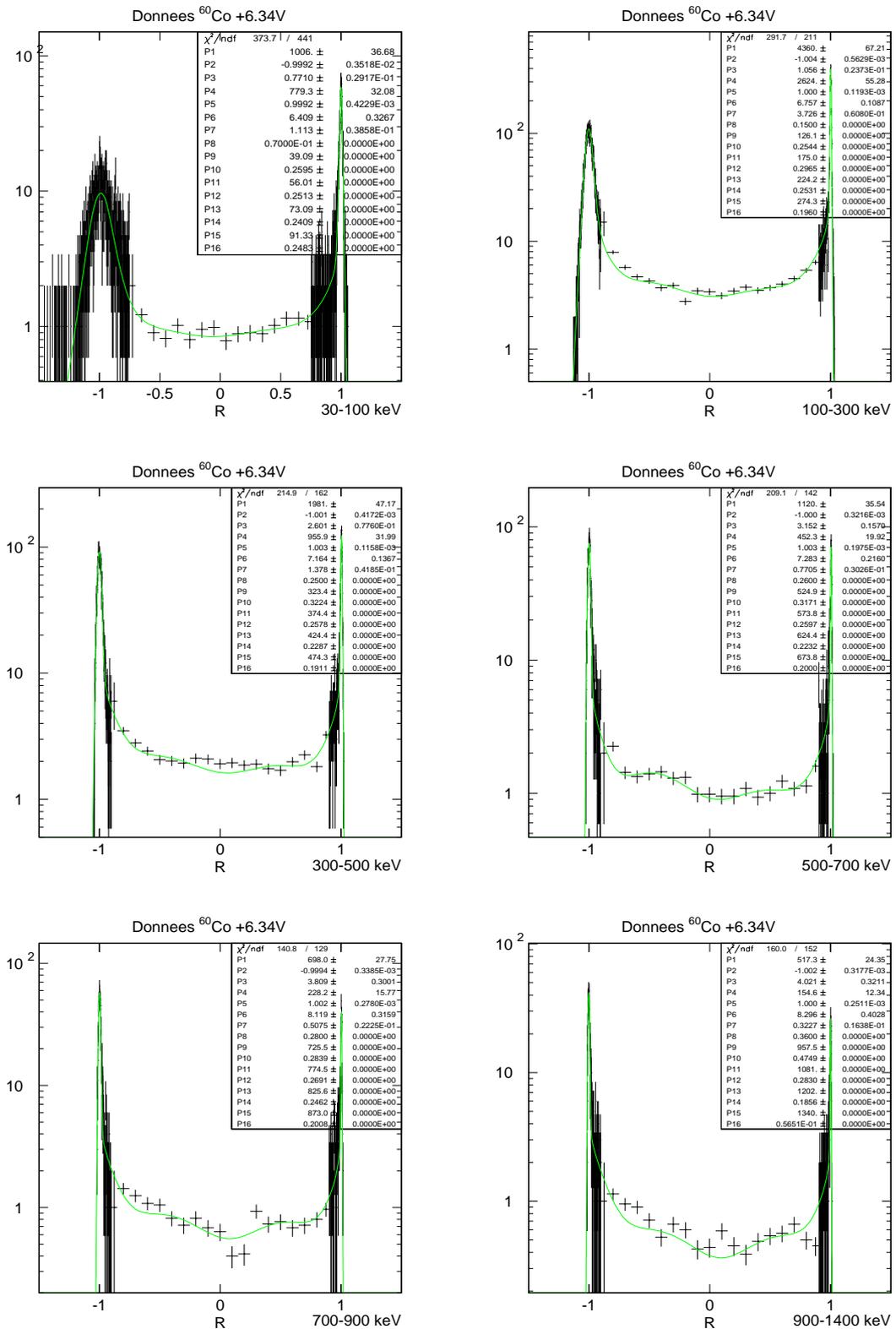


FIG. V.19: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co prises sous une polarisation de 6,34 V pour les tranches d'énergie 30-100, 100-300, 300-500 keV, 500-700, 700-900 et 900-1400 keV.

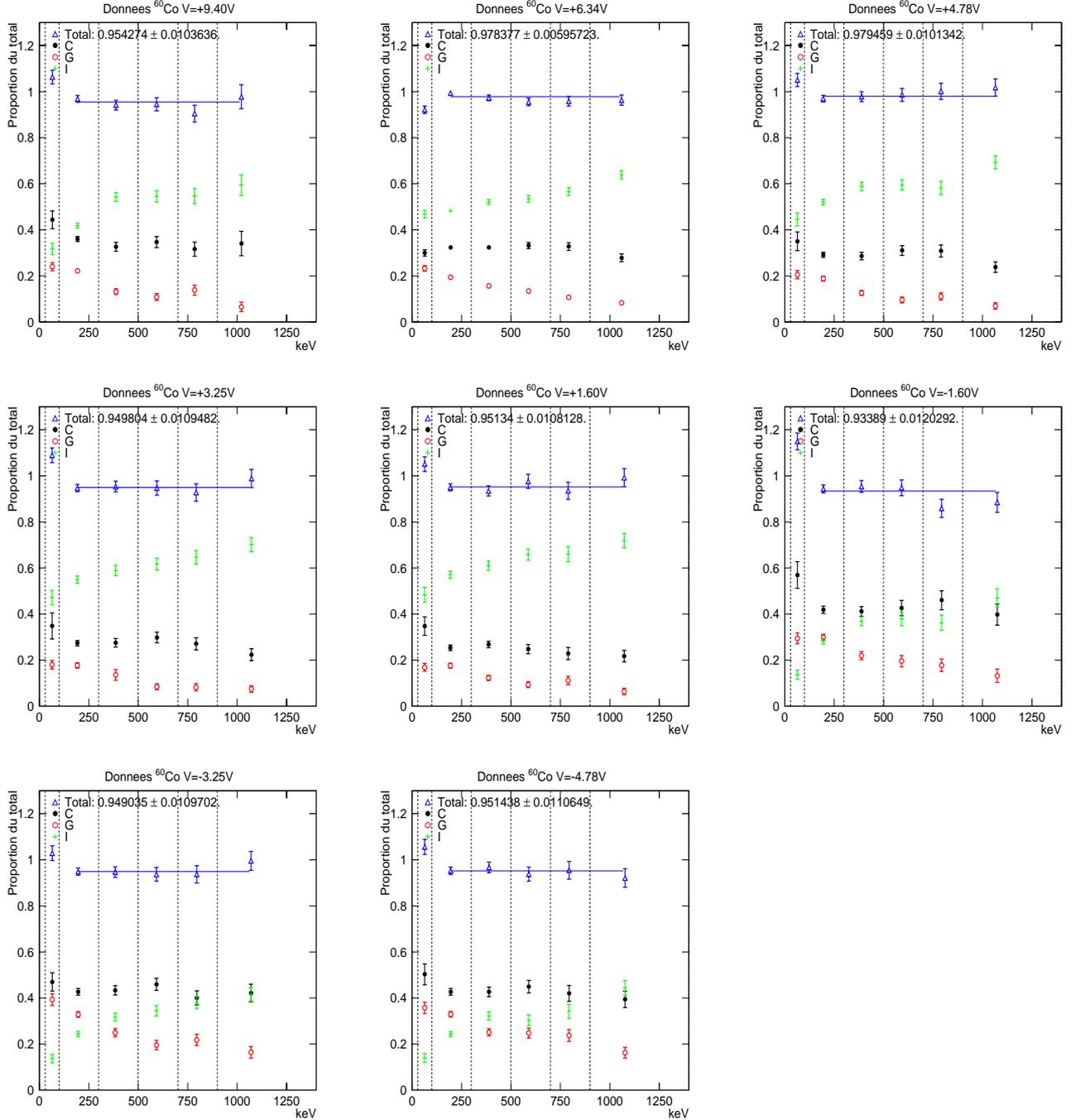


FIG. V.20: Représentation des proportions P_C , P_G et P_I (déterminées par ajustement de la fonction CORNUD) par tranches d'énergie pour les huit prises de données. On a également reporté sur cette figure (triangles) le rapport N_{T^*}/N_T du nombre total d'événements d'après l'ajustement au nombre réel.

Les événements associés correspondent à une valeur R située nettement en dehors de la distribution gaussienne attendue, induisant un mauvais ajustement de la fonction.

On peut déterminer les proportions P_C , P_G et P_I pour chacune des tranches d'énergie à partir des résultats de l'ajustement. Elles valent respectivement $P_C = N_{C^*}/N_{T^*}$, $P_G = N_{G^*}/N_{T^*}$ et $P_I = N_{I^*}/N_{T^*}$ ou $N_{T^*} = N_{C^*} + N_{G^*} + N_{I^*}$, et où les nombres N_{C^*} , N_{G^*} et N_{I^*} sont directement déterminés à partir des paramètres P_1 , P_2 , P_7 et P_8 de la fonction CORNUD (cf paragraphe V.4.3.2iii). Les proportions des trois populations sont représentées dans la figure V.20 pour les huit tensions de polarisation.

On note qu'en dehors de la tranche 30-100 keV, le nombre d'événements total d'après le fit N_{T^*} est proche du nombre réel d'événements N_T , quoique systématiquement sous-évalué. Par ailleurs, les proportions des trois populations suivent une évolution continue et dans le sens attendu par la variation de la proportion de faux intermédiaires (cf figure V.4a). Ces deux indices semblent indiquer que les proportions C G et I déterminées par l'ajustement de la fonction CORNUD sont fiables.

Le cas de la tranche 30-100 keV est différent. Comme nous l'avons vu plus haut, la gaussienne $\mathfrak{C}(R)$ ajustée à la population C tend ici à s'élargir pour prendre en compte les événements situés en dehors de la distribution gaussienne. Ceci induit une sur-estimation importante du nombre N_C , qui se répercute sur le nombre N_{T^*} , significativement supérieur à N_T pour cette tranche.

La tranche 900-1400 keV est également sujette à caution. La statistique y est moins élevée, et les pics (garde en particulier) sont très fins à cause de la grande valeur de E_t . L'ajustement est donc plus délicat.

Polar (V)	P_C (%)	P_G (%)	P_I (%)
+9,40	$35,9 \pm 0,6$	$18,2 \pm 0,4$	$45,8 \pm 0,7$
+6,34	$31,9 \pm 0,3$	$17,1 \pm 0,2$	$50,6 \pm 0,4$
+4,78	$29,7 \pm 0,5$	$15,4 \pm 0,4$	$54,9 \pm 0,7$
+3,25	$28,2 \pm 0,6$	$14,6 \pm 0,4$	$57,2 \pm 0,8$
+1,60	$26,3 \pm 0,5$	$14,2 \pm 0,4$	$59,4 \pm 0,8$
-1,60	$44,1 \pm 0,8$	$25,3 \pm 0,6$	$30,6 \pm 0,7$
-3,25	$43,5 \pm 0,7$	$28,6 \pm 0,6$	$27,9 \pm 0,6$
-4,78	$43,6 \pm 0,7$	$29,1 \pm 0,6$	$27,3 \pm 0,6$

TAB. V.2: Valeurs des proportions P_C , P_G et P_I déterminées par ajustement de la fonction CORNUD sur l'intervalle 100-900 keV.

On reporte dans le tableau V.2 les valeurs des fractions intégrées sur la plage 100-900 keV pour les huit séries de données et on représente dans la figure V.21b ces proportions en fonction de la tension de polarisation. On détermine également les proportions P_C , P_G et

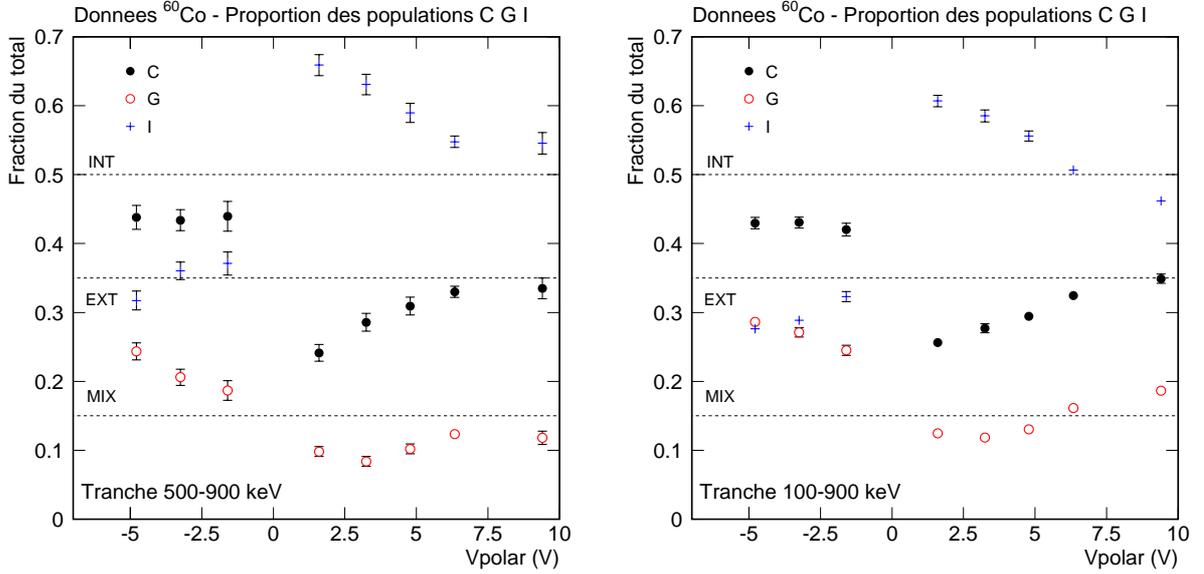


FIG. V.21: Proportions P_C , P_G et P_I en fonction de la tension de polarisation pour les huit acquisitions (tranche d'analyse de 500-900 keV à gauche et 100-900 keV à droite). Sont aussi représentés les proportions INT, EXT et MIX sur ces tranches d'énergie.

P_I sur une tranche d'analyse 500-900 keV pour les comparer à celles calculées dans le paragraphe V.4.1. La comparaison des figures V.21a et V.13 montre que l'on a pour le modèle en boule et l'analyse par coupure (cf paragraphe V.4.1) des évolutions semblables, mais que la proportion P_C (P_G) est systématiquement plus grande (faible) pour l'analyse du paragraphe V.4.1. Ceci pourrait s'expliquer par une sous-estimation de σ_i et une sur-estimation de σ_g .

V.4.3.4 Modèles (r_b, R_C) associés

Nous venons d'estimer pour chaque tension de polarisation les proportions C G et I par tranches d'énergie dans le cadre du modèle en boule. Nous allons maintenant déterminer les paramètres r_b et R_C que l'on peut associer à chacun de ces résultats. On évalue tout d'abord à partir des données simulées les proportions attendues pour les trois populations C G et I pour chaque modèle (r_b, R_C) . Il suffit pour cela d'effectuer un simple comptage des événements situés à $R = \pm 1$ (centres et gardes purs) et de ceux situés entre ces deux valeurs, les trois populations étant ici parfaitement discriminées à condition de choisir un pas en R assez fin.

La deuxième étape consiste à déterminer pour chaque prise de données le modèle $M(r_b, R_C)$ pour lequel les distributions C G et I ajustent le mieux les distributions expérimentales sur une plage d'étude $[E_{inf}, E_{sup}]$. Pour se faire, on détermine pour chaque modèle $(r_b,$

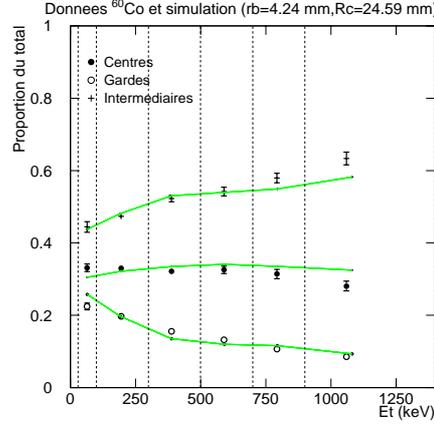


FIG. V.22: Données ^{60}Co pour $V=+6,34\text{ V}$: proportions P_C (cercles pleins) P_G (cercles vides) et P_I (croix) pour les données expérimentales et les données simulées du modèle ($r_b=4,24\text{ mm}$, $R_C=24,59\text{ mm}$), optimal sur la plage d'étude 100-900 keV (trait continu).

R_C) l'écart entre simulation et expérience :

$$\chi^2(r_b, R_C) = \sum_{i=E_{inf}}^{E_{sup}} \left(\frac{C_i^* - C_i^s}{\sigma_{C_i^*}} \right)^2 + \left(\frac{G_i^* - G_i^s}{\sigma_{G_i^*}} \right)^2 + \left(\frac{I_i^* - I_i^s}{\sigma_{I_i^*}} \right)^2 \quad (\text{V.26})$$

où les indices * et s se réfèrent respectivement aux proportions expérimentales et simulées, σ correspondant aux erreurs sur la détermination des proportions expérimentales (l'erreur sur les proportions simulées étant négligeable). On choisit une plage d'étude réduite à l'intervalle 100-900 keV compte tenu des réserves émises sur l'ajustement de la fonction CORNUD pour les intervalles 30-100 et 900-1400 keV.

On présente dans la figure V.22 la superposition des proportions expérimentales et simulées correspondant au modèle optimal pour l'exemple de +6,34 V de polarisation. Les valeurs optimales (r_b , R_C) pour chacune des tensions de polarisation sont présentées dans le tableau V.3. On y reporte également les erreurs statistiques et systématiques. Les contributions à ces dernières sont :

- l'erreur associée à l'ajustement de la fonction CORNUD. On la notera "ajustement" dans le tableau V.3. Elle correspond à l'écart entre les paramètres (r_b , R_C) déterminés pour les proportions P_C , P_G et P_I brutes (et présentées dans la figure V.20) et ceux associés aux proportions corrigées du biais d'ajustement de la fonction CORNUD (ce biais ayant lui-même été déterminé précédemment pour chaque tranche d'énergie à partir des données simulées (cf figure V.17) ;
- l'erreur associée à la définition de la plage d'étude. On la détermine en effectuant le traitement pour des plages d'étude de 100-1400 (plage A) et 100-500 keV (plage B).

Le biais associé à la plage d'étude reste compris dans des proportions raisonnables. Il ne

Polar(V)	r_b (mm)	Erreur stat.	Plage d'étude A	Plage d'étude B	Ajustement
+9,40	3,76	$\pm 0,09$	+0,03	-0,11	-0,06
+6,34	4,24	$\pm 0,06$	+0,07	0	-0,04
+4,78	4,92	$\pm 0,11$	+0,14	-0,02	-0,05
+3,25	5,41	$\pm 0,13$	+0,08	-0,21	+0,06
+1,60	5,75	$\pm 0,13$	+0,07	-0,25	+0,01
-1,60	1,91	$\pm 0,09$	+0,03	0	-0,02
-3,25	1,51	$\pm 0,07$	+0,01	-0,06	-0,01
-4,78	1,42	$\pm 0,07$	+0,04	+0,04	-0,02
Polar(V)	R_C (mm)	Erreur stat	Plage d'étude A	Plage d'étude B	Ajustement
+9,40	24,71	$\pm 0,13$	+0,02	+0,05	+0,03
+6,34	24,59	$\pm 0,08$	-0,04	+0,01	-0,06
+4,78	24,46	$\pm 0,14$	-0,02	-0,05	+0,01
+3,25	24,46	$\pm 0,17$	-0,06	-0,14	+0,03
+1,60	24,06	$\pm 0,16$	-0,01	+0,13	+0,04
-1,60	24,56	$\pm 0,15$	0	-0,04	-0,02
-3,25	24,37	$\pm 0,14$	0	-0,01	-0,03
-4,78	24,27	$\pm 0,13$	-0,01	+0,04	-0,02

TAB. V.3: Valeurs des couples (r_b, R_C) déterminées par l'analyse du modèle en boule pour chacune des prises de données sur la plage 100-900 keV, et erreurs statistiques et systématiques associées.

semble pas présenter d'effet systématique important. On note simplement que les valeurs de r_b sont plus grandes sur la tranche d'analyse A. Une explication envisageable serait que l'extrême finesse des pics sur la tranche 900-1400 keV induit une sous-estimation de P_C et P_G .

On choisit pour r_b une valeur moyenne de l'erreur systématique de $\pm 0,08$ mm pour la plage d'étude et de $\pm 0,04$ mm le biais de l'ajustement respectivement. On prend une valeur $\pm 0,06 \pm 0,03$ mm pour R_C . On peut combiner quadratiquement ces deux valeurs pour écrire une erreur systématique totale de $\pm 0,09$ mm pour r_b et $\pm 0,07$ mm pour R_C .

Nous avons déterminé dans cette section les valeurs des paramètres (r_b, R_C) associées aux diverses tensions de polarisation dans le cadre du modèle en boule pour des calibrations ^{60}Co . Nous présenterons une discussion critique de ces résultats dans le paragraphe V.4.5.

Avant cela, nous allons appliquer le traitement développé dans ce paragraphe à des calibrations effectuées avec une source de neutrons. Le type d'interaction, les conditions de prises de données, les gammes d'énergie et les simulations sont dans ce cas différentes, ce qui nous permet d'effectuer un test robuste de notre modèle. Ce test est d'autant plus intéressant que le mode d'interaction des neutrons est similaire à celui des WIMPs et que la proportion d'événements FI est différente du ^{60}Co .

V.4.4 Test du modèle en boule sur les données ^{252}Cf

Nous suivons dans cette section un plan d'étude similaire à celui du paragraphe V.4.3, en déterminant tout d'abord pour des prises de données les proportions C G et I sous diverses tensions, puis en en déduisant les paramètres r_b et R_c associés.

V.4.4.1 Données ^{252}Cf

Les données ^{252}Cf se prêtent moins bien à l'étude de la variable R que les données ^{60}Co . D'une part, l'enregistrement de la voie chaleur est ici nécessaire pour rejeter les événements associés à des interactions électroniques (induites principalement par les γ émis par la source au cours de la fission). En plus des problèmes de sélection des données que cela implique (et sur lesquels nous reviendrons plus tard), cette contrainte impose des cadences d'enregistrement bien plus faibles que celle du ^{60}Co , les impulsions de la voie chaleur s'étendant sur plus d'une seconde typiquement. Compte tenu des contraintes de temps, la statistique associée aux données neutrons est donc nettement plus faible que pour le ^{60}Co et se limite à trois valeurs de tensions de polarisation : +6,34, +4,78 et -4,78 V.

D'autre part, les reculs induits par les neutrons de quelques MeV émis par la source⁸ vont se concentrer dans une gamme d'énergie inférieures à 100 keV typiquement, correspondant à des énergies d'ionisation de 30 keV maximum. La résolution σ_R variant comme $1/E_t$ (cf équation (C.17)), ceci se traduit par une distribution en R très étalée, et par conséquent une estimation des trois populations C G et I bien plus délicate.

Nous étudions ici trois séries de données : la première enregistrée entre le 27 et 31 octobre 2000 sous +6,34 V de polarisation, les deux autres du 13 au 20 août 2001 pour $V = \pm 4,78$ V.

Toutes les données d'une même polarité sont analysées avec un jeu unique d'événements moyens. Le paramètre t_0 est fixé pour la voie chaleur à sa valeur moyenne, les autres paramètres d'ajustement étant laissés libres. Les signaux sont étalonnés suivant la méthode présentée dans le chapitre IV.3.

On rejette les empilements en effectuant une coupure dans la queue de la distribution du χ^2 de la voie chaleur. On sélectionne les données correspondant à un signal physique en imposant une amplitude supérieure au seuil d'analyse sur l'une des deux voies au moins (cf tableau V.4). On choisit également $|t_g - t_i| < 50 \mu\text{s}$, $t_i > 0$ et $t_g > 0$ à cause des problèmes d'ajustement des événements moyens évoqués dans le paragraphe V.4.1.3. Pour les mêmes raisons, on limitera notre plage d'analyse à des énergies supérieures à 30 keV pour les données d'août 2001 et supérieures à 40 keV pour celles de novembre 2000 (bruit ligne de base plus important pour cette série). Ce choix permet par ailleurs de garantir une efficacité identique pour les trois populations (cf figure V.23). Les interactions neu-

⁸On utilise ici une source de ^{252}Cf dont l'activité a été évaluée à 426 Bq. La fission représente 3,1% de l'activité totale du ^{252}Cf , et quatre neutrons sont émis par désintégration de noyau.

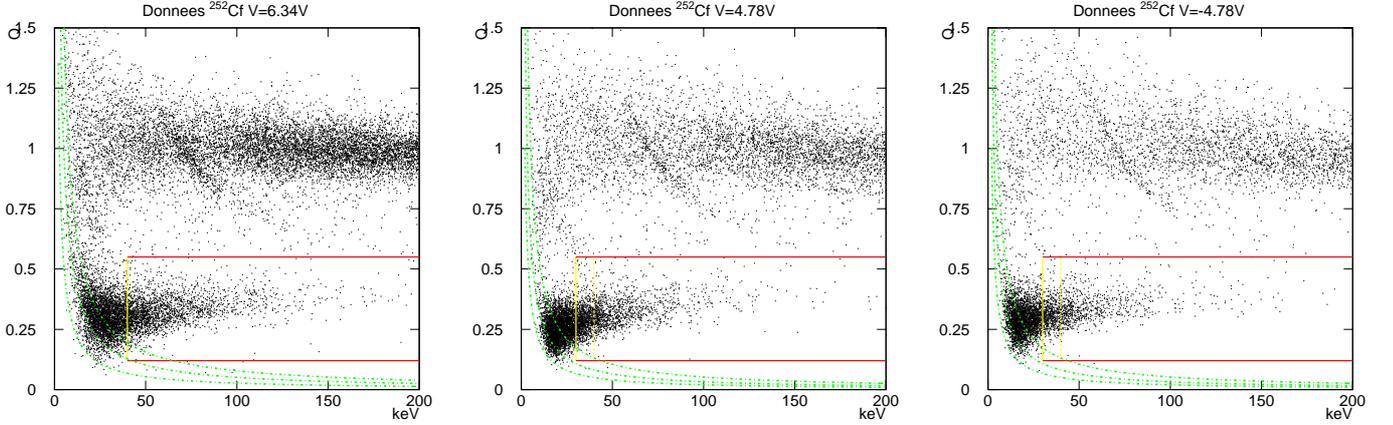


FIG. V.23: *Bi-plot* (E_R, Q) pour les trois séries de prises de données ^{252}Cf à $+6,34$, $+4,78$ et $-4,78$ V. Les données sélectionnées pour l'analyse de la variable R correspondent à $0,15 < Q < 0,55$ (rectangle). Sont également représentées les hyperboles $E_i = \text{seuil}_{\text{centre}}$, $E_g = \text{seuil}_{\text{garde}}$ et $E_i = \text{seuil}_{\text{centre}} + \text{seuil}_{\text{garde}}$ correspondant aux efficacités de 100% pour le déclenchement d'un événement centre, garde et intermédiaire.

trons sont sélectionnées par une coupure sur le facteur de quenching : $0,15 < Q < 0,55$. Les données correspondant à ces sélections pour les trois séries sont présentées dans les figures V.23a, b et c.

Prise de données	σ_i^0 (keV)	σ_g^0 (keV)	Seuil centre (keV)	Seuil garde (keV)
nov. 2000 (+6,34V)	$1,8 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$	$5,1 \pm 0,1$	$2,7 \pm 0,5$
août 2001 (+/-4,78V)	$0,8 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,3$

TAB. V.4: *Résolutions et seuils mesurés au cours des prises de données de calibration ^{252}Cf .*

V.4.4.2 Proportions C G I

La fonction CORNUD est construite de manière similaire à ce qui a été fait pour le ^{60}Co (cf paragraphe V.4.3.2).

On ajuste la distribution R des deux séries de données $\pm 4,78$ V pour les deux tranches d'énergie 30-40 et 40-200 keV et on en déduit les proportions C G et I dans le cadre du modèle en boule. On limite ce traitement à la fraction 40-200 keV pour le run +6,34 V pour les raisons évoquées plus haut.

Il n'est pas nécessaire de découper la tranche 30-40 keV en sous-tranches, l'intervalle d'énergie étant suffisamment étroit pour que l'on puisse considérer les distributions C et G comme gaussiennes (cf paragraphe V.4.3.2ii)). En dehors des huit coefficients polynômiaux correspondant à l'ajustement de la population de faux-intermédiaires, il n'y a

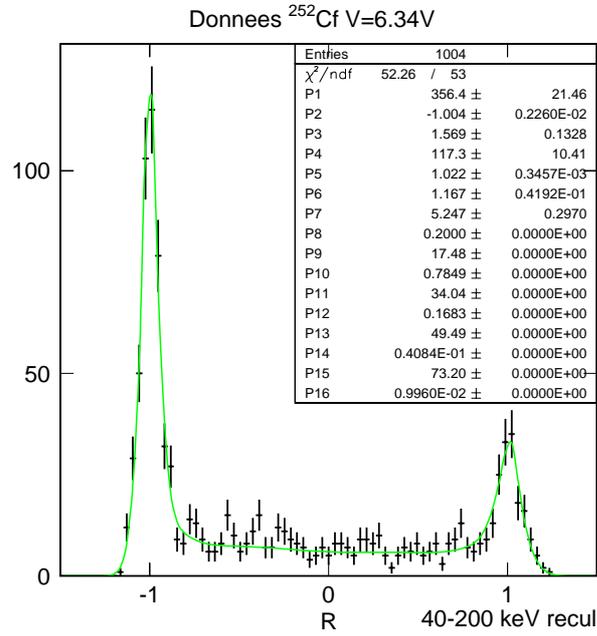


FIG. V.24: Ajustement par la fonction CORNUD des données de calibration ²⁵²Cf sous +6,34 V de polarisation.

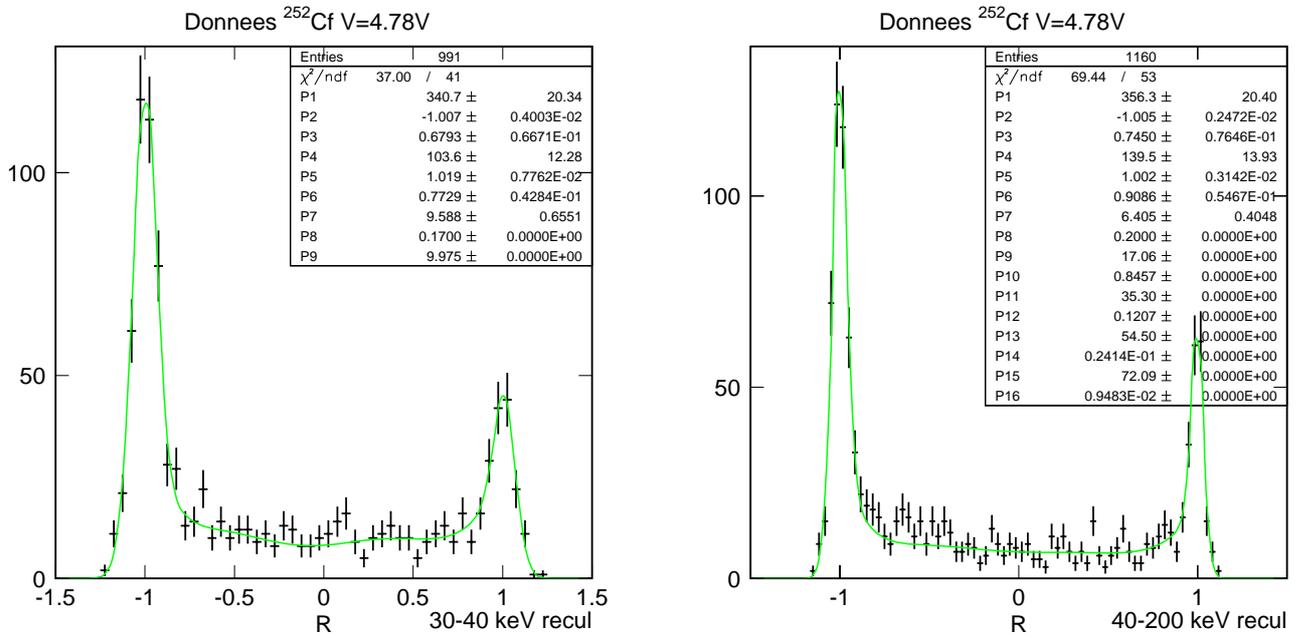


FIG. V.25: Ajustement par la fonction CORNUD des données de calibration ²⁵²Cf sous +4,78 V de polarisation.

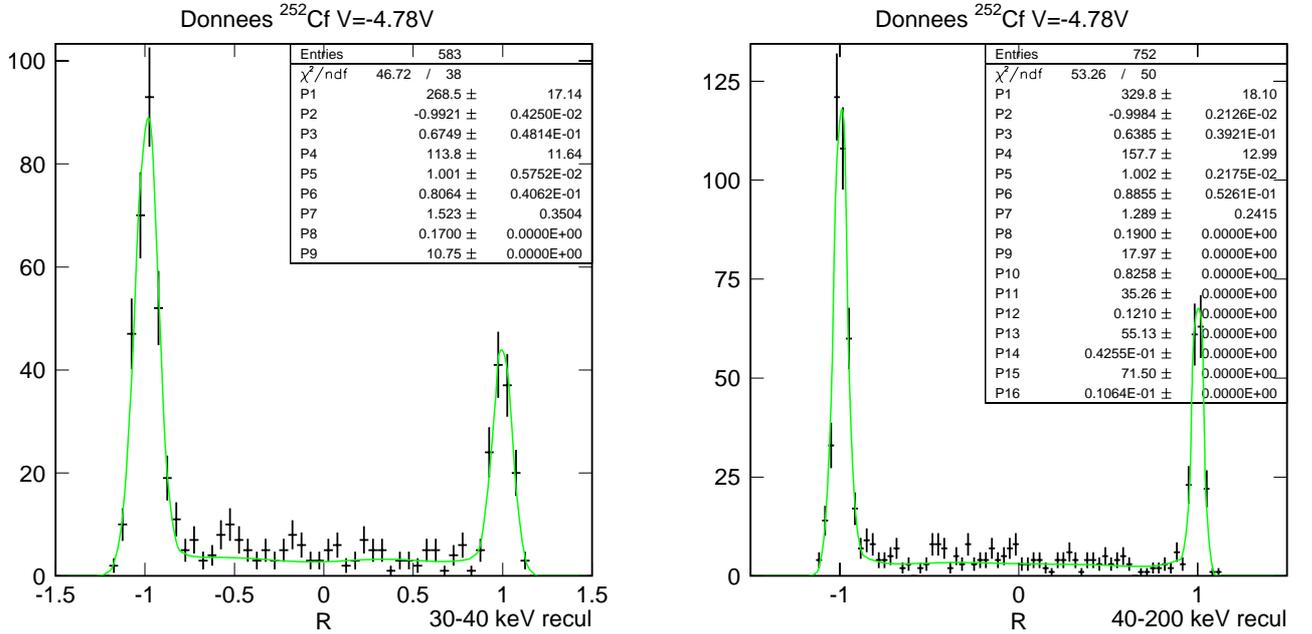


FIG. V.26: Ajustement par la fonction CORNUD des données de calibration ²⁵²Cf sous -4,78 V de polarisation.

donc que deux paramètres fixes pour l'ajustement sur 30-40 keV : la proportion de faux intermédiaires (P_8) et l'énergie de recul moyenne (P_9).

Les ajustements sont présentés dans les figures V.24, V.25 et V.26. La valeur des χ^2 montre que l'ajustement est de bonne qualité. Les valeurs des proportions P_C , P_G et P_I associées à ces ajustements sont présentées dans le tableau V.5.

Polar (V)	N_{T^*}/N_T	$P_C(\%)$	$P_G(\%)$	$P_I(\%)$
+6,34	0,96 ± 0,03	37 ± 2	12 ± 1	51 ± 2
+4,78	0,98 ± 0,02	33 ± 1	12 ± 1	55 ± 2
-4,78	0,92 ± 0,03	49 ± 2	22 ± 1	29 ± 2

TAB. V.5: Valeurs des proportions P_C , P_G et P_I déterminées à partir des figures V.26, V.25, V.24 (intervalle 40-200 keV pour $V=+6,34$ V, et 30-200 keV pour $V=\pm 4,78$ V). Est également indiqué le rapport N_{T^*}/N_T du nombre d'événements d'après l'ajustement $N_{T^*} = N_{C^*} + N_{G^*} + N_{I^*}$ sur le nombre d'événements réel N_T .

V.4.4.3 Modèles (r_b, R_C) associés

Les valeurs optimales des paramètres r_b et R_c sont déterminées suivant la méthode appliquée pour le ⁶⁰Co dans le paragraphe V.4.3.4. Les résultats sont résumés dans le

tableau V.6. L'erreur systématique (non représentée dans le tableau V.6) correspondant au biais de l'ajustement par la fonction STEPSCO a été évaluée à $\pm 0,10$ mm pour les deux paramètres.

Polar (V)	r_b (mm)	R_C (mm)
+6,34	$4,33 \pm 0,19$	$24,46 \pm 0,29$
+4,78	$5,00 \pm 0,17$	$24,20 \pm 0,22$
-4,78	$1,72 \pm 0,15$	$24,59 \pm 0,25$

TAB. V.6: Valeurs des couples (r_b, R_C) pour les données ^{252}Cf . Seules les erreurs statistiques sont considérées ici.

V.4.5 Discussion des résultats

On représente dans la figure V.27 les valeurs des paramètres r_b et R_C des données ^{252}Cf et ^{60}Co en fonction de la valeur du champ électrique interne $E = V/l$, avec $l=2$ cm épaisseur du détecteur. Les valeurs des paramètres du ^{252}Cf sont compatibles avec celles déterminées pour le ^{60}Co .

V.4.5.1 Ajustement des paramètres r_b et R_C

On ajuste les distributions des deux variables par des lois du type $r_b = aE^{-b}$ et $R_C = C$ d'après les arguments développés dans le paragraphe V.3.1.3. On reporte les valeurs obtenues dans le tableau V.7

	a	b	C
Polarité (+)	$5,69 \pm 0,11$	$0,23 \pm 0,02$	$24,50 \pm 0,07$
Polarité (-)	$1,78 \pm 0,09$	$0,28 \pm 0,09$	$24,39 \pm 0,09$

TAB. V.7: Valeurs des paramètres d'ajustements des variables r_b et R_C par les lois $r_b = aE^{-b}$ et $R_C = C$.

V.4.5.2 Discussion sur le modèle en boule

i) **Paramètre b** On a $\langle b \rangle = 0,24 \pm 0,02$ pour les polarités positives, compatible avec la valeur $\langle b \rangle = 0,28 \pm 0,09$ correspondant aux polarités négatives. La loi de variation de r_b avec E est donc indépendante de la polarité du signal, comme on l'attendait d'après l'équation (V.7). La valeur combinée $0,250 \pm 0,007$ est proche de la valeur $0,33$ attendue pour le développement du plasma et de la valeur $b = 0,19 \pm 0,03$ déterminée par Penn [156] pour un détecteur cryogénique au silicium par une technique indépendante de celle-ci.

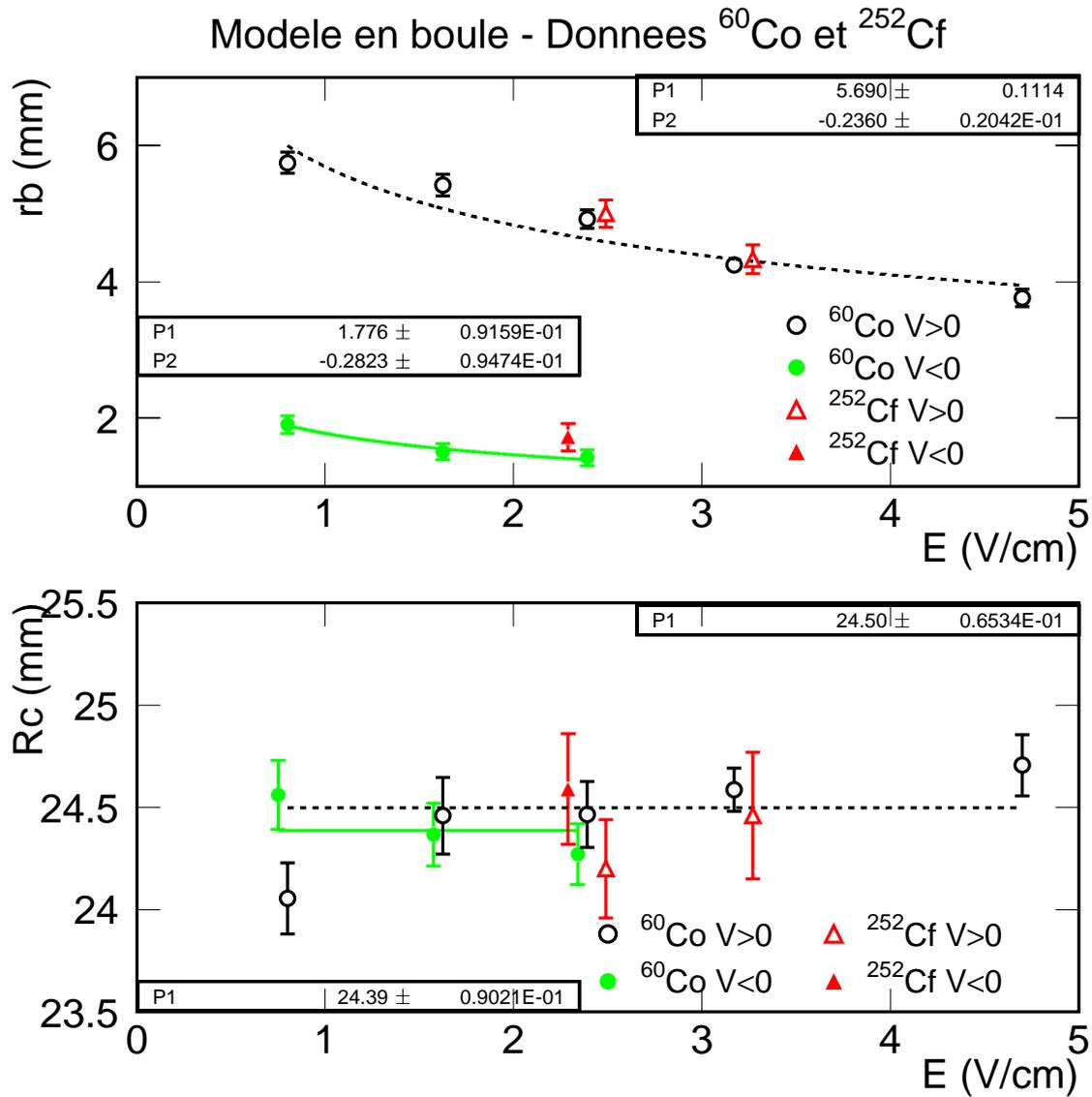


FIG. V.27: Valeurs des paramètres r_b (haut) et R_c (bas) en fonction du champ électrique pour l'ensemble des données ^{252}Cf (triangles) et ^{60}Co (cercles). Les données de polarité positives correspondent à des symboles vides et les polarités négatives à des symboles pleins. Ajustement par les lois $r_b = aE^{-b}$ et $R_c = C$.

ii) **Paramètre a** On trouve deux valeurs $\langle a_+ \rangle = 5,69 \pm 0,11$ et $\langle a_- \rangle = 1,78 \pm 0,09$ pour les polarités positives et négatives. Elles correspondent à des tailles caractéristiques de 4,8 et 1,4 mm pour le nuage de charge sous ± 4 V de polarisation avec $b = -0,25$. On attendait plutôt des valeurs de l'ordre du millimètre (cf paragraphe V.3.1.1). Nos valeurs a semblent donc trop élevées, en particulier pour les tensions positives.

Ce résultat démontre que les charges sont réparties dans des rayons dépassant les valeurs correspondant aux effets physiques ayant inspiré le modèle en boule. Parmi les autres effets non pris en compte et susceptibles d'expliquer cet écart, on peut penser à la répulsion électrostatique des charges au cours de leur dérive vers les électrodes. Ce phénomène pourrait également expliquer l'écart significatif observé pour la valeur a entre les polarités positive et négative qui ne trouve pas de réponse dans l'hypothèse de l'expansion d'un plasma neutre.

Les valeurs similaires obtenues pour les rayons dans le cas des interactions de γ et de neutrons pourraient également être interprétées comme la conséquence d'un phénomène autre que le développement d'un plasma de charges. Les interactions nucléaires devraient en effet correspondre à des valeurs r_b plus importantes, les densités d'ionisation étant plus élevées.

iii) **Paramètre C** Enfin, l'écart entre les valeurs moyennes $\langle C_+ \rangle = 24,50 \pm 0,06$ et $\langle C_- \rangle = 24,39 \pm 0,09$ n'est pas significatif. On peut alors les combiner pour obtenir finalement $R_c = 24,45 \pm 0,05$ mm.

Cette valeur est légèrement supérieure à la valeur $R_{el} = 24,0$ mm déterminée à partir du calcul des lignes de champs dans le paragraphe V.2.1. Cet écart n'est pas inquiétant pour deux raisons. D'une part, l'estimation de R_{el} reste entachée d'incertitudes, la valeur réelle du rayon de l'électrode centrale étant elle-même incertaine. De plus, la languette de prise de contact a été négligée dans le calcul de R_{el} . Celle-ci peut être associée à un effet moyen d'accroissement de R_{el} évalué à 0,4 mm approximativement par des simulations numériques [136]. En conclusion, la valeur $R_c = 24,45 \pm 0,05$ déterminée ici apparaît comme tout à fait réaliste.

On retiendra en conclusion de ce paragraphe que le modèle en boule, s'il est insuffisant pour expliquer le processus de collecte de charges, offre néanmoins un cadre permettant de décrire de manière cohérente l'ensemble des données expérimentales ^{60}Co et ^{252}Cf pour toutes les tensions de polarisation testées.

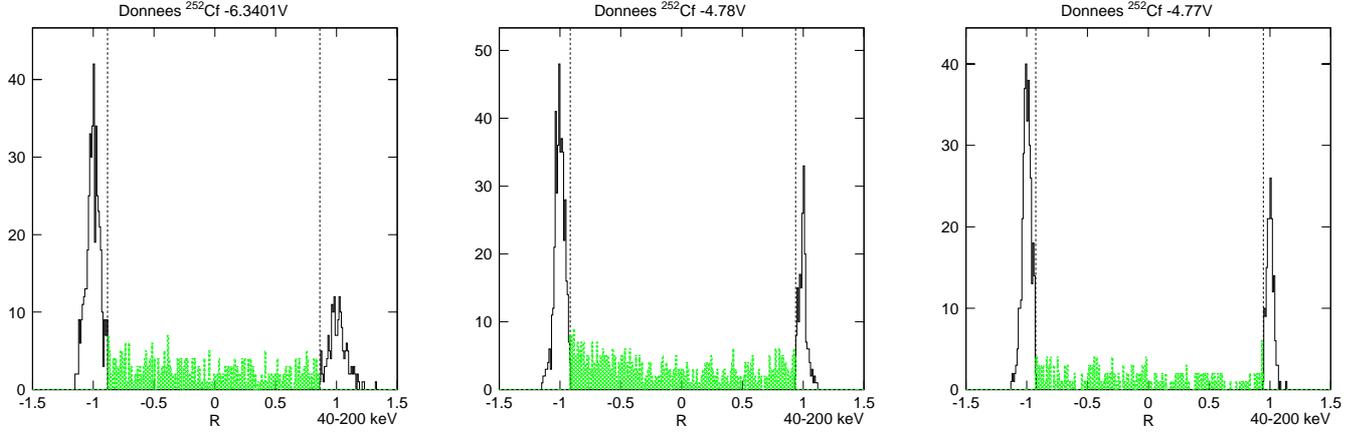


FIG. V.28: Détermination des nombres d'événements N_{CB} , N_{GB} et N_{IB} (hachuré) pour les données de calibration ^{252}Cf pour $+6,34$ (à gauche), $+4,78$ (au milieu) et $-4,78$ V de polarisation. Sont également tracées en pointillés les lignes $R = R_1$ et $R = R_2$

V.4.6 Test du modèle linéaire sur les données ^{252}Cf

V.4.6.1 Estimation des proportions C G et I

i) **Principe** Les événements intermédiaires vrais se répartissent dans le cadre du modèle linéaire de manière uniforme entre les valeurs $R=+1$ et $R=-1$ (cf figure C.2). Pour déterminer les proportions C G et I, on pourra par exemple ajuster les pics C et G par des gaussiennes dont on nommera les écarts types σ_R^{-1} et σ_R^{+1} et les valeurs moyennes P_1 et P_2 . En appelant N_{CB} le nombre d'événements correspondant à des valeurs $R < R_1 = -2\sigma_R^{-1}$, N_{GB} ceux pour lesquels $R > R_2 = 2\sigma_R^{+1}$ et N_{IB} ceux pour lesquels $R_1 < R < R_2$, alors les nombres N_{C^*} , N_{G^*} et N_{I^*} d'événements des populations C G et I sont reliés à N_{CB} , N_{GB} et N_{IB} par les relations suivantes :

$$N_{CB} = 0,975N_{C^*} + N_{I^*} \frac{R_1 - P_1}{P_2 - P_1} \quad (\text{V.27})$$

$$N_{GB} = 0,975N_{G^*} + N_{I^*} \frac{P_2 - R_2}{P_2 - P_1} \quad (\text{V.28})$$

$$N_{IB} = N_{I^*} \frac{R_2 - R_1}{P_2 - P_1} + 0,025N_{C^*} + 0,025N_{G^*} \quad (\text{V.29})$$

De la même manière que pour le modèle en boule, on a $P_j = \frac{N_{j^*}}{N_{T^*}}$, où $j = C, G$ ou I et $N_{T^*} = N_{C^*} + N_{G^*} + N_{I^*}$.

ii) **Proportions expérimentales** On détermine dans la figure V.28 les valeurs des proportions P_C , P_G et P_I sur la tranche 40-200 keV pour les trois tensions et on les reporte dans le tableau V.8.

Polar (V)	P_C (%)	P_G (%)	P_I (%)	R_{C_e} (mm)	$\Delta_{R_{C_e}}$ (mm)	R_G (mm)	Δ_{R_G} (mm)
+6,34	41 ± 2	13 ± 1	46 ± 2	$21,1 \pm 0,2$	+1,0	$28,5 \pm 0,2$	-0,3
+4,78	34 ± 1	14 ± 1	52 ± 2	$19,5 \pm 0,1$	+0,3	$28,3 \pm 0,2$	-0,9
-4,78	45 ± 2	21 ± 1	34 ± 2	$22,0 \pm 0,2$	-0,9	$26,4 \pm 0,3$	+0,1

TAB. V.8: Proportions P_C P_G et P_I selon le modèle linéaire pour les données ^{252}Cf , paramètres (R_{C_e} , R_G) associés et écarts aux valeurs déterminées dans le cadre du modèle en boule.

iii) **Modèles (r_b , R_C) associés** On détermine les paramètres R_{C_e} et R_G permettant de reproduire pour la simulation les proportions expérimentales P_C P_G et P_I suivant une méthode similaire à celle utilisée dans le cas du modèle en boule. Leurs valeurs sont reportées dans le tableau V.8. On indique aussi dans ce tableau les écarts $\Delta_{R_{C_e}}$ et Δ_{R_G} entre ces valeurs et celles correspondant au modèle en boule.

Les valeurs de $\Delta_{R_{C_e}}$ et Δ_{R_G} restent comparables aux erreurs statistiques. Elles seront considérées comme une contribution à l'erreur systématique du modèle en boule.

V.5 Volume fiduciel

V.5.1 Volumes V_C , V_G et V_I

Nous avons déterminé pour l'ensemble des données les valeurs des paramètres r_b et R_C et évalué plusieurs effets systématiques sur ces résultats. Nous pouvons maintenant en déduire les valeurs des volumes V_C , V_G et V_I . Nous limitons ce calcul aux données de +6,34 V, tension de polarisation utilisée pour les données de bas-bruit de fond. Nous faisons également le choix conservatif de ne considérer pour le calcul du volume fiduciel que les résultats des données ^{252}Cf , les interactions étant dans ce cas similaires à celles des WIMPs.

On a déterminé (cf tableau V.6) :

$$r_b = 4,33 \pm 0,19 \text{ (stat)} \pm 0,10 \text{ (syst)} \text{ mm} \quad (\text{V.30})$$

$$R_C = 24,46 \pm 0,29 \text{ (stat)} \pm 0,10 \text{ (syst)} \text{ mm} \quad (\text{V.31})$$

qui correspondent à :

$$R_{C_e} = 20,13 \pm 0,35 \text{ (stat)} \pm 0,10 \text{ (syst)} \text{ mm} \quad (\text{V.32})$$

$$R_G = 28,79 \pm 0,35 \text{ (stat)} \pm 0,10 \text{ (syst)} \text{ mm} \quad (\text{V.33})$$

Ces valeurs sont associées aux volumes suivants :

$$\frac{V_C}{V_T} = 42,0 \pm 1,4 \text{ (stat)} \pm 4,1 \text{ (syst)} \% \quad (\text{V.34})$$

$$\frac{V_G}{V_T} = 16,4 \pm 2,0 \text{ (stat)} \pm 1,5 \text{ (syst)} \% \quad (\text{V.35})$$

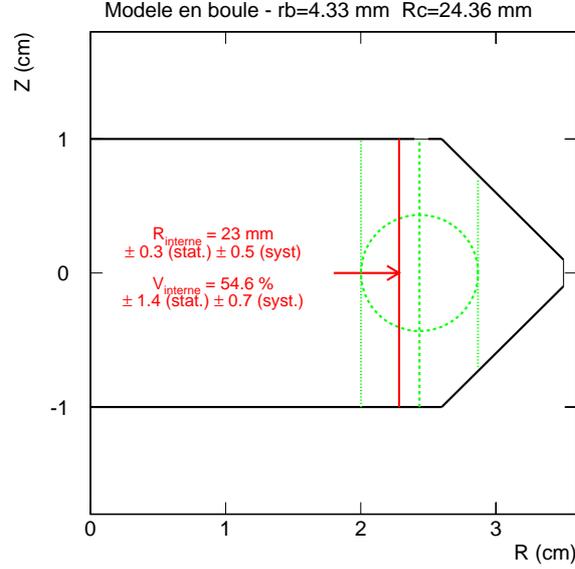


FIG. V.29: Schéma du détecteur dans le plan (R,Z) . La ligne continue correspond à $R_{interne} = 23,0$ mm. Sont également représentés en tirets la ligne $R_C = 24,46$ mm et un cercle de rayon $r_b = 4,33$ mm, ainsi que les lignes $R_{Ce} = 20,1$ mm et $R_{Gs} = 28,8$ mm (pointillés).

le volume intermédiaire se déduisant de ces valeurs. On a pris en compte dans l'erreur systématique sur les volumes la contribution correspondant au modèle linéaire.

V.5.2 Volume interne

Le volume fiduciel est associé à la condition :

$$E_i > \frac{3}{4} \cdot E_t \quad (\text{V.36})$$

où E_t , signal d'ionisation total (en keV), est égal à la somme des signaux centre E_i et garde E_g . Les événements passant la coupure seront dits **internes**, les autres seront dits **externes**. Cette coupure correspond à une valeur $R = -0,5$. Le volume fiduciel sera donc paramétré par un cylindre de rayon $R_{interne}$ dont l'équation (C.9) permet d'écrire la forme analytique⁹ :

$$R_{interne} = R_C + 2r_b \cos\left(\frac{13\pi}{9}\right) \quad (\text{V.37})$$

L'application numérique de l'équation (V.37) donne :

$$R_{interne} = 23,0 \pm 0,3 \text{ (stat)} \pm 0,1 \text{ (syst)} \text{ mm} \quad (\text{V.38})$$

⁹On a $2 \cos\left(\frac{13\pi}{9}\right) \sim -0,34$. La valeur de $R_{interne}$ est donc dans le cas du modèle en boule légèrement supérieure à la valeur $R_C - \frac{1}{2}r_b$ qu'on aurait déterminée dans le cas du modèle linéaire.

correspondant à :

$$\frac{V_{interne}}{V_T} = 54,6 \pm 1,4 \text{ (stat)} \pm 0,7 \text{ (syst)} \% \quad (\text{V.39})$$

La probabilité de doubles interactions des WIMPs étant négligeable, le volume interne calculé ici correspond au volume fiduciel utilisé pour l'analyse des données de bas bruit de fond dans le chapitre VI.

Les premières versions de cette analyse [187], [188], basées uniquement sur les données ^{252}Cf à +6,34 V et le modèle linéaire, avaient donné une fraction de volume interne de $54,5 \pm 1,5 \text{ (stat)} \pm 4 \text{ (syst.)} \%$. L'étude approfondie menée ici donne donc un résultat très proche de cette première valeur.

Les données de bas bruit de fond -et plus particulièrement le pic de 10,4 keV- permettent aussi d'avoir des indications sur le volume fiduciel. Les noyaux de ^{70}Ge à l'origine des émissions des rayons X de 10,4 keV étant répartis de manière homogène dans le cristal, les taux d'événements de 10,4 keV pour chacune des populations C G et I doivent en effet donner une image fiable des proportions volumiques V_C , V_G et V_I que l'on peut leur associer. On peut alors en déduire la valeur du volume $V = V_c + \frac{1}{4}V_I$, qui constitue une approximation raisonnable du volume interne. La détermination du volume fiduciel à partir des événements de 10,4 keV a été effectuée au sein de la collaboration. Elle a donné une fraction de volume interne de 57 %, résultat compatible avec celui basé sur le modèle de répartition des charges présenté ici. Ceci constitue une garantie supplémentaire sur la valeur du volume fiduciel.

V.6 Conclusion

On retiendra que les données étudiées ici, correspondant à des acquisitions sous différentes tensions de polarisation avec des sources de calibration neutrons et γ , nous ont permis de mettre en évidence une proportion d'événements associés à une collecte sur les deux électrodes plus importante que celle attendue pour les interactions multiples de particules dans le détecteur. Nous avons vu également que cette proportion dépendait fortement de la tension de polarisation. Ces deux observations montrent clairement que les interactions entre les charges jouent un rôle important dans le processus de mesure de l'ionisation.

Nous avons modélisé ce processus en prenant en compte la possible formation d'un plasma de charges avant leur collecte. La confrontation de ce modèle aux données expérimentales a montré que d'autres phénomènes devaient entrer en jeu au cours de la collecte des charges. Le modèle du plasma ne permet en particulier pas d'expliquer l'asymétrie observée entre les polarités positives et négatives, et les tailles de plasma déterminées par notre étude sont trop importantes pour être réalistes. On n'observe pas non plus l'écart attendu sur la taille du nuage de charges entre les données de calibration neutron et γ .

Le travail réalisé ici ne permet pas de déterminer la nature de ces processus supplémentaires.

Il montre néanmoins que la répartition de la densité de charges sur les électrodes correspond à la projection d'une sphère sur le plan (voir en particulier la figure V.14) et surtout, fait une mesure rigoureuse du volume fiduciel du détecteur GeAl6. L'étude d'un modèle alternatif (le modèle linéaire) nous a aussi permis de montrer que sa valeur dépendait marginalement des hypothèses de modèle.

Chapitre VI

Recherche de WIMPs avec le détecteur GeAl6

Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus avec le détecteur GeAl6 dans le cadre de la détection directe de WIMPs. Nous déterminerons d'abord avec une source neutron la zone de recul nucléaire dans le bi-plot (E_R, Q) , puis nous détaillerons les résultats des acquisitions bas bruit de fond réalisées avec ce détecteur.

VI.1 Zone de recul nucléaire

La zone neutron correspond à des valeurs Q comprises entre $\langle Q_n \rangle \pm 1,645\sigma_{Q_n}$, où $\langle Q_n \rangle$ est la valeur moyenne du facteur de quenching pour les neutrons et σ_{Q_n} l'écart type sur la mesure de Q_n (cf chapitre III.3.3.5). Les mesures de $\langle Q_n \rangle$ et σ_{Q_n} sont effectuées dans les paragraphes VI.1.1 et VI.1.2 à partir des deux séries de données de calibration ^{252}Cf enregistrées en novembre 2000 et avril 2001. On présente dans la figure VI.1 les projections de ces deux étalonnages dans le plan (E_R, Q) .

L'étude est menée ici pour l'ensemble des données. La sélection des événements associés au volume fiduciel donnent des résultats statistiquement compatibles et n'est donc pas commentée.

VI.1.1 Ligne neutron

Les données sont découpées en tranches d'énergie (10-20, 20-30, 40-50, 50-70 et 70-200 keV). On évalue sur chacune d'entre elles la moyenne de la distribution en Q des reculs nucléaires par ajustement d'une fonction somme de deux gaussiennes (l'une pour la population de reculs nucléaires, l'autre pour les reculs électroniques) et d'une constante (pour le bruit de fond) (cf figure VI.2).

Les positions moyennes de la population de reculs nucléaires sont ensuite ajustées par une loi du type $Q_n(E) = aE_R^b$ sur l'intervalle 30-200 keV (cf figure VI.3). Le seuil de 30 keV permet de s'affranchir du biais induit par la troncature de la distribution neutron

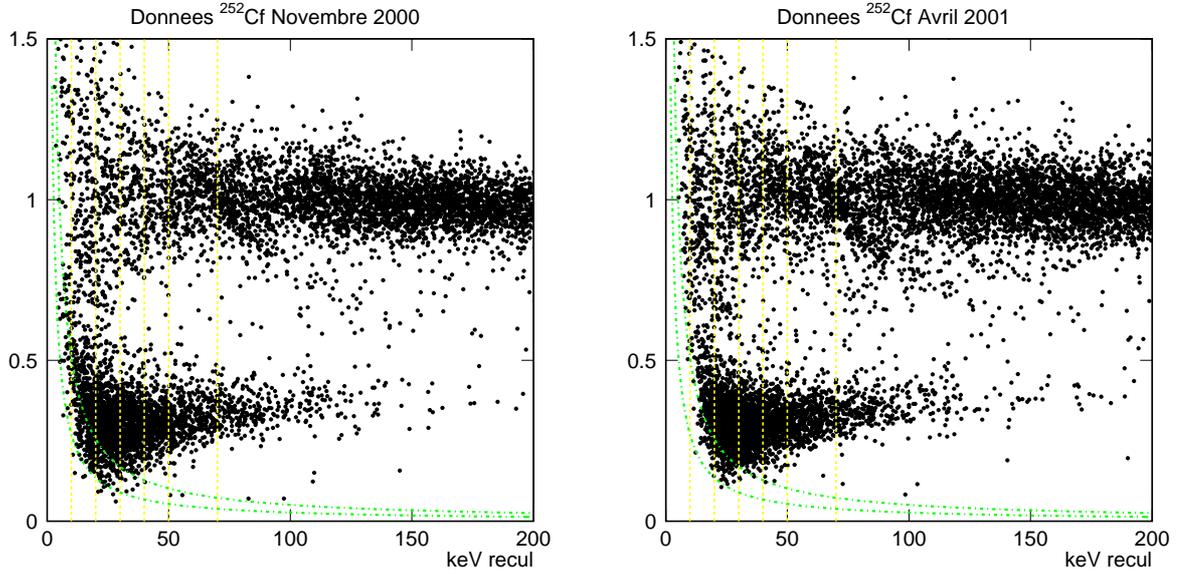


FIG. VI.1: *Bi-plot* (E_R, Q) pour les données de calibration ^{252}Cf de novembre 2000 et avril 2001. Sont représentés les seuils centre ($E_i = 5,1 \text{ keV}$) et garde ($E_g = 2,7 \text{ keV}$) (tirets). On a également tracé en pointillés les limites des intervalles d'étude 10-20, 20-30, 40-50, 50-70 et 70-200 keV.

liée au déclenchement en ionisation (cf figure VI.1).

Les valeurs des paramètres obtenus par ajustement sont récapitulées dans le tableau VI.1. Les coefficients a et b des deux séries de données sont compatibles entre eux et aussi avec les valeurs $a = 0,16$ et $b = 0,18$ établies avec le détecteur Ge4 [131]. On écrit donc pour la valeur moyenne du facteur de quenching en ionisation :

$$\langle Q_n \rangle = 0,16 E_R^{0,18} \quad (\text{VI.1})$$

	novembre 2000	avril 2001
M_γ	$0,994 \pm 0,001$	$0,998 \pm 0,001$
a	$0,16 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,01$
b	$0,17 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,02$

TAB. VI.1: Valeurs des paramètres d'ajustement des événements de reculs électroniques (M_γ) et nucléaires (a et b) pour les deux séries de données de novembre 2000 et avril 2001. Les barres d'erreurs données ici sont statistiques. M_γ n'est pas compatible avec l'unité à cause du pas utilisé dans cette étude, adapté à l'étude de la distribution neutron. En choisissant des tranches d'énergie de 20 keV entre 20 et 200 keV, on trouve des valeurs M_γ de $0,999 \pm 0,001$ et $1,000 \pm 0,001$ pour novembre 2000 et avril 2001.

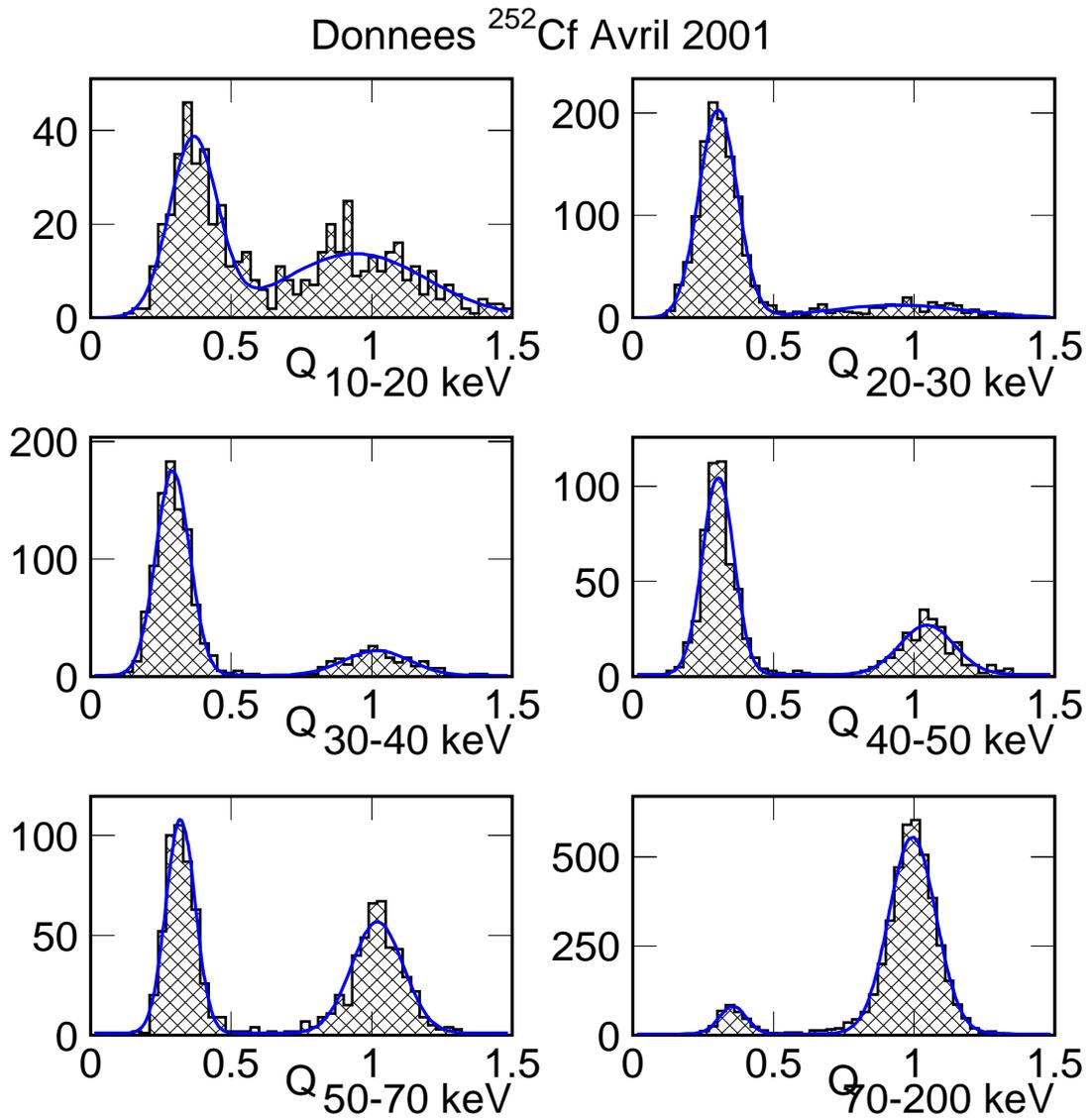


FIG. VI.2: Distribution Q des données ^{252}Cf d'avril 2001 par tranches d'énergie de recul et ajustement par la fonction somme de deux gaussiennes et d'une constante. On notera m_n^i et m_γ^i les positions centrales des deux gaussiennes associées aux reculs nucléaires et électroniques et σ_n^i et σ_γ^i leurs écarts type.

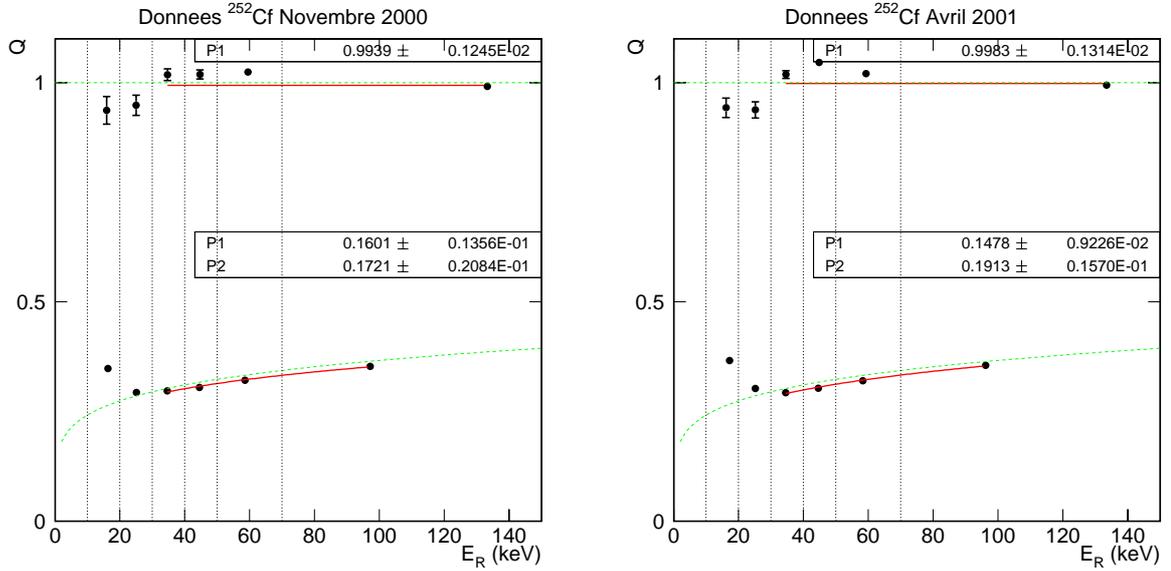


FIG. VI.3: Ajustement des positions moyennes des reculs nucléaires par la loi $Q_n(E) = aE_R^b$ pour les calibrations de novembre 2000 (gauche) et avril 2001 (droite). Est également représenté l'ajustement des positions moyennes des reculs électroniques par une constante M_γ , ainsi que les lignes $Q = 1$ et $Q = 0,16E_R^{0,18}$ (tirets).

VI.1.2 Zone neutron

Pour compléter la définition de la zone de recul nucléaire, il faut maintenant déterminer σ_{Q_n} , écart type de la distribution Q_n . σ_{Q_n} s'écrit comme :

$$\sigma_{Q_n} = \sqrt{A^2 + C^2} \quad (\text{VI.2})$$

où A correspond à la résolution expérimentale sur les signaux chaleur et ionisation :

$$A^2 = \left[\left(1 + \frac{V}{3} \langle Q_n \rangle\right)^2 \sigma_t^2 + \left(1 + \frac{V}{3}\right)^2 \langle Q_n \rangle^2 \sigma_c^2 \right] \frac{1}{E_R^2} \quad (\text{VI.3})$$

et C est une constante associée aux fluctuations intrinsèques des interactions nucléaires (cf équation (III.37)). Les termes A et C sont étudiés séparément dans les deux prochains paragraphes.

VI.1.2.1 Terme de résolution expérimentale

Il faut déterminer σ_t et σ_c pour connaître A. Nous avons donné dans le chapitre IV.4.3 les écritures suivantes pour ces deux variables (équation (IV.11)) :

$$\sigma_{t,c}(E_{t,c}) = \sqrt{(\sigma_{t,c}^0)^2 + (a_{t,c}E_{t,c})^2}$$

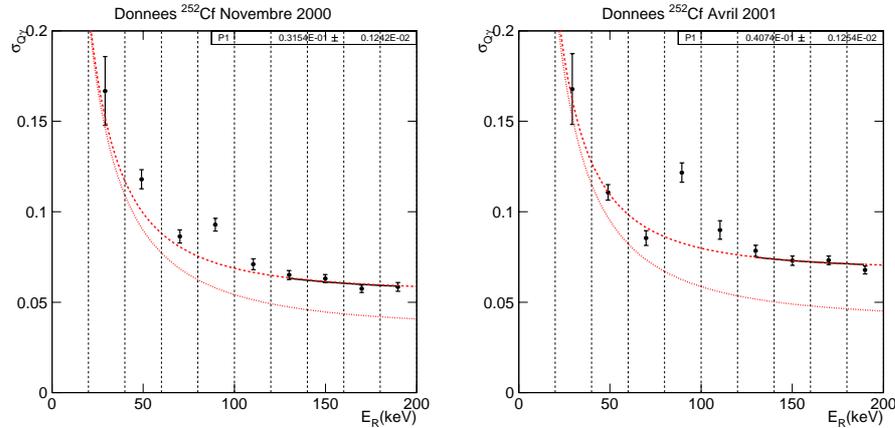


FIG. VI.4: Représentation des $\sigma_{Q_\gamma}^i$ en fonction de l'énergie de recul pour les calibrations ^{252}Cf de novembre 2000 (à gauche) et avril 2001 (à droite). Ajustement de la distribution sur la plage 120-200 keV par la loi VI.5 avec b_c paramètre libre. On trouve $b_c = 0,032 \pm 0,01$ pour novembre 2000 et $b_c = 0,041 \pm 0,01$ pour avril 2001. On représente (tirets) la loi σ_{Q_γ} pour ces valeurs, ainsi que pour $b_c=0$ (pointillés). Les tranches d'énergie inférieures à 120 keV ne sont pas considérées pour l'ajustement en raison du biais induit par la bavure de la distribution en Q (visible sur la figure VI.1) due aux interactions inélastiques (cf chapitre III.2.2).

avec a_t et a_c facteurs déterminés à partir des résolutions des pics à 122 keV du ^{57}Co . L'étude de la distribution Q de la population de reculs électroniques permet un test direct des valeurs σ_t et σ_c . L'écart-type σ_{Q_γ} de cette distribution s'écrit en effet (équation III.36) :

$$\sigma_{Q_\gamma} = \sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_c^2} \cdot \frac{(1 + V/3)}{E_R}$$

On constate expérimentalement (cf figure VI.4) que les valeurs expérimentales σ_{Q_γ} sont systématiquement supérieures aux valeurs déterminées à partir des résolutions 122 keV via l'équation (IV.11). Le même effet est observé pour les calibrations ^{60}Co et les données de bas bruit de fond.

Bien qu'il n'existe aucune certitude sur ce point, l'hypothèse avancée pour expliquer cette observation est une dépendance de l'amplitude du signal chaleur au point d'impact de la particule incidente. Les interactions étant moins localisées dans le cas d'étalonnages avec des sources ^{60}Co ou ^{252}Cf que ^{57}Co , la résolution est alors moins bonne. On écrit donc une résolution corrigée pour le signal chaleur sous la forme :

$$\sigma_c^*(E) = \sqrt{(\sigma_c^0)^2 + (a_c E_c)^2 + (b_c E_c)^2} \quad (\text{VI.4})$$

où a_c est toujours le terme déterminé à partir de la largeur du pic photoélectrique de 122 keV du ^{57}Co et b_c un terme correctif évalué à partir des largeurs des distributions Q pour la population γ .

L'ajustement des $\sigma_{Q_\gamma}^i$ présenté dans la figure VI.4 donne $b_c = 0,033$ (0,041) pour $a_c = 0,022$ (0,025) pour novembre 2000 (avril 2001). Ces valeurs correspondent à des résolutions réelles de 5,3 (6,3) keV LTMH contre 3,6 (3,8) keV d'après les calibrations ^{57}Co , soit une dégradation de 50 (65) %.

Il convient de souligner ici que la valeur de b_c est très fortement corrélée à celle de a_c : une sous-estimation de a_c sera par exemple corrigée par une plus grande valeur b_c , qui ne correspond ainsi pas seulement à une mesure de la dépendance de la résolution au point d'impact. L'écart entre les valeurs de novembre 2000 et avril 2001 ne peut donc pas être considéré comme significatif.

On écrit finalement pour les calibrations ^{252}Cf , ^{60}Co et les données de bas bruit de fond :

$$\sigma_{Q_\gamma}^* = \sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_c^{*2}} \cdot \frac{(1 + V/3)}{E_R} \quad (\text{VI.5})$$

Le terme A devient :

$$A^2 = \left[\left(1 + \frac{V}{3} \langle Q_n \rangle\right)^2 \cdot \sigma_t^2 + \left(1 + \frac{V}{3}\right)^2 \langle Q_n \rangle^2 \sigma_c^{*2} \right] \frac{1}{E_R^2} \quad (\text{VI.6})$$

La proportion de 66,7% d'interactions électroniques mesurée entre $1 \pm \sigma_{Q_\gamma}^*$ pour les acquisitions de novembre 2000 et avril 2001 garantit la qualité de l'évaluation de σ_t et σ_c^* .

VI.1.2.2 Terme constant

Le terme C constant est obtenu par ajustement d'une loi du type de (VI.2) aux valeurs $\sigma_{Q_n}^i$ (elles-mêmes déterminées dans la figure VI.2 par ajustement de la distribution en Q). On trouve $C = 0,048 \pm 0,002$ et $C = 0,035 \pm 0,002$ pour novembre 2000 et avril 2001 sur la tranche d'étude 30-200 keV (cf figures VI.5a et b).

Le seuil pourrait être plus élevé pour les données d'avril 2001¹ que pour celles de no-

	Polar (V)	Intervalle d'étude (keV)	C
novembre 2000	+6,34	30-200	$0,048 \pm 0,002$
avril 2001	+6,34	30-200	$0,035 \pm 0,002$
avril 2001	+6,34	40-200	$0,038 \pm 0,003$
août 2001	+4,78	30-200	$0,041 \pm 0,001$
août 2001	-4,78	30-200	$0,038 \pm 0,002$

TAB. VI.2: Valeurs des constantes C déterminées par ajustement des $\sigma_{Q_n}^i$ par une loi du type de VI.2 sur la tranche d'étude spécifiée pour les quatre calibrations ^{252}Cf . Les barres d'erreurs présentées ici sont statistiques.

vembre 2000, ce qui induirait une sous-estimation de σ_n^i sur la tranche 30-40 keV et par

¹Aucune calibration ^{60}Co n'ayant été effectuée dans une date proche de la calibration ^{252}Cf d'avril 2001, la valeur exacte du seuil n'est pas connue. Il a été fixé à 5,1 keV pour la voie centre et 2,7 keV pour la garde pour l'analyse, mais il pourrait être en fait plus élevé, comme la valeur plus importante de $\langle Q_n \rangle$ sur les tranches 10-20 et 20-30 keV pour cette série de données semble l'indiquer (cf figure VI.3).

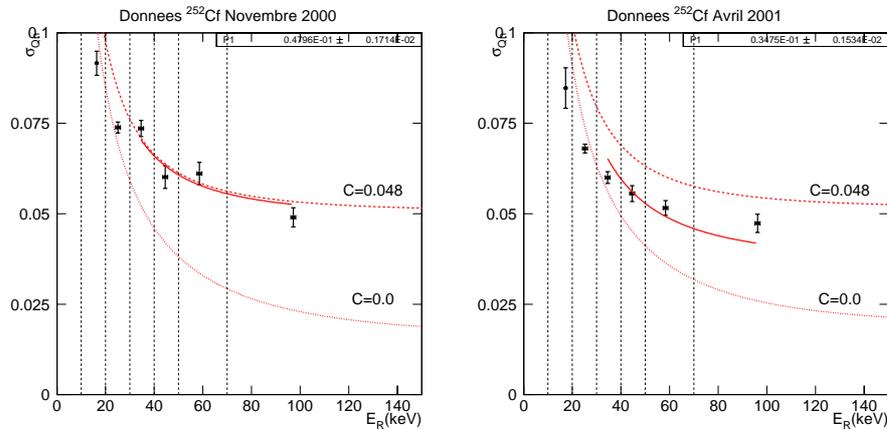


FIG. VI.5: Ajustement des σ_n^i par la loi (VI.2) pour les calibrations ^{252}Cf de novembre 2000 (à gauche) et avril 2001 (à droite). On choisit une plage d'ajustement de 30-200 keV à cause du biais induit par le seuil de déclenchement, qui tend à tronquer la distribution Q pour $E_R < 30$ keV (cf figure VI.2). On trouve $C = 0,048 \pm 0,002$ pour novembre 2000 et $C = 0,038 \pm 0,001$ pour avril 2001. Sont également représentées les lois VI.2 avec $C = 0$ et $C = 0,048$, A étant déterminé à partir des résolutions expérimentales de chacune des séries de données.

extension, de la valeur de la constante C pour cette série de données. On effectue donc également un ajustement sur la tranche 40-200 keV pour cette série de données (cf tableau VI.2). On reporte aussi dans ce tableau les valeurs des constantes déterminées pour les calibrations d'août 2001 sous $\pm 4,78$ V de polarisation.

En considérant la tranche 40-200 keV pour les données d'avril 2001, la moyenne de C pour les quatre séries de données est $\langle C \rangle = 0,041$. Seule la valeur de novembre 2000 s'en écarte à plus de 1σ (stat.). Les effets systématiques sur la détermination de C sont donc correctement contrôlés. La valeur de la constante C déterminée ici est supérieure à celle obtenue avec le bolomètre Ge4 ($C=0,030$ [131]). Ceci peut naturellement s'expliquer par un volume de détection plus important induisant une plus forte proportion d'interactions multiples.

Nous prendrons $C = 0,048$ pour la définition de la zone neutron. Cette définition correspond à une proportion d'événements neutrons entre $\langle Q_n \rangle \pm \sigma_{Q_n}$ de $68,8 \pm 1,1\%$ pour novembre 2000 et $72,3 \pm 0,9\%$ pour avril 2001. Ce choix est donc conservatif.

VI.1.3 Influence des interactions multiples

Nous avons défini la zone de recul nucléaire à partir des interactions des neutrons émis par une source de ^{252}Cf , pour lesquels il existe une proportion non négligeable d'interactions multiples (cf figure V.4), alors qu'on attend des interactions simples uniquement pour les WIMPs. Cette différence n'est pas sans conséquence sur la forme de la zone de reculs nucléaires, puisque les interactions multiples vont faire baisser la valeur moyenne

du facteur de quenching $\langle Q_n \rangle$ et augmenter la valeur de sa dispersion σ_{Q_n} .

On peut s'en rendre compte en comparant les facteurs de quenching moyens Q^A et Q^B correspondant à un même dépôt d'énergie E_R en une (cas A) ou deux (cas B) interactions (où on a alors $E_R = E_R^1 + E_R^2$). Les énergies d'ionisation de ces deux interactions sont données par l'équation (VI.1) :

$$E_t^A = 0,16E_R^{1,18} \quad (\text{VI.7})$$

$$E_t^B = 0,16 \left[E_R^{1,18} + E_R^{2,18} \right] \quad (\text{VI.8})$$

Or

$$(E_R^1)^{1,18} + (E_R^2)^{1,18} < (E_R^1 + E_R^2)^{1,18} \quad (\text{VI.9})$$

on en déduit :

$$E_t^B < E_t^A \quad (\text{VI.10})$$

et :

$$Q^B < Q^A \quad (\text{VI.11})$$

Pour un neutron C déposant une énergie totale E_R en trois interactions, on peut montrer de même que $Q^C < Q^B$.

Nous tenterons dans ce paragraphe de quantifier plus précisément l'effet des interactions multiples en calculant une "zone WIMP" correspondant à des interactions simples uniquement. Nous utiliserons pour cela les données simulées présentées dans le chapitre V.2.2.

VI.1.3.1 Construction des variables Q^s et D^s

Nous construisons tout d'abord pour chaque dépôt E_{Ri}^s d'un neutron un signal d'ionisation moyen $E_{ti}^s = 0,16E_{Ri}^{s,1,18}$. Pour M interactions du neutron, on a finalement :

$$E_R^s = \sum_{i=1}^M E_{Ri}^s \quad (\text{VI.12})$$

$$E_t^s = \sum_{i=1}^M E_{ti}^s = \sum_{i=1}^M 0,16E_{Ri}^{s,1,18} \quad (\text{VI.13})$$

et :

$$Q^s = \frac{\sum_{i=1}^M 0,16E_{Ri}^{s,1,18}}{\sum_{i=1}^M E_{Ri}^s} \quad (\text{VI.14})$$

On définit aussi D^s :

$$D^s = Q^s - 0,16E_R^{s,0,18} \quad (\text{VI.15})$$

D^s donne donc une mesure de l'écart du facteur de quenching à la valeur correspondant aux interactions simples. Les données simulées sont représentées dans les plans (E_R^s, Q^s) et (E_R^s, D^s) dans la figure VI.6, et projetées par tranche d'énergie sur l'axe D^s dans la figure VI.7.

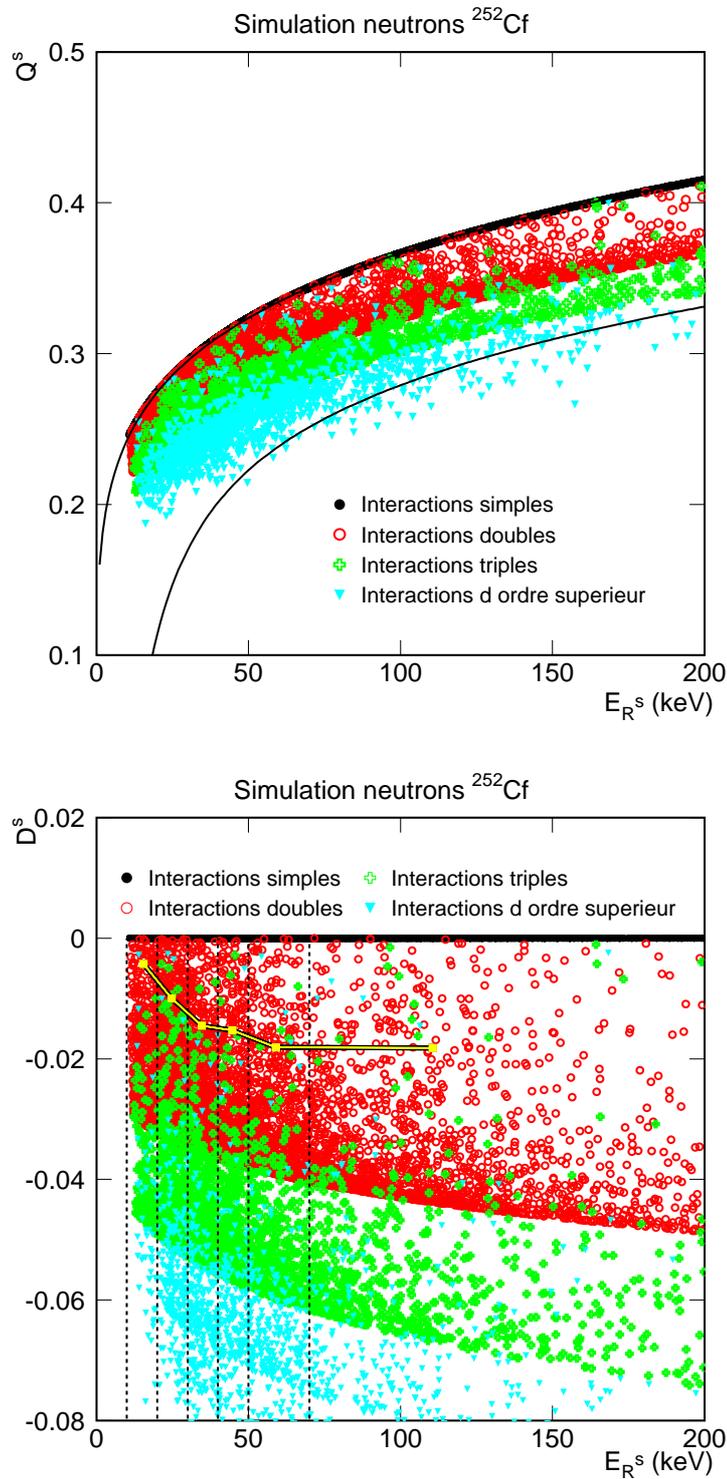


FIG. VI.6: **Figure du haut** : bi-plot (E_R^s, Q^s) pour les données simulées. On a aussi tracé la ligne $\langle Q_n \rangle - 1,645\sigma_{Q_n}$. **Figure du bas** : bi-plot (E_R^s, D^s) pour les données simulées, avec $D^s = Q^s - 0,16E_R^{s,0,18}$. Est également représentée la valeur moyenne de la variable D^s par tranches d'énergie (carrés).

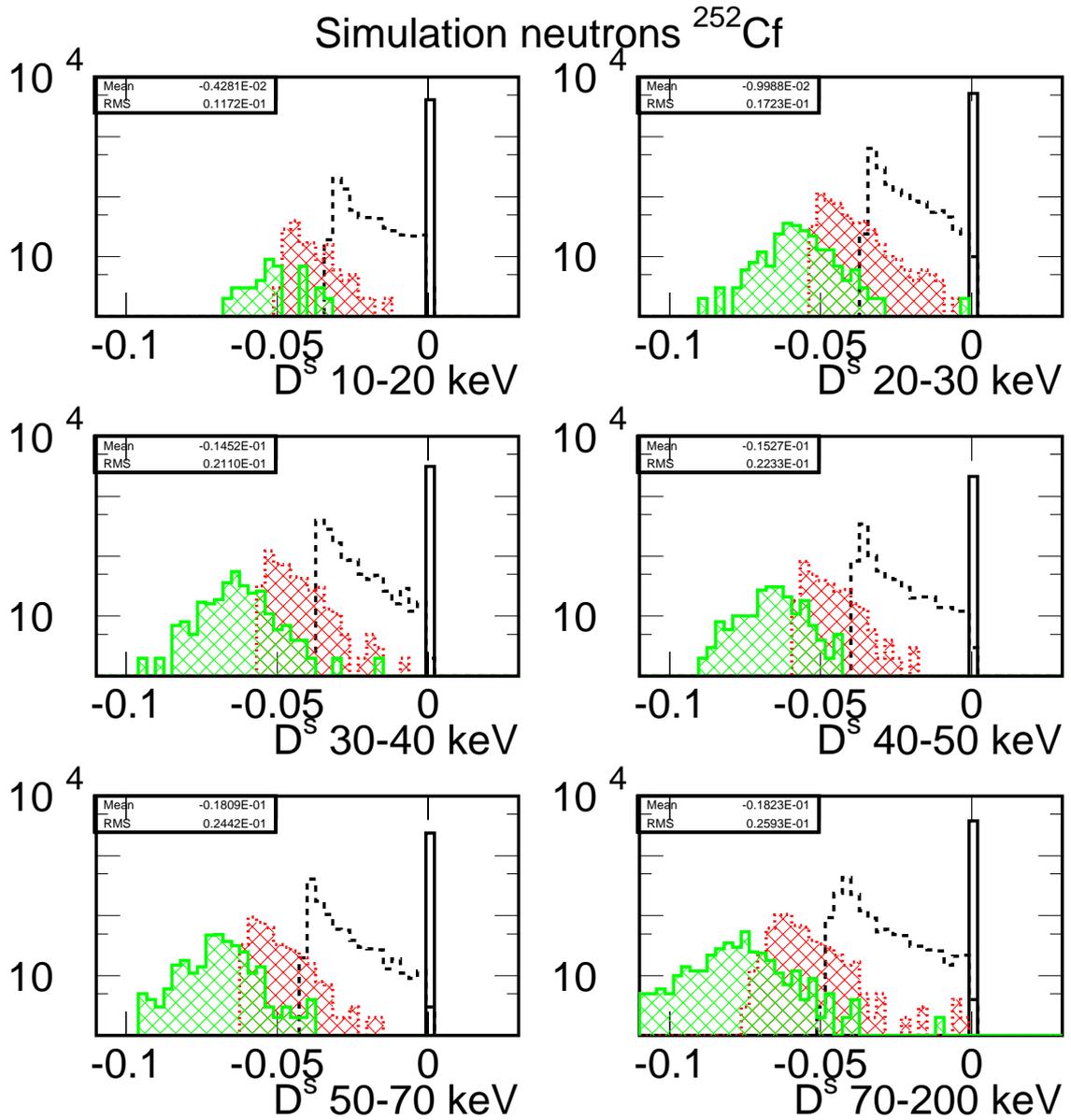


FIG. VI.7: *Projection des données simulées sur l'axe D^s . Les interactions simples sont représentées par une ligne continue, les doubles par des tirets, les triples en pointillés+hachuré et les interactions d'ordre supérieur en traits pleins+hachuré.*

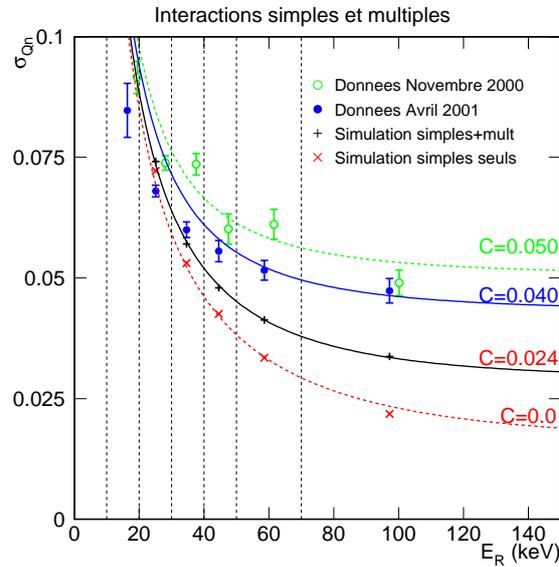


FIG. VI.8: Résolutions σ_{Q_n} expérimentales de novembre 2000 (cercles vides) et avril 2001 (cercles pleins) comparées aux écarts-types σ_{D^s} avec (\times) et sans ($+$) sélection des interactions simples. Sont aussi représentées les lois $\sigma_{Q_n}(E)$ (cf équation VI.2) pour $C=0,050$, $C=0,040$ (valeur moyenne des données expérimentales), $C=0,024$ (ajustant au mieux les valeurs σ_{D^s} sans sélection des interactions simples) et $C=0,0$ (ajustant au mieux les valeurs σ_{D^s} avec sélection des interactions simples).

VI.1.3.2 Largeur de la distribution D^s

Pour évaluer l'effet des interactions multiples sur σ_{Q_n} , nous dégradons pour chaque tranche d'énergie (10-20 keV, 20-30 keV, 30-40 keV, 40-50 keV, 50-70 keV et e70-200 keV) la distribution D^s de la figure VI.7 par la résolution expérimentale. La distribution D^{sd} obtenue est ajustée par une loi gaussienne d'écart-type $\sigma_{D^{sd}}$. L'ajustement des valeurs $\sigma_{D^{sd}}^i$ par une loi du type de (VI.2) permet alors de déterminer C_{mult} , contribution des interactions multiples à la dégradation de la distribution D . Cet ajustement, présenté dans la figure VI.8, donne un terme égal à $C_{mult} = 0,024$, valeur nettement inférieure à la valeur moyenne expérimentale $\langle C \rangle = 0,041$, et *a fortiori* à la valeur choisie pour la définition de la zone neutron $C = 0,048$. Le biais que représente ici l'approximation $\sigma_{D^{sd}} \sim \sigma_{Q^{sd}}$ est négligeable².

Les interactions multiples ne permettent donc d'expliquer qu'une fraction de la largeur de la bande neutron. D'autres effets, non pris en compte dans la simulation, doivent participer à l'élargissement de la distribution Q_n . On peut leur attribuer une contribution

²La distribution Q variant avec E_R , la projection des données sur l'axe Q par tranches d'énergie de largeurs finies va artificiellement contribuer à la dispersion de la distribution. Cet effet reste néanmoins négligeable, l'ajustement des $\sigma_{Q^{sd}}$ donnant $C = 0,028$, (contre $C = 0,024$ pour $\sigma_{D^{sd}}$, pour lesquelles cette contribution supplémentaire n'existe pas).

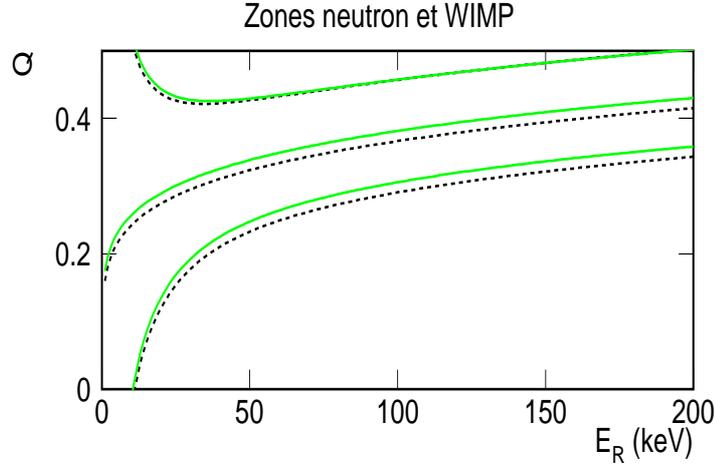


FIG. VI.9: Zone neutron ($C=0,048$, pointillés) et WIMP ($C=0,042$, trait plein) pour les résolutions expérimentales de novembre 2000.

$$C_X = \sqrt{C^2 - C_{mult}^2} \sim 0,042 \text{ pour } C = 0,048.$$

VI.1.3.3 Zone WIMP

La valeur moyenne de D^s peut être considérée en première approximation comme constante pour $E_R > 30 \text{ keV}$: $\langle D^s \rangle \sim -0,015$ (cf figure VI.6b). On écrit donc pour la ligne WIMP :

$$\langle Q_\omega \rangle = 0,16E_R^{0,18} + 0,015 \quad (\text{VI.16})$$

La largeur de la distribution WIMP est caractérisée par un écart-type σ_{Q_ω} dont la valeur est donnée par l'équation VI.2, avec un terme A déterminé par la résolution expérimentale et une constante C_X égale à 0,042. En combinant les valeurs $\langle Q_\omega \rangle$ et σ_{Q_ω} , il est possible de définir la zone WIMP que l'on compare à la zone neutron dans la figure VI.9.

La limite supérieure des deux zones est pratiquement confondue, le décalage vers les plus grandes valeurs de Q de la ligne WIMP étant compensée par le plus faible écart-type de la distribution. On choisit de manière conservatrice d'utiliser la zone neutron pour l'analyse des données de bas bruit de fond.

VI.2 Données bas bruit de fond

On appelle "données bas bruit de fond" (ou données physiques) les données enregistrées sans source de calibration et avec l'ensemble des blindages en place. On présente dans cette section l'analyse de ces données pour le détecteur GeAl6, en produisant les données enregistrées en 2000, puis 2001. Nous en déduisons une limite sur la section efficace d'interaction des WIMPs avec la matière baryonique.

VI.2.1 Données 2000

VI.2.1.1 Prise de données

Les données que nous considérons dans cette étude ont été enregistrées entre les 29 octobre et 24 décembre 2001. Elles correspondent à une durée d'acquisition réelle de 904,5 heures (37,7 jours).

L'acquisition a été interrompue pour effectuer les remplissages d'azote et hélium, les calibrations nécessaires au contrôle de l'évolution des performances et les régénérations du détecteur. Une fraction de 21 heures de données physiques prises au cours de cette période ont été rejetées à cause d'une saturation de l'amplificateur chaleur les rendant inexploitable. Toutes les autres données enregistrées sont conservées pour l'analyse.

La température du cryostat a été régulée à une valeur de $27,00 \pm 0,01$ mK pendant toute cette période et la tension de polarisation maintenue à $+6,37$ V au cours des acquisitions.

VI.2.1.2 Traitement des données

Le mode de traitement et d'étalonnage des données est exposé dans le chapitre IV. On apporte ici quelques précisions sur les coupures spécifiques aux données de bas bruit de fond.

Afin de limiter tout risque de rejet abusif des données, on effectue un nombre minimal de coupures. Aucune contrainte n'est imposée en particulier sur la valeur du χ^2 , ni sur les valeurs des paramètres d'ajustements t_i ou t_g . On rejette par contre les événements pour lesquels l'amplitude d'un des deux signaux ionisation est inférieure à $-4\sigma_m^0$ (avec $m = i, g$) car ils correspondent à des problèmes de charge d'espace. La perte d'efficacité de détection de WIMPs associée à cette coupure est négligée, ces événements représentant moins de 0,5% de la statistique totale.

VI.2.1.3 Sensibilité, résolutions et seuils

i) Voies ionisation La sensibilité et la résolution des voies ionisation a été contrôlée par des calibrations ^{57}Co hebdomadaires.

La sensibilité est restée stable à $\pm 10\%$ au cours de toute la période étudiée pour les deux voies, les variations étant dues à des modifications sur la chaîne d'acquisition. Cette remarque est également valable pour les résolutions ligne de base et à 122 keV. On reporte dans le tableau VI.3 les valeurs typiquement mesurées .

ii) Voie chaleur La sensibilité de la voie chaleur a peu varié (~ 30 nV/keV à $\pm 5\%$). La résolution ligne de base s'est rapidement dégradée au cours des premiers jours de prise de données, passant de $3,10 \pm 0,02$ keV le 29 octobre à $3,90 \pm 0,05$ keV le 14 novembre. Elle s'est stabilisée à une valeur de 1,80 keV après une intervention sur l'amplificateur de la voie chaleur ce même jour et n'a plus évolué jusqu'à la fin des prises de données.

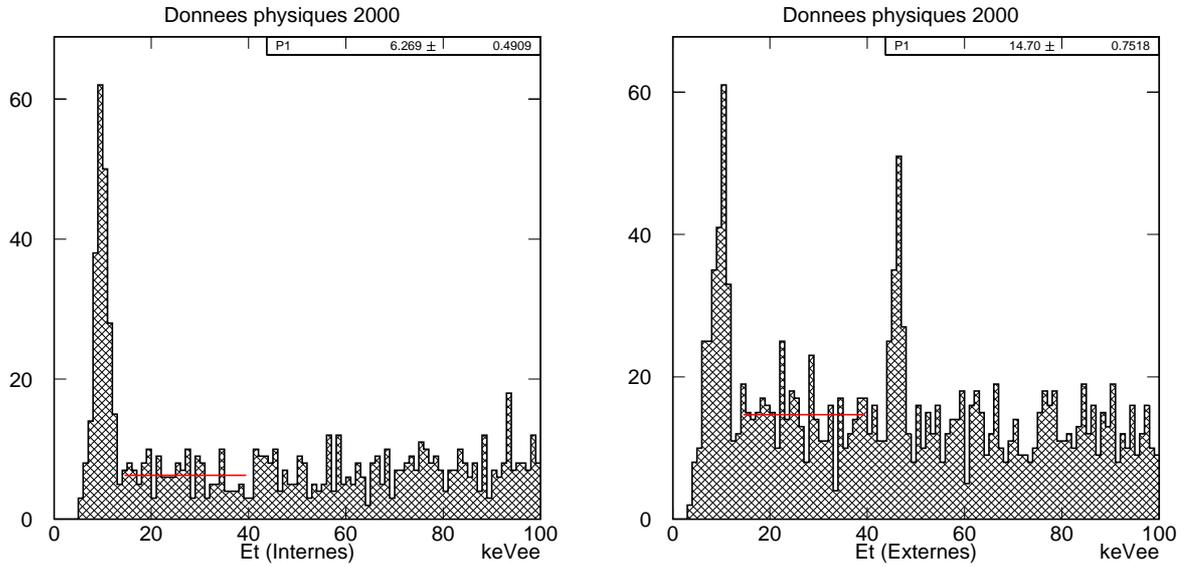


FIG. VI.10: Spectres en ionisation totale pour les événements internes et externes et ajustement du nombre d'événements moyen (paramètre $P1$) sur la plage 15-40 keVee pour les deux populations.

iii) **Seuil d'analyse** Le seuil d'analyse a été déterminé à partir de calibrations ^{60}Co suivant la méthode présentée dans le chapitre IV.5.

Le seuil de la voie centre s'est rapidement dégradé au début de la prise de données. Une augmentation constante du bruit d'origine microphonique a en effet imposé de relever le niveau de déclenchement des discriminateurs à deux reprises en 15 jours. Les seuils d'analyse correspondant à ces trois situations ont été mesurés à 5,7 keV, 9 et 11 keV. Une modification du mode de filtrage du signal de déclenchement a permis de ramener le seuil à sa valeur initiale.

Le fait que la résolution σ_i^0 soit restée constante pendant toute la durée de prises de données illustre la différence entre seuil de déclenchement (associé à la qualité du filtrage des signaux par le circuit de déclenchement) et résolution ligne de base (associée à la qualité du filtrage des signaux par traitement *off-line* des données).

Le seuil de déclenchement de la voie garde est resté stable à une valeur de 4 keV environ au cours de l'ensemble de la prise des données.

VI.2.1.4 Coupure fiducielle

La coupure fiducielle a été définie par la relation (V.36) :

$$E_i > \frac{3}{4} \cdot E_t$$

Nous justifions ce choix en présentant dans la figure VI.10 les spectres des amplitudes ionisation pour les événements internes et externes.

Ces spectres appellent deux remarques :

- Le pic de 46,5 keV associé à la radioactivité du ^{210}Pb (cf chapitre III.6.3) n'est présent que pour les données externes. Le fait qu'il soit absent sur le spectre interne montre que l'anneau de garde fonctionne effectivement comme un écran pour le volume interne.
- L'efficacité de l'anneau de garde est également confirmée par la mesure du nombre d'événements moyens sur chacun des spectres entre 15 et 40 keV. Il est en effet très nettement inférieur pour les internes ($6,3 \pm 0,5$ coups/keV contre $14,7 \pm 0,8$ coups/keV pour les externes).

VI.2.1.5 Reculs nucléaires

i) **Bi-plot** (E_R, Q) Compte-tenu des remarques du paragraphe VI.2.1.3, les données physiques sont divisées en trois séries, chacune correspondant aux valeurs de résolutions données dans le tableau VI.3, dans lequel est aussi reportée la valeur du seuil de la voie centre. La projection dans le plan (E_R, Q) des événements internes pour les trois séries de données est représentée dans les figures VI.11, VI.12 et VI.13.

Série	L_t^0 (keV)	L_c^0 (keV)	$L_t(122 \text{ keV})$ (keV)	$L_c(122 \text{ keV})$ (keV)	$L_c^*(122 \text{ keV})$ (keV)	Seuil centre (keV)
1	2,7	3,1	2,8	3,6	5,0	9
2	2,7	3,6	2,8	3,6	5,0	11
3	2,4	1,8	2,8	3,1	4,6	5,7

TAB. VI.3: Valeurs (en keV) des résolutions LTMH ligne de base et à 122 keV pour les événements internes. On indique également le seuil d'analyse de la voie centre. Les incertitudes sur les résolutions ligne de base (à 122 keV) sont de l'ordre de 0,05 (0,2) keV, et de 0,5 keV pour le seuil. La valeur σ_c^* est la valeur corrigée de la résolution chaleur donnant 66,6% d'événements internes entre $\pm 1\sigma_{Q_\gamma}$. Les statistiques des acquisitions bas-bruit de fond associées à chacune de ces série sont données dans le tableau VI.4.

ii) Analyse des bi-plot (E_R, Q)

Seuil d'analyse Compte-tenu de la dépendance $\sigma_{Q_\gamma} \propto \frac{1}{E_R}$ (cf équation (III.36)), il est nécessaire de définir un seuil d'analyse au-dessus duquel la discrimination entre reculs nucléaires et électroniques est suffisante.

Pour les séries 1 et 2, la probabilité d'une interaction électronique de se situer dans la zone de recul nucléaire est inférieure ou égale à 99,9% ($3,29 \sigma_{Q_\gamma}$) pour des énergies de recul $E_R > 32$ et 35 keV respectivement. Etant donnée la faible statistique associée à ces deux séries de données, un seuil de 30 keV semble être un choix raisonnable.

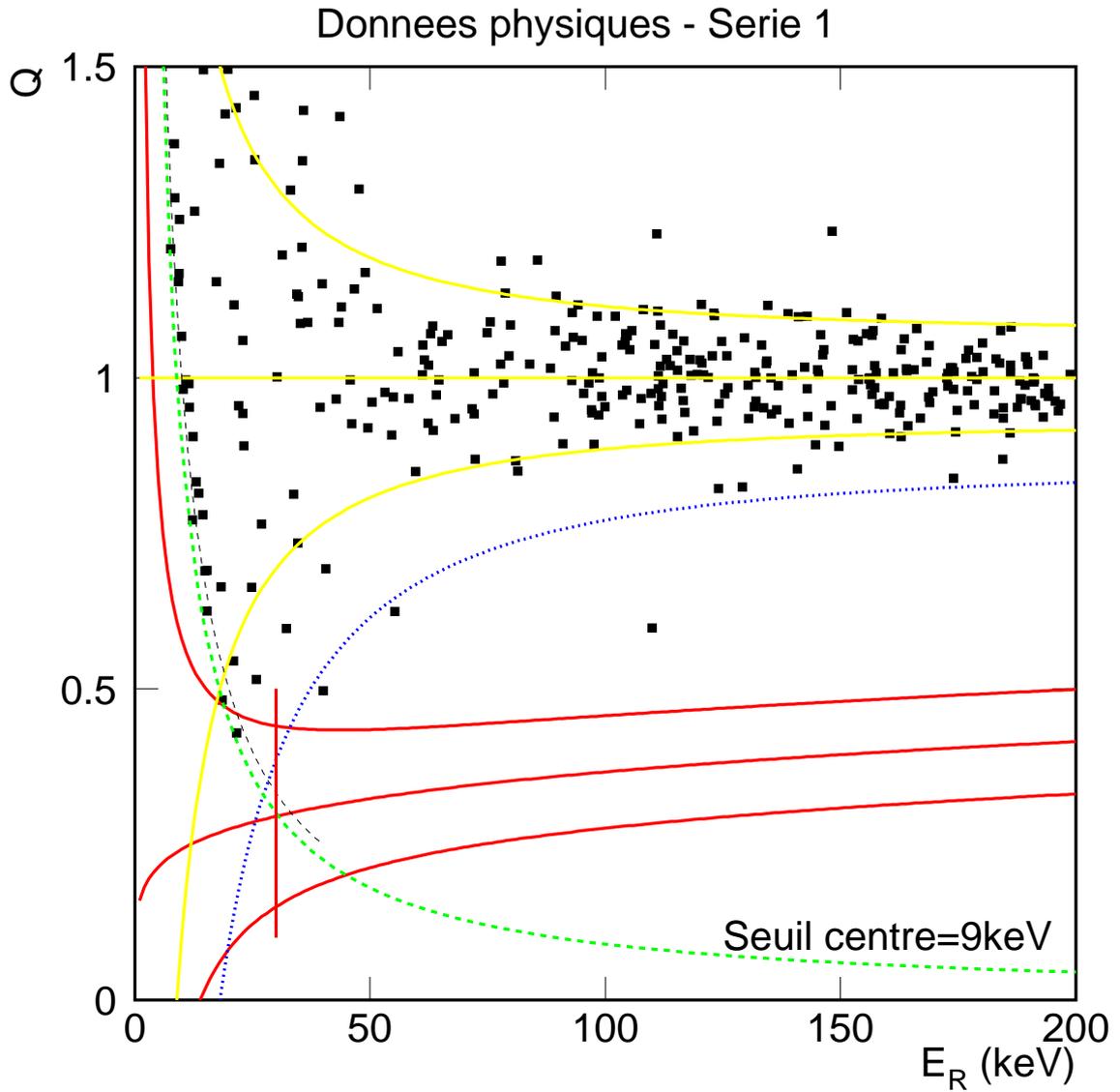
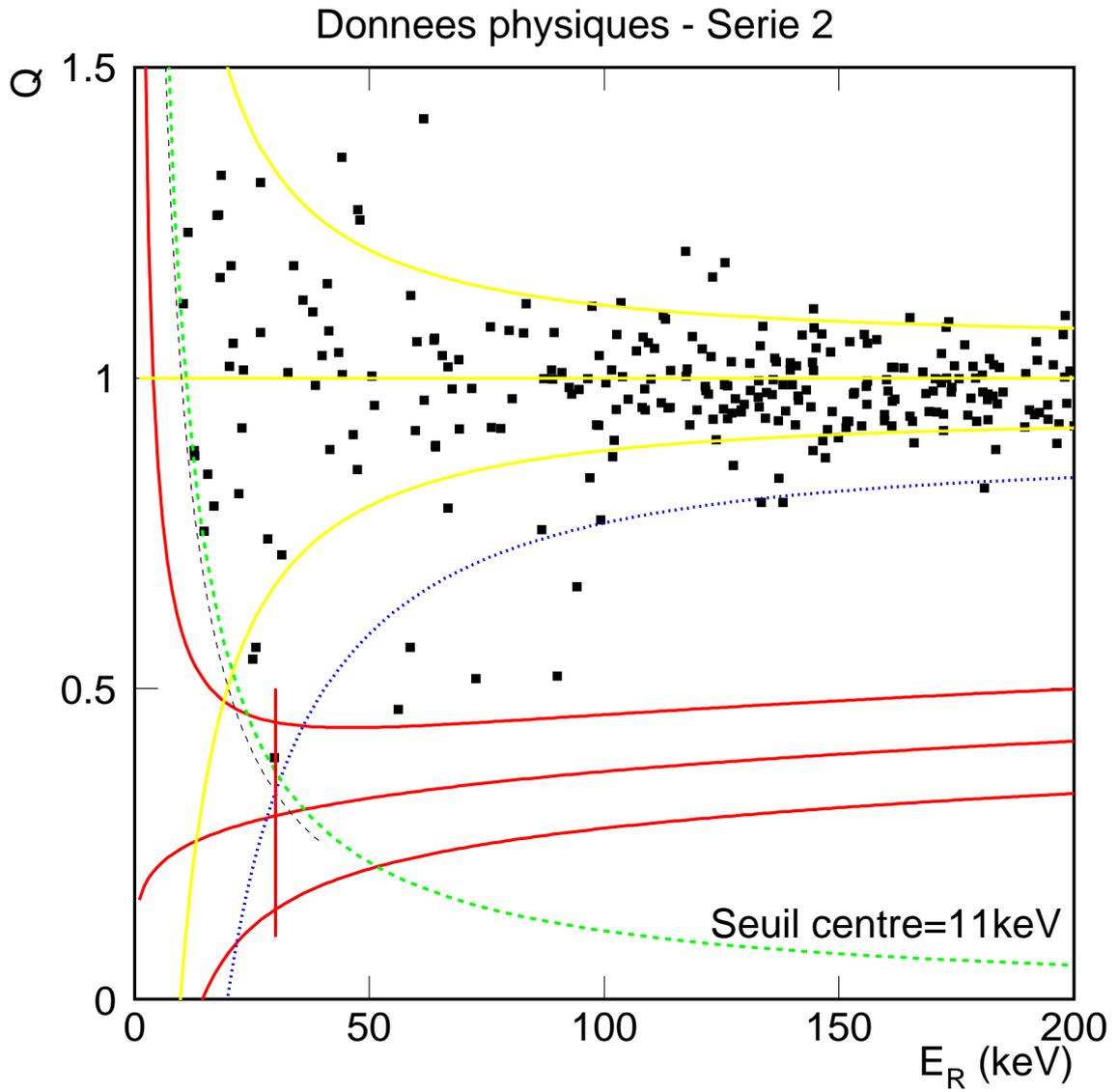


FIG. VI.11: *Bi-plot* (E_R, Q) des données internes de la série 1. On a tracé les lignes γ ($Q=1$) et neutrons ($Q = 0,16E_R^{0,18}$) et les zones à $\pm 1,645\sigma_Q$ autour de ces lignes (traits pleins). Sont aussi représentées la ligne correspondant à 99,9% d'efficacité sur la zone γ (pointillés), les hyperboles $E_t=9,0$ keV (seuil de la voie centre, tirets) et $E_t=10,4$ keV (tirets fins, jusqu'à $E_R=40$ keV).

FIG. VI.12: *Bi-plot* (E_R, Q) des données de la série 2 (seuil de la voie centre à 11 keV).

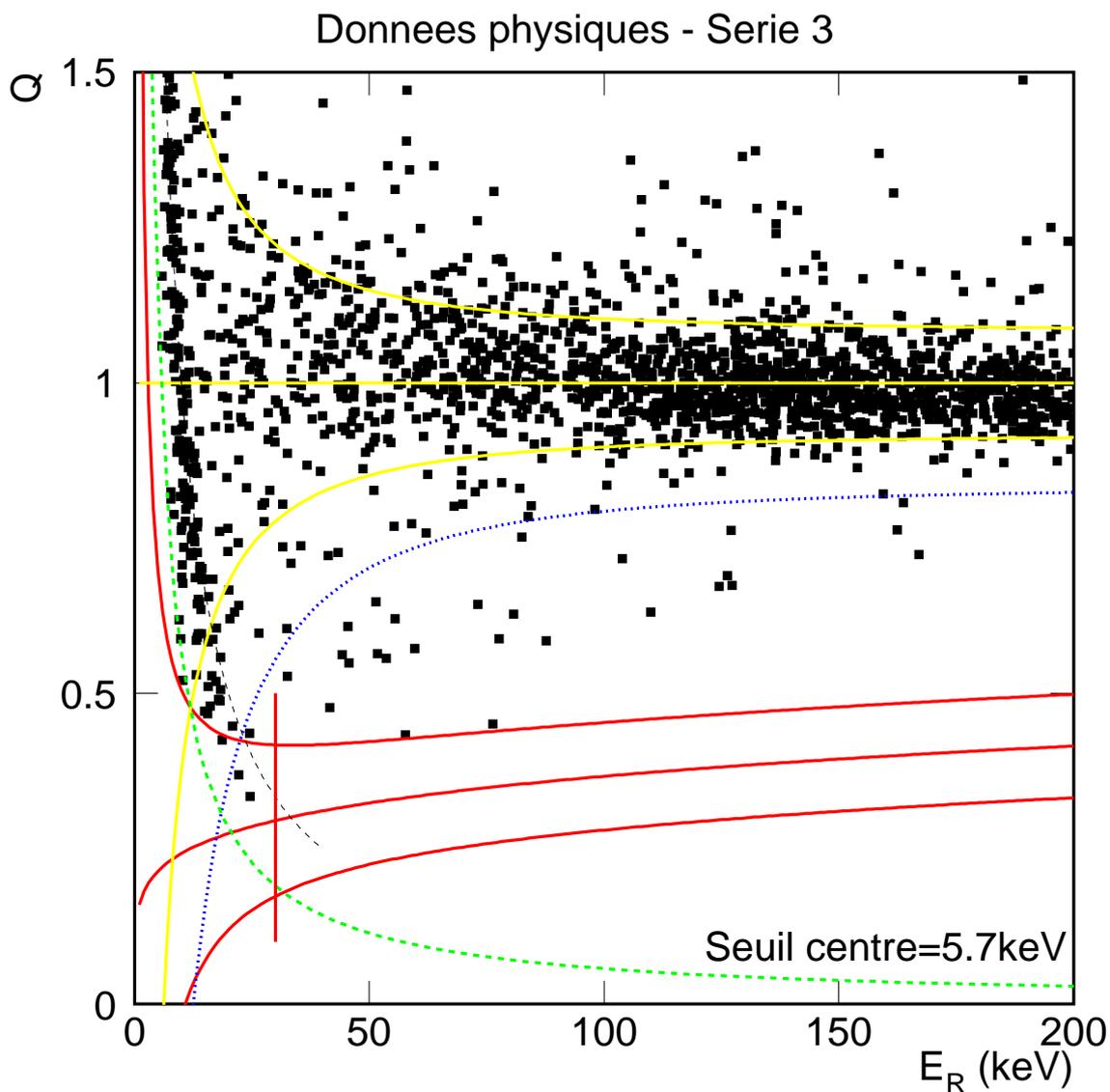


FIG. VI.13: *Bi-plot* (E_R, Q) des données de la série 3 (seuil de la voie centre à 5,7 keV).

Pour la série 3, les résolutions sont meilleures, la condition précédente est vérifiée pour $E_R \gtrsim 25$ keV. La statistique est cependant nettement plus importante pour cette série : on compte par exemple ~ 200 événements internes pour lesquels $E_t = 10,4 \pm 2\sigma_{E_t}$. En faisant la (grossière) approximation que la distribution en Q est gaussienne jusqu'à $3,29\sigma$, il y a une probabilité d'environ 20% qu'un événement parmi ces 200 donne une mesure $E_R > 25$ keV et se trouve alors dans la zone de recul nucléaire. Il est donc légitime de choisir là encore un seuil d'analyse de 30 keV.

Événements internes Aucun événement interne n'est présent dans la zone de recul nucléaire pour $E_R > 30$ keV. Trois événements en sont toutefois proches.

- Le premier provient de la seconde série de données (cf figure VI.12). L'énergie de recul associée à cet événement est inférieure à 30 keV selon les trois analyses indépendantes menées au sein de la collaboration. Notre analyse en donne la valeur la plus élevée : $E_R = 29,9$ keV ($Q=0,39$).

On remarque également que cet événement est situé à moins de 3σ de la valeur $Q=1$, et qu'il est proche de la ligne 10,4 keV ($E_t=12,0$ keV). Il est donc statistiquement probable qu'il soit dû à cette désintégration.

- Deux autres événements sont situés légèrement au-dessus de la zone neutron, à des énergies de recul de 57,8 et 76,3 keV pour $Q=0,43$ et $Q=0,45$ respectivement (cf figure VI.13). Là encore, les trois analyses indépendantes des données placent ces deux événements en dehors de la zone de recul nucléaire. On rappelle de plus que nous avons calculé la zone neutron de manière conservatrice, en choisissant une valeur $C=0,048$ (cf paragraphe VI.1.2.2).

Retenons en conclusion de ce paragraphe que trois analyses indépendantes des données ont placé les trois événements litigieux hors d'une zone d'étude définie par ailleurs de manière très conservatrice. Ainsi, pour l'ensemble des données physiques, aucun événement n'est présent dans la zone de recul nucléaire.

Événements externes Les événements externes sont représentés dans le plan (E_R, Q) dans la figure VI.14. Certains se trouvent dans la bande neutron. On observe cependant qu'ils ne se concentrent pas dans cette zone, mais qu'ils sont en fait répartis de manière homogène dans la zone définie par $Q < 1 - 3\sigma_{Q_\gamma}$. Il semble donc improbable que les événements externes présents dans la zone neutron correspondent effectivement à des reculs nucléaires. Ils sont plus certainement la conséquence d'une mauvaise collecte de charge. Ce point donne une nouvelle illustration de l'intérêt présenté par l'anneau de garde.

Il est également intéressant de souligner que tous les événements externes présents dans la zone de reculs nucléaires sont associés à une collecte sur l'anneau de garde en majorité. La définition de la coupure fiducielle donnée par la relation (V.36) -et donc celle du volume

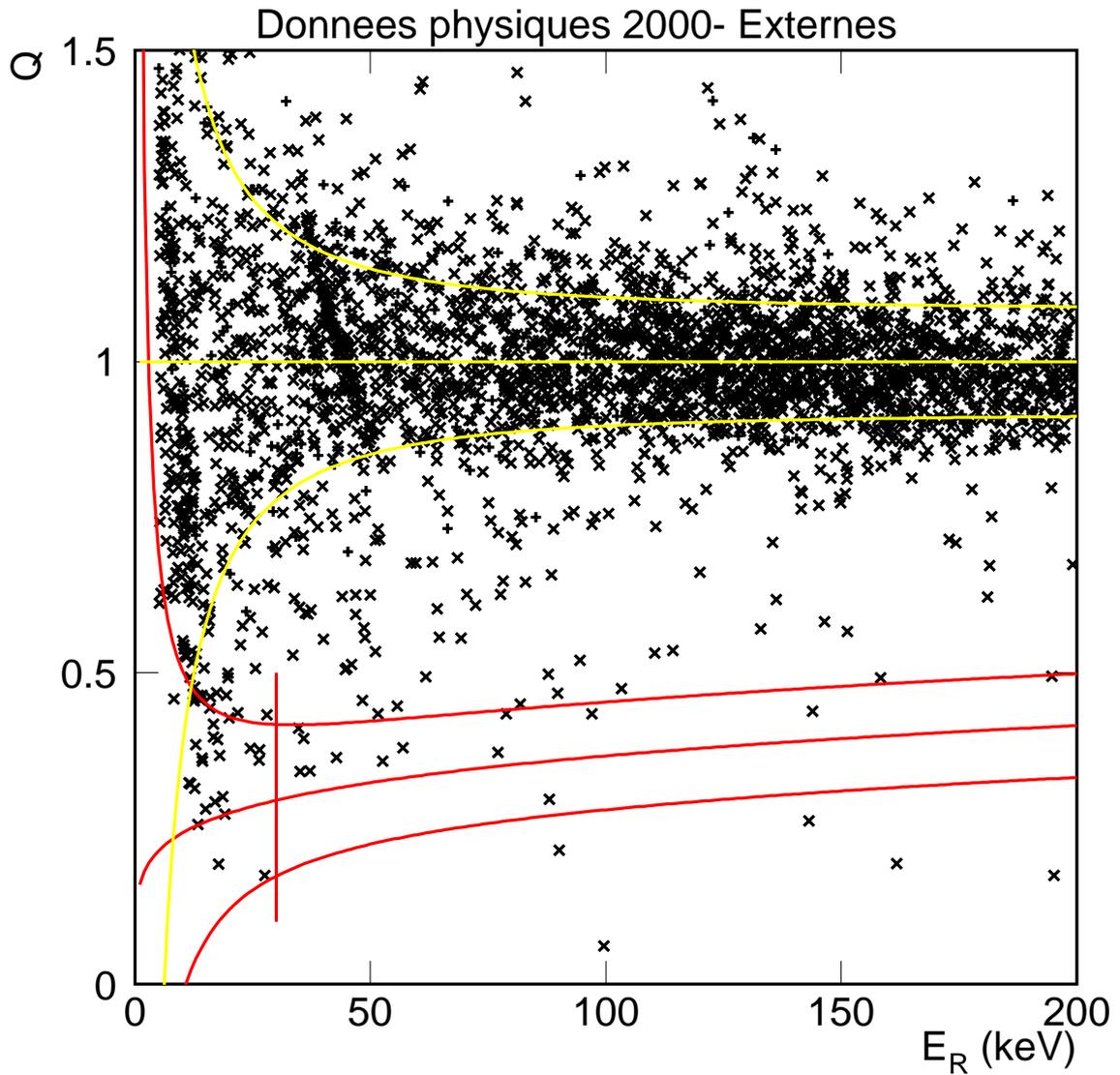


FIG. VI.14: *Bi-plot* (E_R, Q) des événements externes pour les enregistrements de l'année 2001. Les événements pour lesquels $E_i > E_g$ sont représentés par le symbole $+$.

fiduciel qui lui est associée- peut donc être considérée comme conservative.

VI.2.2 Données 2001

L'acquisition des données a été interrompue le 24 décembre 2000 par une coupure de courant ayant induit un arrêt du circuit de réfrigération et une remontée en température du dispositif. La prise de données a repris le lendemain après un retour à une température de 27 mK et s'est prolongée jusqu'au 08 novembre 2001, date du démontage final du détecteur GeAl6.

On présente dans la figure VI.15a la projection dans le plan (E_R, Q) des données enregistrées au cours de cette période. Le taux d'événements pour lesquels Q est situé sous la limite $Q = 1 - 4\sigma_{Q_\gamma}$ et hors de la zone neutron est :

$$R(4\sigma_{Q_\gamma}) = \frac{93}{7,25} = 12,8 \pm 1,3 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1} \quad (\text{VI.17})$$

Cette valeur est incompatible à plus de 3 σ avec le taux de $\frac{31}{4,53} = 6,2 \pm 1,2 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1}$ déterminé pour les données antérieures au 24 décembre 2000³. Cet écart peut être visualisé en projetant ces deux séries de données sur l'axe Q (cf figure VI.15b).

Deux hypothèses ont été émises pour expliquer cette brusque dégradation des performances du détecteur :

- le développement d'une charge d'espace est possible. De nombreux essais de régénération ont donc été entrepris pour la détruire : court-circuit prolongé entre les électrodes sous flux intense de γ d'une source ^{60}Co , application d'une différence de potentiel entre électrode centrale et anneau de garde ou retour à température ambiante. Malgré ces efforts, le taux $R(4\sigma_{Q_\gamma})$ est resté remarquablement stable au cours de l'année 2001.

- une autre hypothèse envisagée est une pollution accidentelle du détecteur. On peut par exemple imaginer que des impuretés radioactives (émetteurs β) collées sur la surface interne du calorimètre (cf chapitre III.3.2) se soient vaporisées au cours du réchauffement du 24 décembre pour se fixer ensuite sur la surface du volume fiduciel du détecteur, plus froid à ce moment. On peut opposer comme argument à cette seconde hypothèse le fait que le boîtier en cuivre doit empêcher l'impureté d'atteindre le détecteur lui-même. Dans le cas où l'impureté se serait déposée sur la surface extérieure du boîtier, l'épaisseur de cuivre aurait été suffisante pour absorber le rayonnement β .

Les raisons de la dégradation observée restent donc obscures et leur identification dépasse le cadre de notre étude. En tout état de cause, on retient simplement que le taux $R(4\sigma_{Q_\gamma})$ suivant un accident associé à la remontée en température du dispositif n'est pas compatible

³Les durées d'acquisitions données ici prennent en compte les corrections évoquées au paragraphe VI.2.3.

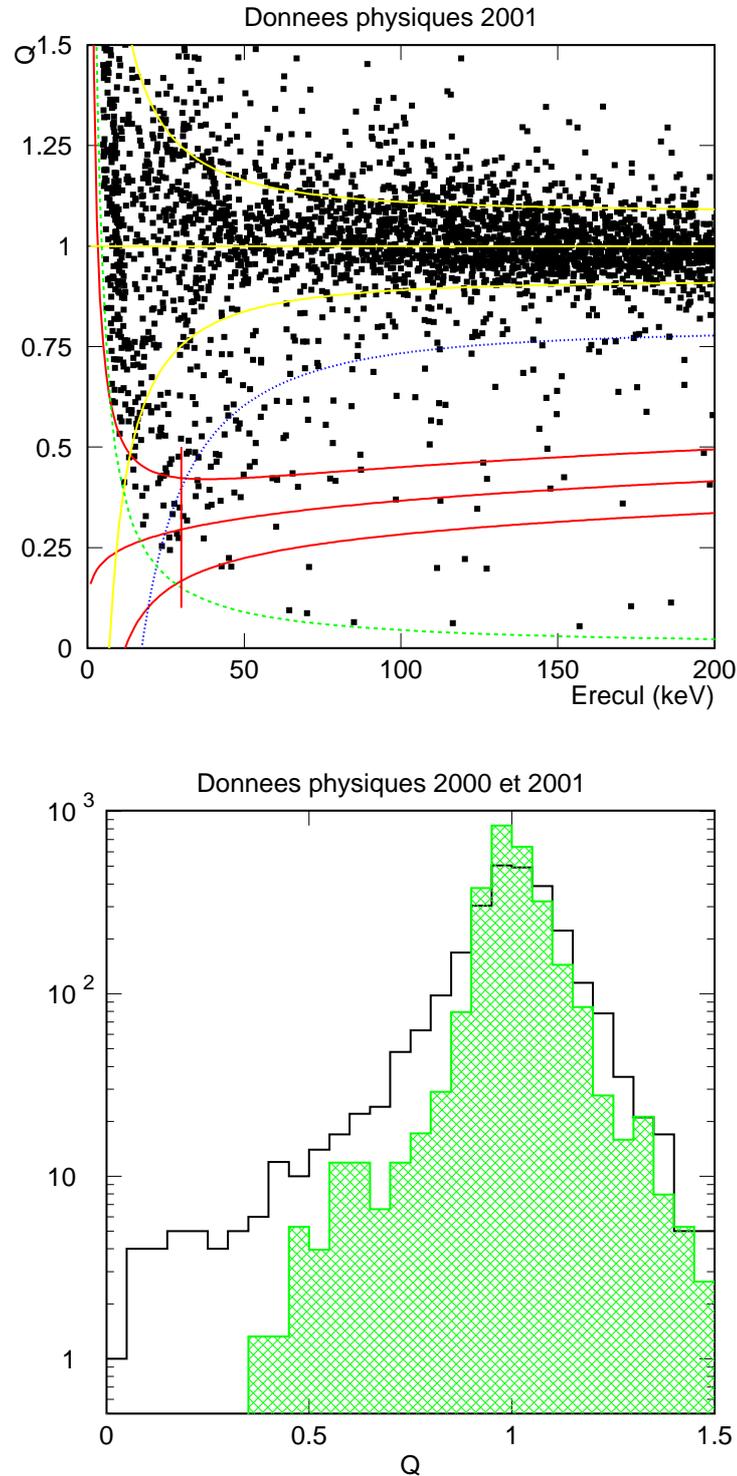


FIG. VI.15: **Figure du haut** : *bi-plot* (E_R, Q) des données enregistrées après l'incident du 24 décembre 2000 dans le volume fiduciel. La ligne pointillée correspond ici à la limite à 4σ de la zone γ . **Figure du bas** : projection normalisée en $\text{kg}^{-1}\cdot\text{j.}^{-1}$ des données 2001 sur l'axe Q . On a aussi reporté sur cet histogramme le spectre normalisé des données antérieures à l'incident du 24 décembre (zone hachurée).

statistiquement avec celui mesuré précédemment. Il est donc légitime de considérer que ces deux séries d'enregistrements ne correspondent pas aux mêmes conditions expérimentales. Par conséquent, nous conserverons pour l'analyse finale uniquement les données antérieures à l'accident.

VI.2.3 Taux de reculs nucléaires

Nous allons maintenant dériver une limite sur le taux d'événements de reculs nucléaires des prises de données. Il convient pour cela de déterminer la statistique réelle d'acquisition pour chaque série. Celle-ci est donnée par la relation suivante :

$$S = t_{ef} \cdot M \cdot f_v \cdot \epsilon_n \quad (\text{VI.18})$$

où t_{ef} est le temps efficace d'acquisition, M la masse du détecteur, f_v la fraction correspondant au volume fiduciel et ϵ_n l'efficacité de la zone neutron.

- Le coefficient ϵ_n est égal à 90% par construction de la zone neutron.
- On a déterminé $f_v = 54,6\%$ dans le chapitre V.5 et $M=0,320$ kg.
- Le temps efficace d'acquisition t_{ef} est égal au temps réel corrigé par deux facteurs :
 - le temps mort mesuré à 2,5 s entre deux enregistrements ;
 - la durée des régénérations automatiques appliquées au cours des acquisitions de données physiques, correspondant environ à 5% du temps total.

On présente dans le tableau VI.4 les statistiques obtenues pour les trois séries de données.

Série	$t_{réel}$ (h)	t_{ef} (h)	Stat. volume total (kg·j)	Stat. volume interne (kg·j)	S (kg·j)
1	143,5	97,2	1,15	0,63	0,57
2	112,9	92,6	1,10	0,60	0,54
3	648,2	586,4	6,96	3,80	3,42
Total	904,5	776,2	9,21	5,03	4,53

TAB. VI.4: *Statistiques associées aux trois séries de données.*

La limite de Poisson à 90% de niveau de confiance sur un signal nul étant de 2,3, les données analysées ici permettent d'exclure à 90% de niveau de confiance un taux d'interaction de WIMPs supérieur à :

$$R_{max} = \frac{2,3}{S} = \frac{2,3}{4,53} = 0,51 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1} \quad (\text{VI.19})$$

sur l'intervalle 30-200 keV.

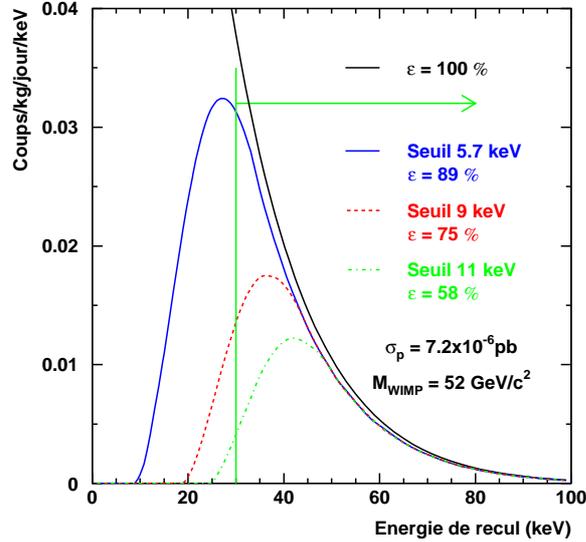


FIG. VI.16: Spectre de recul attendu dans une cible de germanium pour un WIMP de $52 \text{ GeV}/c^2$ et de section efficace de diffusion de $7,2 \cdot 10^{-6} \text{ pb}$ pour $\bar{v} = 270 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-3}$. On représente en pointillés la modification du spectre associée à un seuil en ionisation de 5,7, 9,0 et 11,0 keV. Les pertes d'efficacité associées sont de 89, 75 et 58% au-dessus de 30 keV de recul.

VI.3 Limites d'exclusion WIMP-nucléon

VI.3.1 Construction de la limite d'exclusion

Le détecteur est constitué à 92% de noyaux de A pair, pour lesquels la contribution dépendante du spin à la section efficace de diffusion des WIMPs est nulle. Le spectre de recul mesuré ne permet donc de dériver qu'une limite sur $\sigma_{\omega-p}^{SI}$, section efficace de diffusion du WIMP sur le proton indépendante du spin.

Le principe de construction des limites d'exclusion sur la section efficace de diffusion est exposé dans le chapitre II.1.2.2. Précisons simplement ici que la perte d'efficacité liée au seuil en ionisation est prise en compte dans le calcul du taux de recul théorique pour chacune des valeurs 5,7, 9 et 11 keV des seuils des trois séries de données (cf figure VI.16). On utilise par ailleurs pour le calcul des spectres théoriques les valeurs usuelles des paramètres du halo : $\bar{v} = 270 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $v_{esc} = 650 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-3}$. Enfin, on prend une vitesse de la Terre par rapport au halo de $232 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et une paramétrisation de Helm pour le facteur de forme du noyau (cf équation II.13), avec $a=0,52 \text{ fm}$, $s=0,9 \text{ fm}$ et $c=1,23A^{1/3} - 0,6 \text{ fm}$ [82].

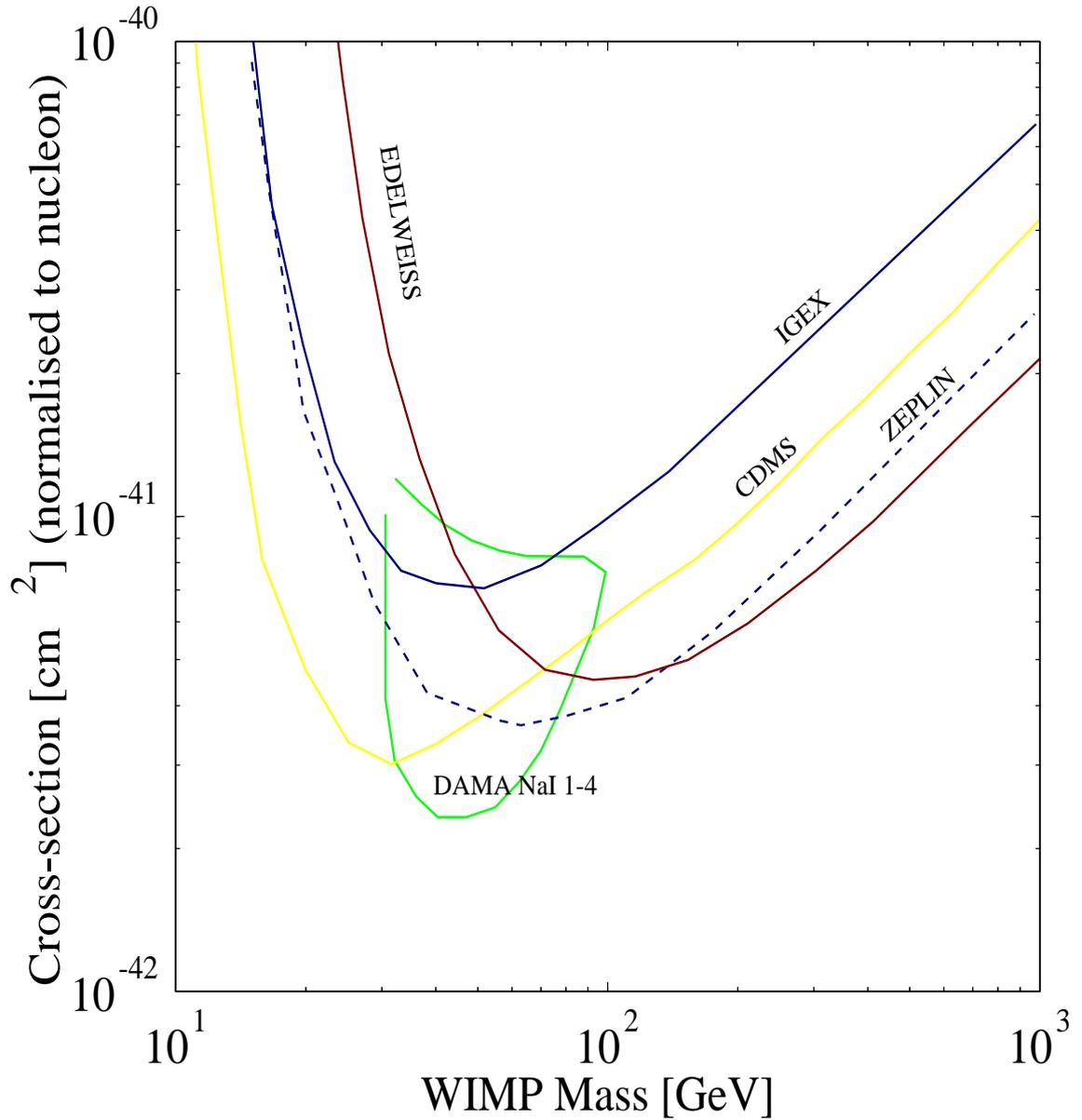


FIG. VI.17: Courbe d'exclusion sur $\sigma_{\omega-n}^{SI}$ déterminée pour les données *GeA16* pour les paramètres du halo $\bar{v} = 270 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $v_{esc} = 650 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-3}$. Sont aussi représentées les courbes d'exclusion de *IGEX* [91], *CDMS* [106], *ZEPLIN* [109] et la zone à 3σ de *DAMA NaI 1-4* [101].

VI.3.2 Discussion

La courbe d'exclusion dérivée du taux $R_{max} = 0,51 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1}$ est présentée dans la figure VI.17. Pour des WIMPs de masse $m_\omega > 100 \text{ GeV}/c^2$, elle correspond à un gain de sensibilité sur $\sigma_{\omega-p}^{SI}$ de 50 par rapport aux précédents résultats publiés par EDELWEISS [131] (non représentés sur cette figure). Elle constitue la limite la plus compétitive pour des WIMPs de masse supérieure à $120 \text{ GeV}/c^2$. Cette limite est en particulier inférieure à celle obtenue par l'expérience CDMS [106] pour $m_\omega > 70 \text{ GeV}/c^2$, malgré une durée d'exposition deux fois plus faible et un seuil trois fois supérieur pour EDELWEISS. Ceci s'explique par l'absence d'événements dans la zone de reculs nucléaires, tandis que CDMS, installée en site de surface, doit effectuer un rejet statistique du bruit de fond neutron observé. La limite déterminée ici exclut aussi à 90% de niveau de confiance l'existence d'un WIMP de $52 \text{ GeV}/c^2$ et de section efficace de diffusion $\sigma_{\omega-p}^{SI} = 7,6 \cdot 10^{-6} \text{ pb}$. Ces valeurs correspondent à la valeur centrale de la zone associée par DAMA [101] au signal de modulation observé dans leurs détecteurs (cf figure II.7).

VI.3.3 EDELWEISS 2002

Le résultat que nous venons de présenter a été complété en 2002 par des données enregistrées avec un bolomètre similaire⁴ à GeAl6. Ces données ont été analysées suivant une méthode identique à celle détaillée dans cette thèse, en particulier en ce qui concerne la détermination du volume fiduciel. Les résultats de cette analyse sont détaillés dans [161]. Nous en faisons ici une synthèse.

La statistique effective des acquisitions de bas bruit de fond est de $7,4 \text{ kg} \cdot \text{j}$ dans le volume fiduciel. Grâce à une réduction du niveau de bruit ligne de base, il a été possible de réduire le seuil d'analyse à 20 keV de recul. L'amélioration de la résolution et du seuil a également permis de mettre en évidence un accord entre la méthode d'évaluation du volume fiduciel présentée dans cette thèse et celle basée sur le taux d'événements de $10,4 \text{ keV}$ (cf chapitre V.5) avec une précision de l'ordre de 3%. La projection dans le plan (E_R, Q) des données est présentée dans la figure VI.18. Aucun événement ne se situe dans la zone neutron sur la tranche d'énergie de recul pertinentes pour un WIMP de masse inférieure⁵ à 10 TeV . Le détecteur étant similaire à GeAl6 et la méthode d'analyse identique, les résultats des deux expériences peuvent être combinés. La courbe d'exclusion que l'on peut en déduire est présentée dans la figure VI.19. Elle constitue la meilleure limite de sensibilité pour des WIMPs de masse supérieure à $35 \text{ GeV}/c^2$, et est incompatible à plus de 99,8% avec la zone à 3σ du signal DAMA, même lorsque la limite de DAMA-NaI0 [95] est prise en compte (cf figure II.8). Cette limite permet aussi de rejeter les prédictions SUSY actuelles

⁴La présence d'une couche de germanium amorphe sous les électrodes de collecte du nouveau bolomètre (implantée dans le but d'améliorer la collecte de charge des événements de surface (cf paragraphe III.3.3.6)) constitue l'unique différence entre les deux détecteurs.

⁵Un événement est présent sur la limite inférieure de la zone neutron, mais à une énergie de recul si élevée (119 keV) que seul un WIMP de masse supérieure à 10 TeV aurait une probabilité supérieure à 5% de le produire.

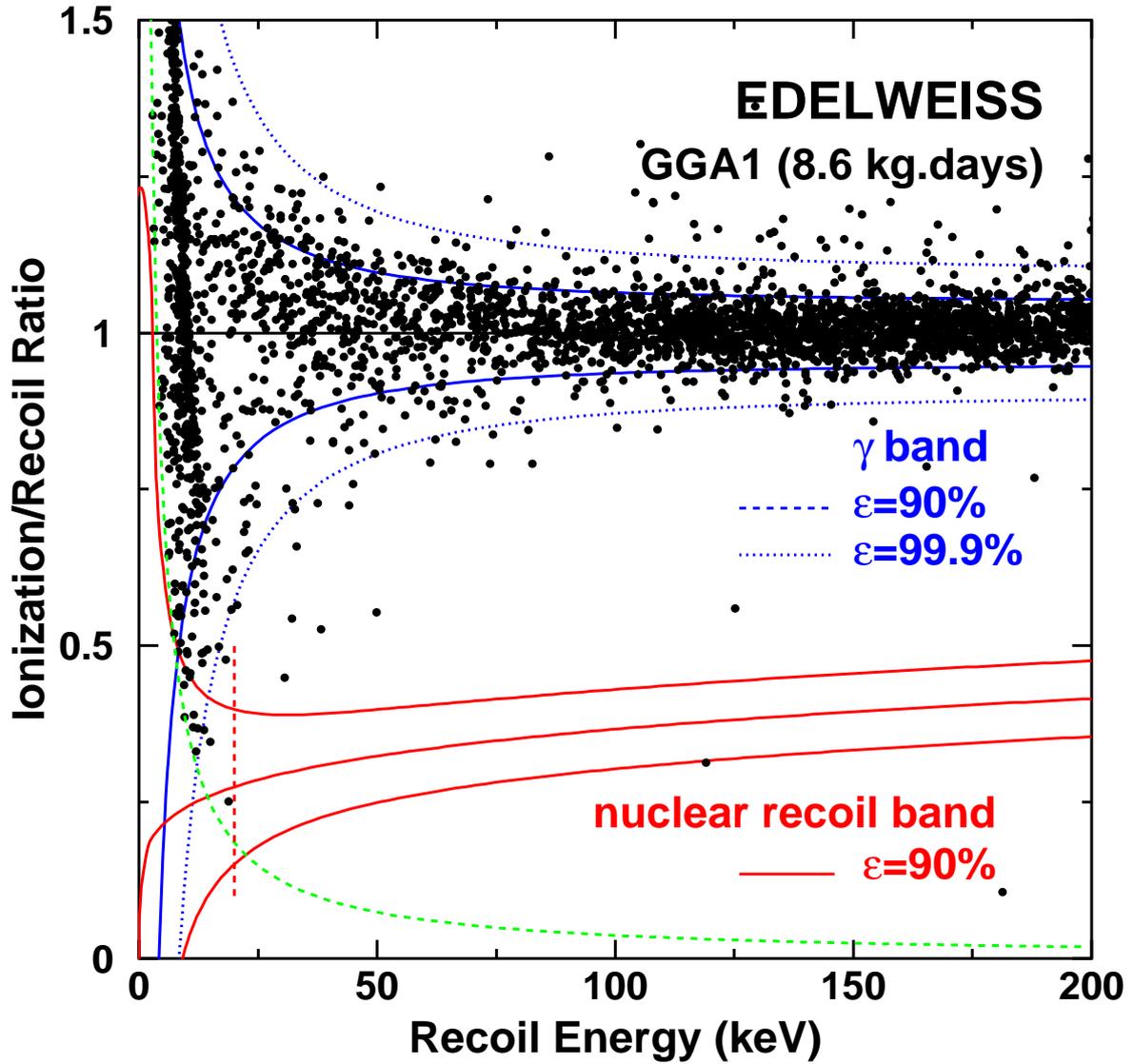


FIG. VI.18: *Bi-plot* (E_R, Q) des données enregistrées dans le volume interne du bolomètre GGA1 en 2002. Le seuil en ionisation est de 3,5 keV (courbe pointillée), le seuil d'analyse étant fixé à 20 keV d'énergie de recul (ligne pointillé). Tiré de [161].

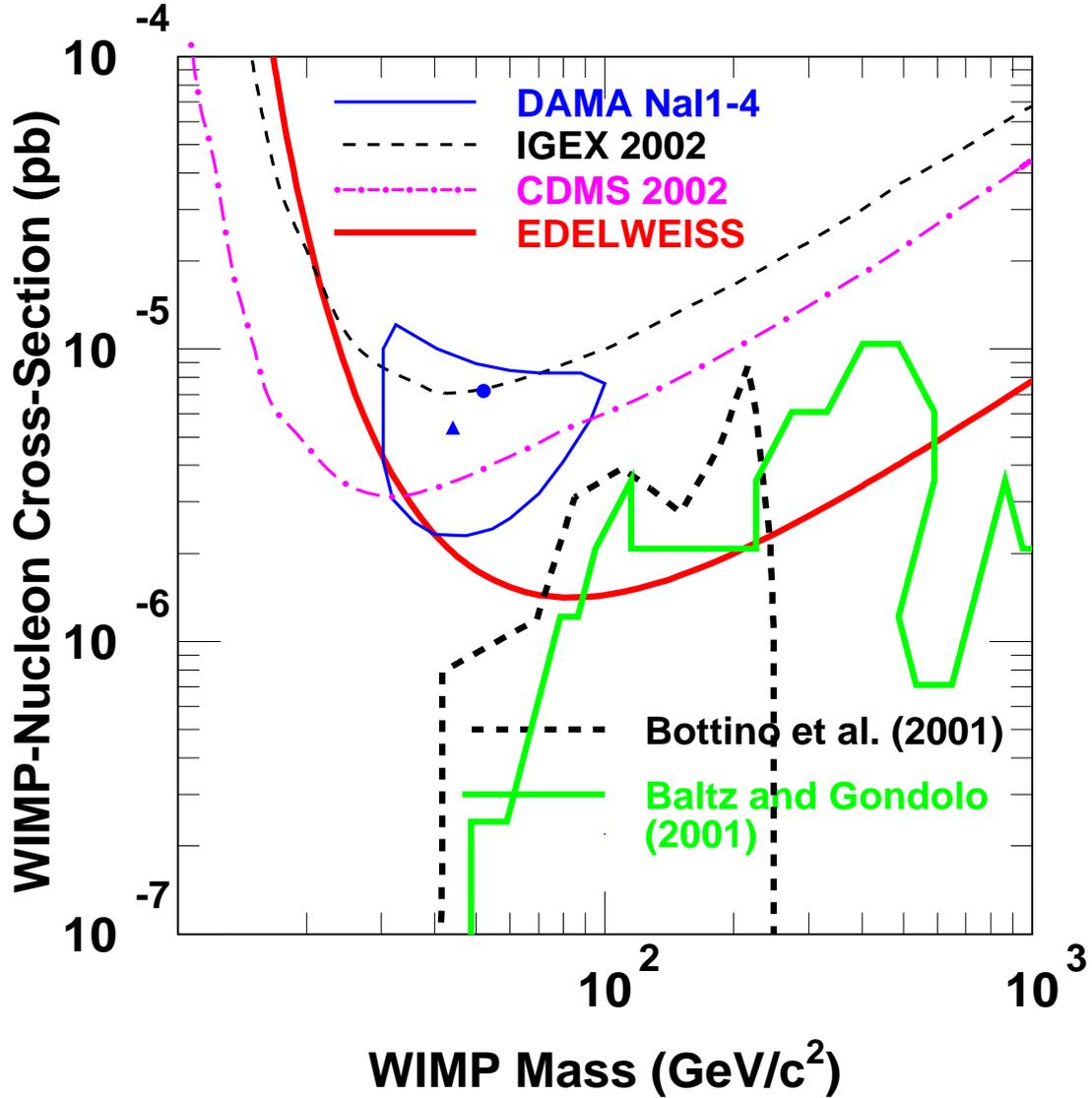


FIG. VI.19: Limite d'exclusion sur $\sigma_{\omega-n}^{SI}$ déterminée par combinaison des résultats 2000 et 2002 d'EDELWEISS. On a aussi tracé les courbes d'exclusion de CDMS [106], IGEX [91] et la zone à 3σ de DAMA NaI 1-4 [101]. Sont aussi représentés sur cette figure les contours des régions correspondant aux modèles supersymétriques déterminés dans [189] et [190]. Tiré de [161].

les plus optimistes [161].

VI.4 Conclusion

La prise de données bas bruit de fond avec GeAl6 correspond à une statistique corrigée de 4,53 kg.j. Aucun événement du volume interne n'a été observé dans la zone de recul nucléaire. La limite à 90% de confiance sur le taux d'événements entre 30 et 200 keV déduite des données de bas bruit de fond a permis de déterminer une courbe d'exclusion de la section efficace de diffusion WIMP-proton indépendante du spin incompatible à 90% de niveau de confiance avec la valeur centrale de la zone DAMA. En combinant ce résultat à celui obtenu en 2002 avec un détecteur similaire à GeAl6, on obtient la meilleure limite expérimentale sur $\sigma_{\omega-n}^{SI}$ pour des WIMPs de masse supérieure à 35 GeV/c². Cette limite est incompatible à 99,8% avec la zone à 3 σ déterminée par l'expérience DAMA NaI 1-4 et permet de restreindre l'espace des paramètres supersymétriques.

Il est également intéressant de souligner ici les progrès continus réalisés par EDELWEISS depuis 1997. La projection des données physiques (cf figure VI.20) sur l'axe Q en donne une illustration éclatante. Cette figure montre en particulier que si le gain a surtout été important au niveau du bruit de fond total entre 1997 et 1999, c'est une optimisation de la qualité de collecte de charge qui a depuis permis à EDELWEISS d'améliorer sa sensibilité.

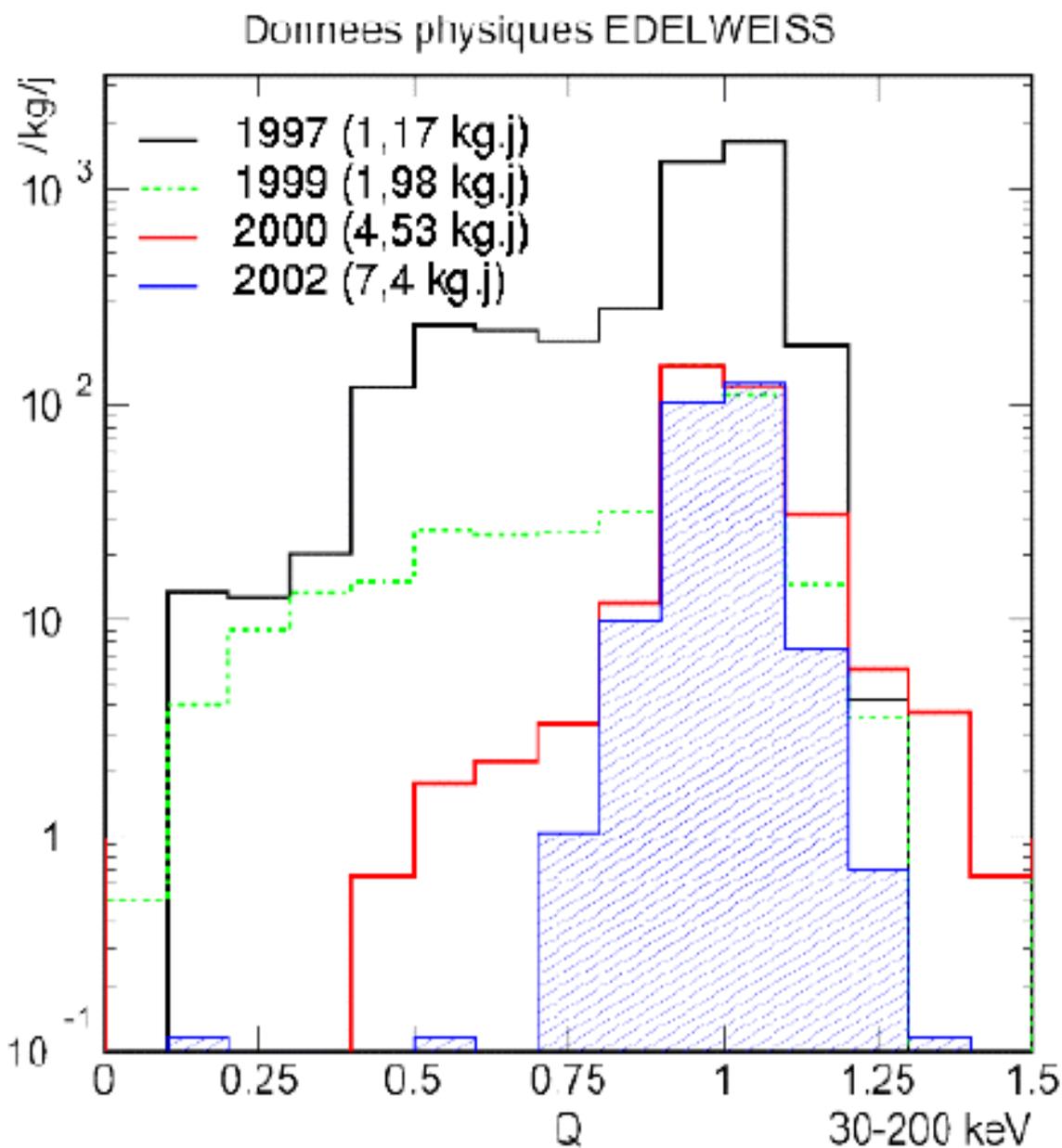


FIG. VI.20: *Histogramme normalisé en $\text{kg}^{-1}\cdot\text{j}^{-1}$ de la variable Q pour les données physiques enregistrées par l'expérience EDELWEISS au cours des campagnes 1997 [131], 1999 [159], 2000 [188] et 2002 [161].*

Conclusion et perspectives

Nous avons présenté dans cette thèse une étude approfondie d'un bolomètre à double composante chaleur et ionisation. Ce détecteur, appelé GeAl6, a une masse de 320 g, cinq fois plus importante que celle des précédents bolomètres d'EDELWEISS. C'est aussi le premier à avoir été équipé d'une électrode de collecte de charges segmentée.

Nous avons développé une modélisation du processus de collecte de charges permettant d'expliquer les résultats des calibrations ^{60}Co et ^{252}Cf effectuées sous différentes tensions de polarisation. Ce modèle nous a permis d'élaborer une méthode de mesure rigoureuse du volume fiduciel, reprise pour l'analyse des données EDELWEISS ultérieures à celles présentées ici. Dans le cas du détecteur GeAl6, nous avons déterminé un volume fiduciel correspondant à une fraction de $54,6 \pm 1,4$ (stat) $\pm 0,7$ (syst)% du volume total du détecteur.

Nous avons également analysé les données bas bruit de fond enregistrées avec GeAl6. La période de bon fonctionnement du détecteur correspond à une statistique corrigée des pertes d'efficacité de 4,53 kg.j pour le volume fiduciel. Au cours de cette période, aucun événement de recul nucléaire n'a été observé dans le volume fiduciel sur la tranche d'analyse de 30-200 keV d'énergie de recul, on en déduit une limite de $0,51 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{j}^{-1}$ sur le taux d'interactions de WIMPs. La courbe d'exclusion de section efficace indépendante du spin dérivée de ce résultat représente un gain en sensibilité de 50 par rapport aux données précédemment publiées par EDELWEISS [131]. Elle est incompatible à 90% de niveau de confiance avec le WIMP de $52 \text{ GeV}/c^2$ et de section efficace de diffusion de $7,2 \cdot 10^{-6} \text{ pb}$ associé par l'expérience DAMA au signal de modulation annuelle observé dans leurs détecteurs [101].

En combinant notre résultat aux données enregistrées au cours de l'année 2002 avec un détecteur semblable à GeAl6, on obtient la meilleure limite pour des WIMPs de masse supérieures à $35 \text{ GeV}/c^2$. La zone à 3σ de DAMA autour du point ($44 \text{ GeV}/c^2$, $5,4 \cdot 10^{-6} \text{ pb}$) est exclue à 99,8% de niveau de confiance. Soulignons aussi que la limite d'EDELWEISS permet de contraindre l'espace des paramètres supersymétriques [161].

La limite d'exclusion pourrait être améliorée avant la fin de l'année 2002. Un volume important de données de bas bruit de fond devrait en effet être enregistré au cours de cette période, avec la mise en fonctionnement simultanée de trois bolomètres de 320 g. L'expérience EDELWEISS I devrait ensuite céder la place à la phase II. Le volume disponible dans le réfrigérateur utilisé pour cette nouvelle expérience tant de 50 litres, cent détecteurs de 320 g pourront être utilisés simultanément. Dans un premier temps, 21 bo-

lomètres (soit 6,72 kg) seront installés dans le cryostat.

L'expérience EDELWEISS II devrait permettre d'atteindre une sensibilité sur la section efficace de diffusion du WIMP inférieure de deux ordres de grandeur à la limite actuelle d'EDELWEISS I. La collaboration s'investit actuellement activement dans la préparation de cette seconde phase. L'effort porte en particulier sur la construction du réfrigérateur à dilution, la conception de blindages offrant une meilleure atténuation du flux de neutrons (indispensable pour atteindre le niveau de sensibilité souhaité), et le développement d'une électronique assurant la polarisation des électrodes, l'excitation des senseurs thermiques et faisant une lecture simultanée des signaux provenant des 100 détecteurs.

Annexe A

Les détecteurs EDELWEISS

Nous rappelons dans cette annexe les principales caractéristiques et résultats obtenus avec les détecteurs utilisés dans l'expérience EDELWEISS depuis 1997.

Détecteur	Ge4	Ge7	GeAl6	GGA1
Masse (g)	70	70	320	320
Caractéristiques	<ul style="list-style-type: none"> • double détection chaleur + ion. • Diode p-i-n 	<ul style="list-style-type: none"> • double détection chaleur + ion. • Diode p-i-n 	<ul style="list-style-type: none"> • double détection chaleur + ion. • Electrodes métalliques • anneau de garde 	<ul style="list-style-type: none"> • double détection chaleur + ion. • Electrodes métalliques • anneau de garde • couche amorphe
Période de fonctionnement	De juin à septembre 1997	De mars à avril 2000	De septembre 2000 à novembre 2001	De février à septembre 2002
Statistique des runs physiques (kg;j)	1,17	1,98	4,53	7,4
Taux brut d'événements ($\text{kg}^{-1} \cdot \text{j}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	~ 30	~ 3	~ 3	~ 3
Taux de reculs nucléaires ($\text{kg}^{-1} \cdot \text{j}^{-1}$)	~ 25	~ 10	0,51	0,31
Références associées	[44], [131] [149]	[159]	[150] [188]	[161]

TAB. A.1: Les taux d'événements sont évalués sur la plage 30-200 keV. Pour les détecteurs GeAl6 et GGA1, la valeur du taux de reculs nucléaires correspond à la limite à 90% de niveau de confiance.

Annexe B

Lexique des variables

Nous rappelons ici les définitions de certaines des variables utilisées dans notre analyse.

A_c : amplitude (en volts) du signal chaleur pour un événement enregistré. Déterminée par ajustement du gabarit.

A_g : amplitude (en volts) du signal de la voie garde pour un événement enregistré. Déterminée par ajustement du gabarit.

A_g^* : amplitude (en volts) du signal la voie centre corrigée de l'effet de diaphonie. Définie par la relation IV.4.

A_i : amplitude (en volts) du signal de la voie centre pour un événement enregistré. Déterminée par ajustement du gabarit.

A_i^* : amplitude (en volts) du signal la voie centre corrigée de l'effet de diaphonie. Définie par la relation IV.3.

C : centres. Population d'événements associés à une collecte sur l'électrode centrale uniquement.

d_g : coefficient de diaphonie de la voie garde. Défini par la relation IV.4.

d_i : coefficient de diaphonie de la voie centre. Défini par la relation IV.3.

E_c : chaleur (en keV) associée à un événement enregistré. Calculée à partir de S_c par l'équation III.28. Déterminée en pratique à partir de A_c par l'équation IV.8.

E_g : énergie d'ionisation (en keV) associée à la voie garde pour un événement enregistré. Déterminée en pratique à partir de A_g^* par l'équation IV.6.

E_g^{seuil} : seuil d'analyse (en keV) de la voie garde.

E_i : énergie d'ionisation (en keV) associée à la voie centre pour un événement enregistré. Déterminée en pratique à partir de A_i^* par l'équation IV.5.

E_i^{seuil} : seuil d'analyse (en keV) de la voie centre.

E_R : énergie de recul (en keV) associée à un événement enregistré. Calculée à partir de E_t et E_c par équation (III.30).

E_R^s : énergie de recul (en keV) calculée pour un événement simulé.

E_t : énergie d'ionisation totale (en keV) associée à un événement enregistré. Défini comme la somme de E_i et E_g .

E_t^s : énergie d'ionisation totale calculée pour un événement simulé. $E_t^s = 0,16E_R^{s,0,18}$ pour

les simulations ^{252}Cf , $E_i^s = E_R^s$ pour les simulations ^{60}Co .

EXT : proportion d'événements associés à des interactions à l'extérieur du cylindre de rayon R_{el} . Déterminé par simulation (indépendante de tout modèle).

FI : faux intermédiaires. Population d'événements correspondant à des interactions multiples de la particule incidente induisant une collecte sur les deux électrodes. Cette population constitue une seconde contribution (après les événements VI) à la population I.

G : gardes. Population d'événements associés à une collecte sur l'anneau de garde uniquement.

I : intermédiaires. Population d'événements associés à une collecte sur les deux électrodes centre et garde.

INT : proportion d'événements associés à des interactions à l'intérieur du cylindre de rayon R_{el} . Déterminé par simulation (indépendante de tout modèle).

MIX : proportion d'événements associés à des interactions de part et d'autre de R_{el} . Déterminé par simulation.

P_C : proportion d'événements de la population C.

P_G : proportion d'événements de la population G.

P_I : proportion d'événements de la population I.

Q : rapport $\frac{E_i}{E_R}$. Egal au facteur de quenching ionisation dans le cas des interactions nucléaires.

Q_n : facteur de quenching en ionisation. Défini par la relation III.31. Associé à une distribution gaussienne d'écart-type σ_{Q_n} . La bande $\langle Q_n \rangle \pm 1,645\sigma_{Q_n}$ est appelée zone de reculs nucléaires ou zone neutron. Elle correspond à une efficacité de détection de 90% sur une interaction nucléaire.

R : différence normalisée de E_g et E_i pour un événement enregistré. Défini par la relation V.1.

r_b : paramètre du modèle en boule définissant le rayon de la sphère BOULE.

R_C : paramètre du modèle en boule définissant la limite de répartition des charges entre les signaux E_i^s et E_g^s .

R_{Ce} : paramètre du modèle linéaire définissant la limite entre les zones V_C et V_I . On a donc $R_{Ce} = R_C - r_b$

R_{centre} : rayon de l'électrode centrale. Sa valeur nominale -que nous choisissons pour notre étude- est 24,0 mm. Mais en réalité on a $23,0 \text{ mm} \leq R_{centre} \leq 24,0 \text{ mm}$, l'implantation de l'électrode étant imparfaite.

R_{el} : limite de séparation moyenne entre les zones de collecte de l'électrode centrale et de l'anneau de garde. Déterminée par calcul des lignes de champ.

R_G : paramètre du modèle linéaire définissant la limite entre les zones V_G et V_I . On a donc $R_G = R_C + r_b$.

R_{garde} : rayon interne de l'anneau de garde. $R_{garde} = 25,0 \text{ mm}$.

R_{geo} : distance moyenne au centre du détecteur de la bande de germanium nu séparant les électrodes centre et garde. On a $R_{geo} = \frac{R_{centre} + R_{garde}}{2}$.

$R_{interne}$: rayon du cylindre définissant le volume V_{int} .

V_C : fraction du volume total du détecteur associé à une collecte complète de la charge sur l'électrode centrale.

V_G : fraction du volume total du détecteur associé à une collecte complète de la charge sur l'anneau de garde.

V_I : fraction du volume total du détecteur associé à une collecte de la charge répartie entre l'électrode centrale et l'anneau de garde.

VI : vrais intermédiaires. Population d'événements correspondant à une interaction simple de la particule incidente dans le volume intermédiaire. Contribue à la population I.

V_{int} : fraction du volume total du détecteur associé à une collecte sur l'électrode centrale supérieure ou égale au trois quarts de la charge totale. Volume fiduciel du détecteur.

x : abscisse d'une interaction pour les simulations Monte-Carlo dans le repère Oxyz centré sur le bolomètre GeAl6.

X : distance à l'axe du bolomètre d'une interaction pour les simulations Monte-Carlo.

$$X = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

y : ordonnée d'une interaction pour les simulations Monte-Carlo dans le repère Oxyz centré sur le bolomètre GeAl6.

z : hauteur d'une interaction pour les simulations Monte-Carlo dans le repère Oxyz centré sur le bolomètre GeAl6.

Annexe C

Etude analytique de la distribution de charges

On présente dans cette annexe les calculs des formes analytiques de la distribution R définie par la relation V.1 pour les modèles linéaire et en boule (cf chapitre V.3). On donne également la forme analytique de σ_R en fonction de σ_i et σ_g .

C.1 Modèle en boule

Dans le cadre du modèle en boule, on a pour une interaction située dans le volume intermédiaire ($R_c - r_b < X < R_c + r_b$) :

$$E_i^s = P_c \cdot E_t^s$$

et

$$E_g^s = (1 - P_c) \cdot E_t^s$$

où E_i^s et E_g^s sont les signaux centre et garde, et E_t le signal total d'ionisation (cf chapitre V.3.1.4). La répartition de charge étant uniforme dans la sphère BOULE, P_c est égal au volume de la calotte correspondant à l'intersection de la sphère BOULE et du cylindre CUT (cf figure C.1). Si h est l'épaisseur de cette calotte et d son diamètre, alors son volume V_{cal} est :

$$V_{cal} = \pi h \frac{3d^2 + 4h^2}{24} \quad (C.1)$$

La fraction de volume que représente cette calotte est donc :

$$P_c = h \frac{3d^2 + 4h^2}{32r_b^3} \quad (C.2)$$

Dans notre cas¹, $h = r_b - (R_c - X)$ (avec $X = \sqrt{x^2 + y^2}$) et $d = 2\sqrt{r_b^2 - (R_c - X)^2}$ (cf

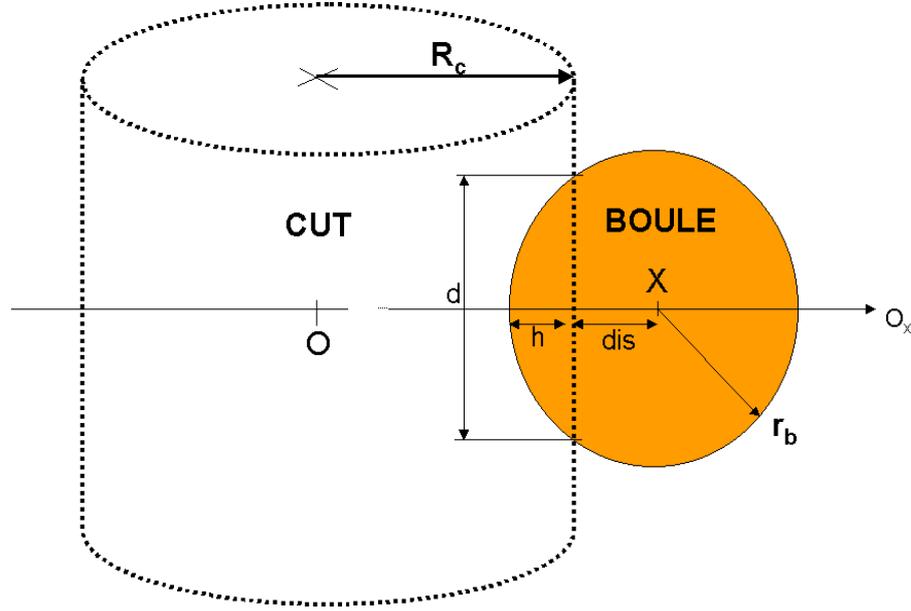


FIG. C.1: Sphère BOULE de rayon r_b centrée en X interceptant un cylindre CUT de rayon R_c . On a ici $dis = R_c - X$

figure C.1). L'équation C.2 peut alors s'écrire :

$$P_c = \frac{1}{4} \left(2 - 3 \frac{R_c - X}{r_b} + \left(\frac{R_c - X}{r_b} \right)^3 \right) \quad (C.3)$$

ou, en posant $u = \frac{R_c - X}{r_b}$:

$$P_c = \frac{1}{4} (2 - 3u + u^3) \quad (C.4)$$

Avec les équations (V.1), (V.8) et (V.9) on a de plus :

$$R = 2P_c - 1 \quad (C.5)$$

d'où :

$$R = -\frac{3}{2}u + \frac{3}{2}u^3 \quad (C.6)$$

La fonction $R(X)$ (représentée dans la figure C.2a) donne la valeur de R pour une interaction à une position X .

L'inversion et la dérivation de la relation $R(X)$ va permettre de déterminer la distribution $\frac{dX}{dR}$ attendue pour une répartition uniforme d'interactions dans le volume intermédiaire. L'inversion de $R(X)$ correspond à la résolution de :

$$u^3 - 3u - 2R = 0 \quad (C.7)$$

¹Ces deux écritures ne sont en fait valables que si $X < R_c$. Dans le cas contraire, il suffit d'inverser les signes de ces deux variables.

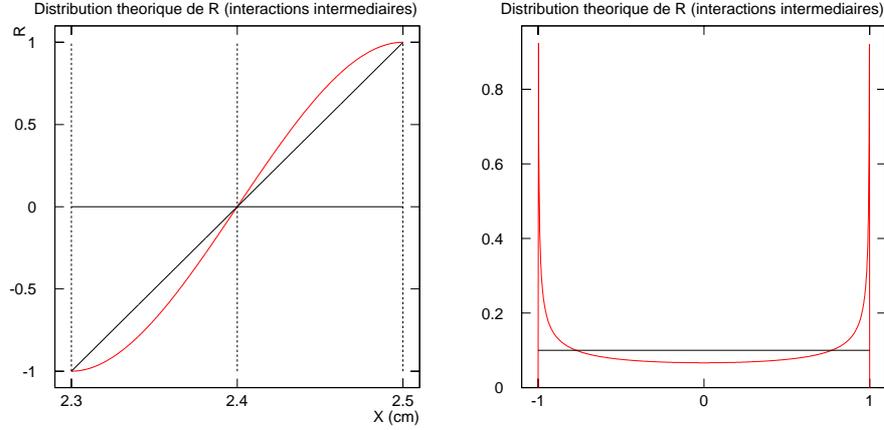


FIG. C.2: **Figure de gauche** : valeur de R en fonction de la position pour une interaction ayant lieu dans le volume intermédiaire d'après le modèle de répartition linéaire de la charge (trait épais) et le modèle en boule (trait fin). On a choisi ici $R_{Ce} = 2,30$ cm et $R_G = 2,30$ cm, correspondant à $R_c = 2,4$ cm et $r_b = 0,1$ cm. **Figure de droite** : distribution $\frac{dX}{dR}$ attendue pour une distribution uniforme d'interactions dans le volume intermédiaire d'après le modèle de répartition linéaire de la charge (trait épais) et le modèle en boule (trait fin).

En suivant la méthode de résolution décrite dans [191], on obtient la seule racine qui nous convienne :

$$u = 2 \cos \left(\frac{1}{3} \arccos(-R) + \frac{4\pi}{3} \right) \quad (\text{C.8})$$

Comme $u = \frac{R_c - X}{r_b}$, on en déduit finalement :

$$X = -2r_b \cos \left(\frac{1}{3} \arccos(-R) + \frac{4\pi}{3} \right) + R_c \quad (\text{C.9})$$

et par dérivation de (C.9) :

$$\frac{dX}{dR} = -\frac{2}{3} r_b \sqrt{\frac{1}{1-R^2}} \sin \left(\frac{1}{3} \arccos(-R) + \frac{4\pi}{3} \right) \quad (\text{C.10})$$

On trace la courbe $\frac{dX}{dR}(R)$ dans la figure C.2b. On constate qu'elle est piquée vers les valeurs $R = \pm 1$. Ceci s'explique par le fait que la fraction de volume située à l'intérieur de CUT varie peu avec la position de la boule pour $X \sim R_c \pm r_b$, comme en témoigne l'existence d'asymptotes horizontales de la distribution $R(X)$ en ces points.

Les volumes V_C , V_G et V_I se déduisent analytiquement des valeurs r_b et R_C par les formules suivantes :

$$V_C = \frac{l\pi(R_C + r_b)^2}{V_{tot}} \quad (C.11)$$

$$V_G = \frac{4\pi \int_{R_C+r_b}^{R_{max}} r(36-r)dr}{V_{tot}} \quad (C.12)$$

$$V_I = 1 - V_C - V_G \quad (C.13)$$

avec $l=20$ mm épaisseur du détecteur, $R_{max}=35,0$ mm rayon du détecteur et r_b et R_C en millimètres. On représente dans la figure C.3 les volumes V_C , V_G et V_I en fonction de r_b pour $R_C=23,0, 24,0, 24,5$ et $25,0$ mm.

C.2 Modèle linéaire

Dans le cas du modèle linéaire, on a une fraction P_c donnée par :

$$P_c = \frac{R_G - X}{R_G - R_{Ce}}$$

La relation (C.5) permet alors d'écrire directement la loi $R(X)$:

$$R = 2 \frac{X - R_{Ce}}{R_G - R_{Ce}} - 1 \quad (C.14)$$

L'inversion et la dérivation de (C.14) donne :

$$\frac{dX}{dR} = \frac{R_G - R_{Ce}}{2} \quad (C.15)$$

On attend donc dans le cadre du modèle linéaire une distribution $\frac{dX}{dR}$ continue pour une répartition d'événements homogène dans le volume intermédiaire (cf figure C.2).

C.3 Erreur σ_R

L'erreur sur la mesure de la variable R est obtenue par propagation des erreurs σ_i et σ_g dans V.1 :

$$\sigma_R = \left(\frac{dR}{dE_i} \right)^2 \sigma_i^2 + \left(\frac{dR}{dE_g} \right)^2 \sigma_g^2 \quad (C.16)$$

Le calcul donne :

$$\sigma_R^2 = [((1,0 - R)\sigma_i)^2 + ((1,0 + R)\sigma_g)^2] \frac{1}{E_i^2} \quad (C.17)$$

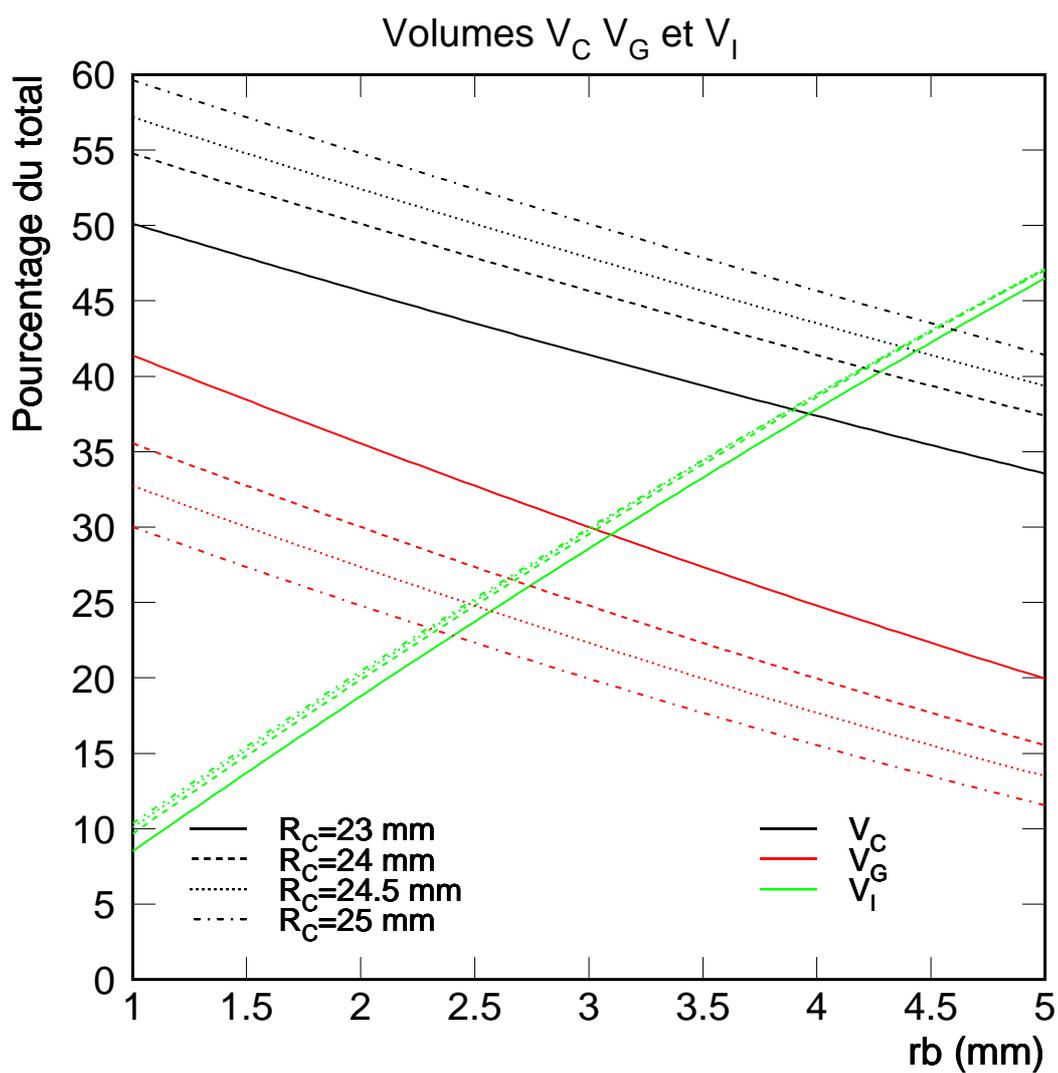


FIG. C.3: Volumes V_C , V_G et V_I en fonction de r_b sur la plage $[1,0, 5,0 \text{ mm}]$ pour $R_C=23,0, 24,0, 24,5$ et $25,0 \text{ mm}$.

L'équation C.17 montre que la résolution de la variable R s'améliore avec l'énergie du signal. On remarquera également que :

$$\sigma_R(R \sim -1) = \frac{2\sigma_g}{E_t} \quad (\text{C.18})$$

$$\sigma_R(R \sim +1) = \frac{2\sigma_i}{E_t} \quad (\text{C.19})$$

La largeur du pic centre ($R=-1$) est donc donnée par la résolution de la voie garde, et inversement.

Annexe D

Ajustement des données ^{60}Co par la fonction CORNUD

On présente dans cette annexe l'ajustement par la fonction CORNUD des prises de données avec source ^{60}Co sur les tranches d'énergie 30-100, 100-300, 300-500, 500-700, 700-900 et 900-1400 keV pour les 8 tensions de polarisation.

198 ANNEXE D. AJUSTEMENT DES DONNÉES ^{60}Co PAR LA FONCTION CORNUD

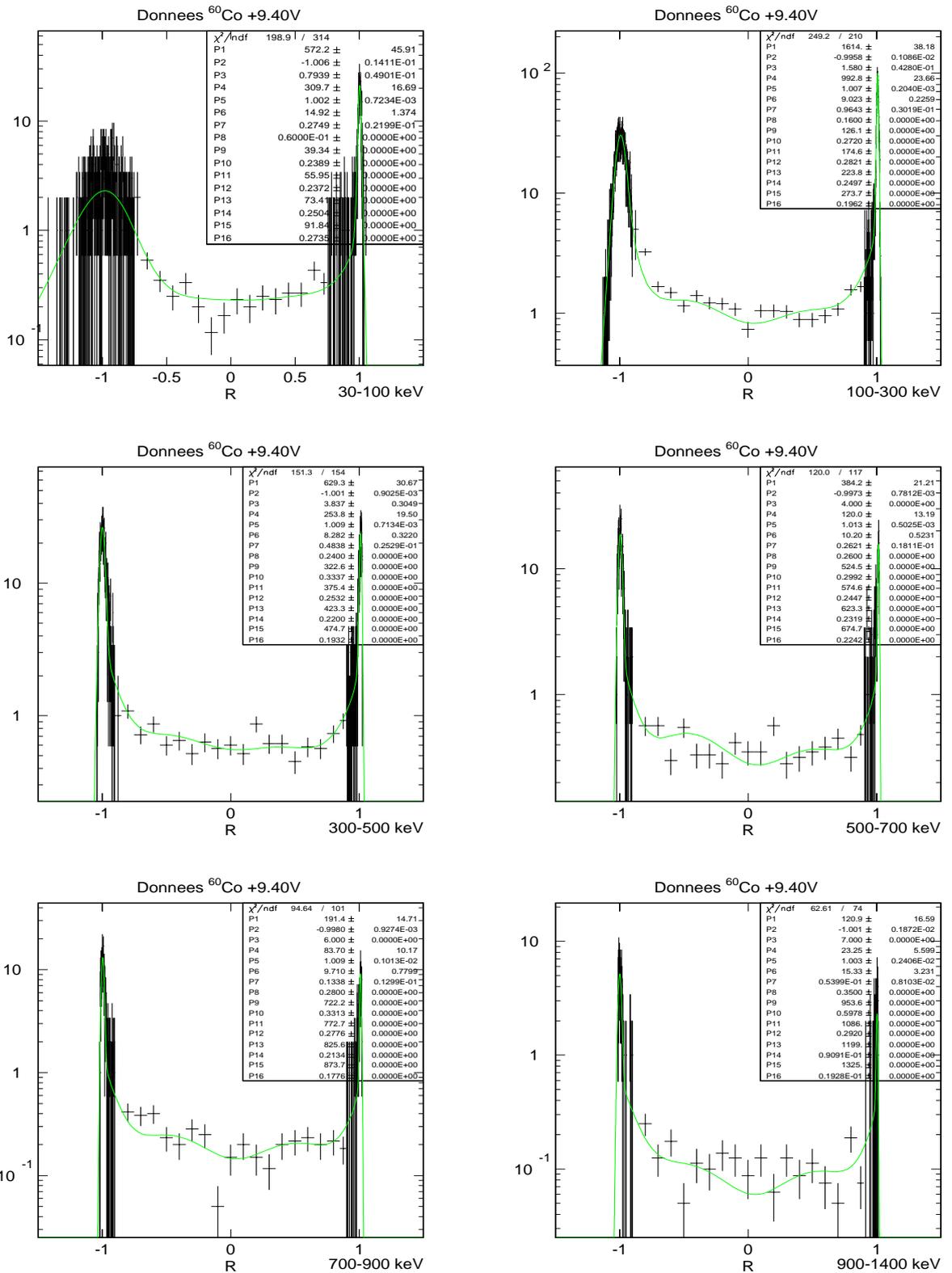


FIG. D.1: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co pour $V = +9.40$ V.

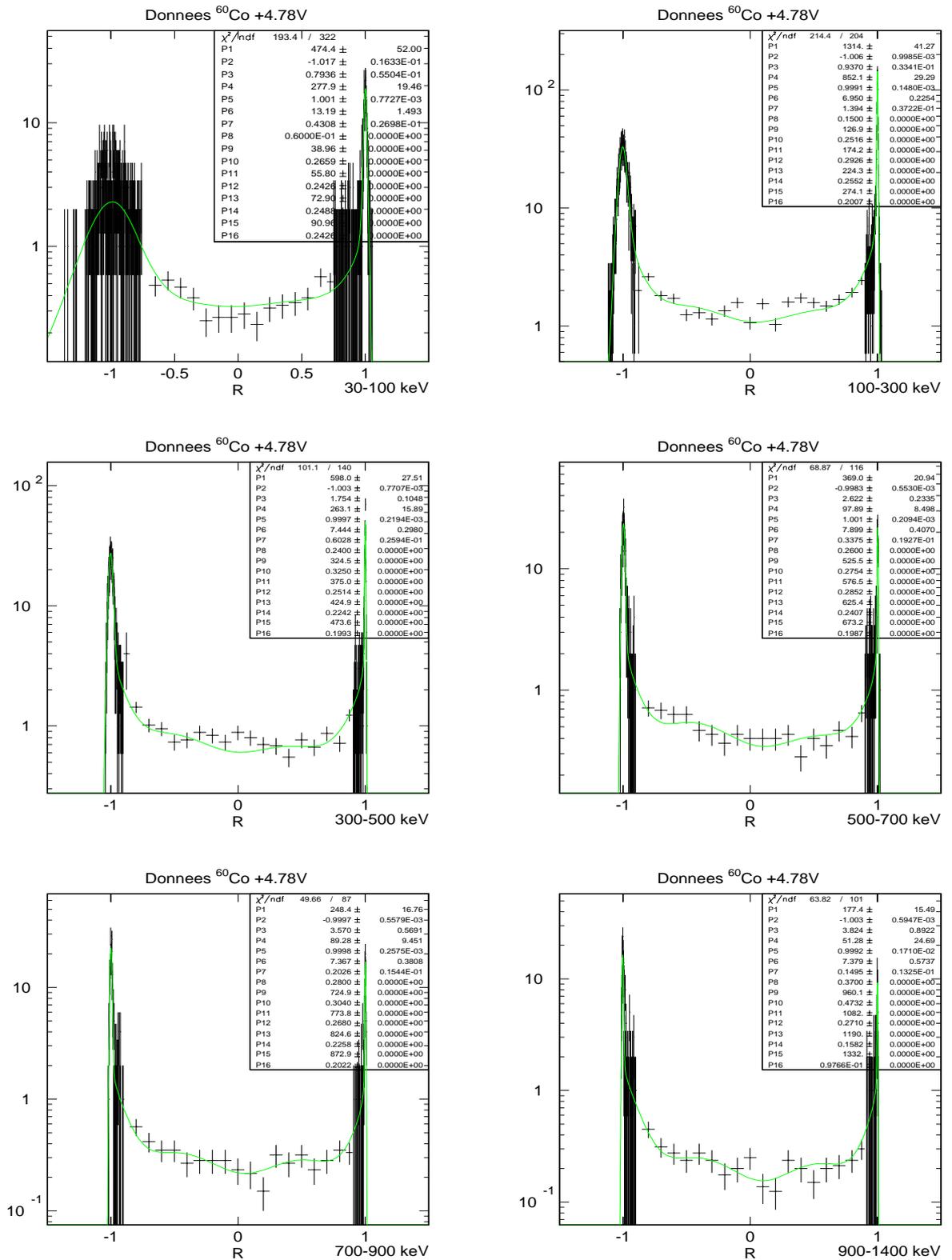


FIG. D.2: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co pour $V = +4,78\text{ V}$.

200 ANNEXE D. AJUSTEMENT DES DONNÉES ^{60}Co PAR LA FONCTION CORNUD

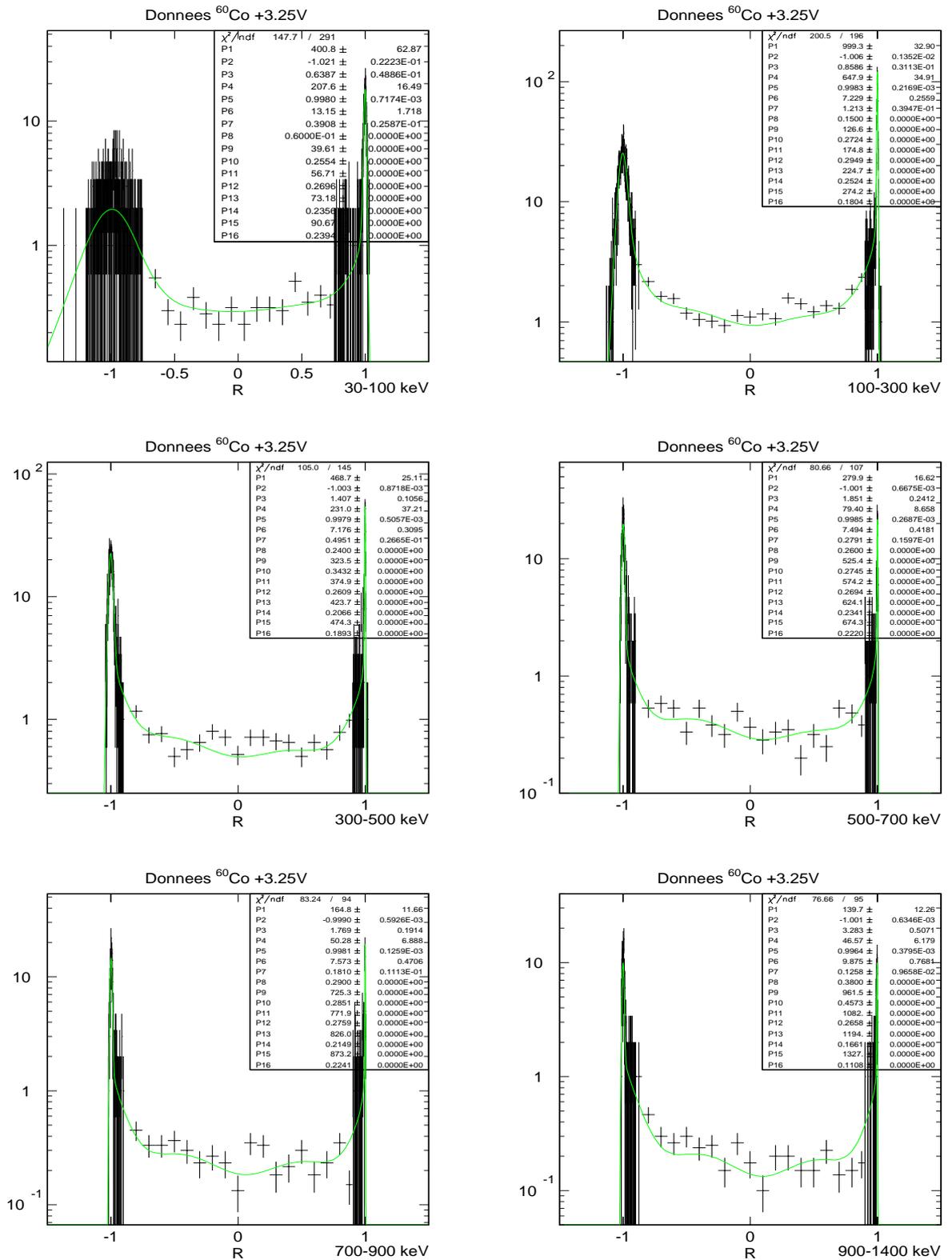


FIG. D.3: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co pour $V=+3,25$ V.

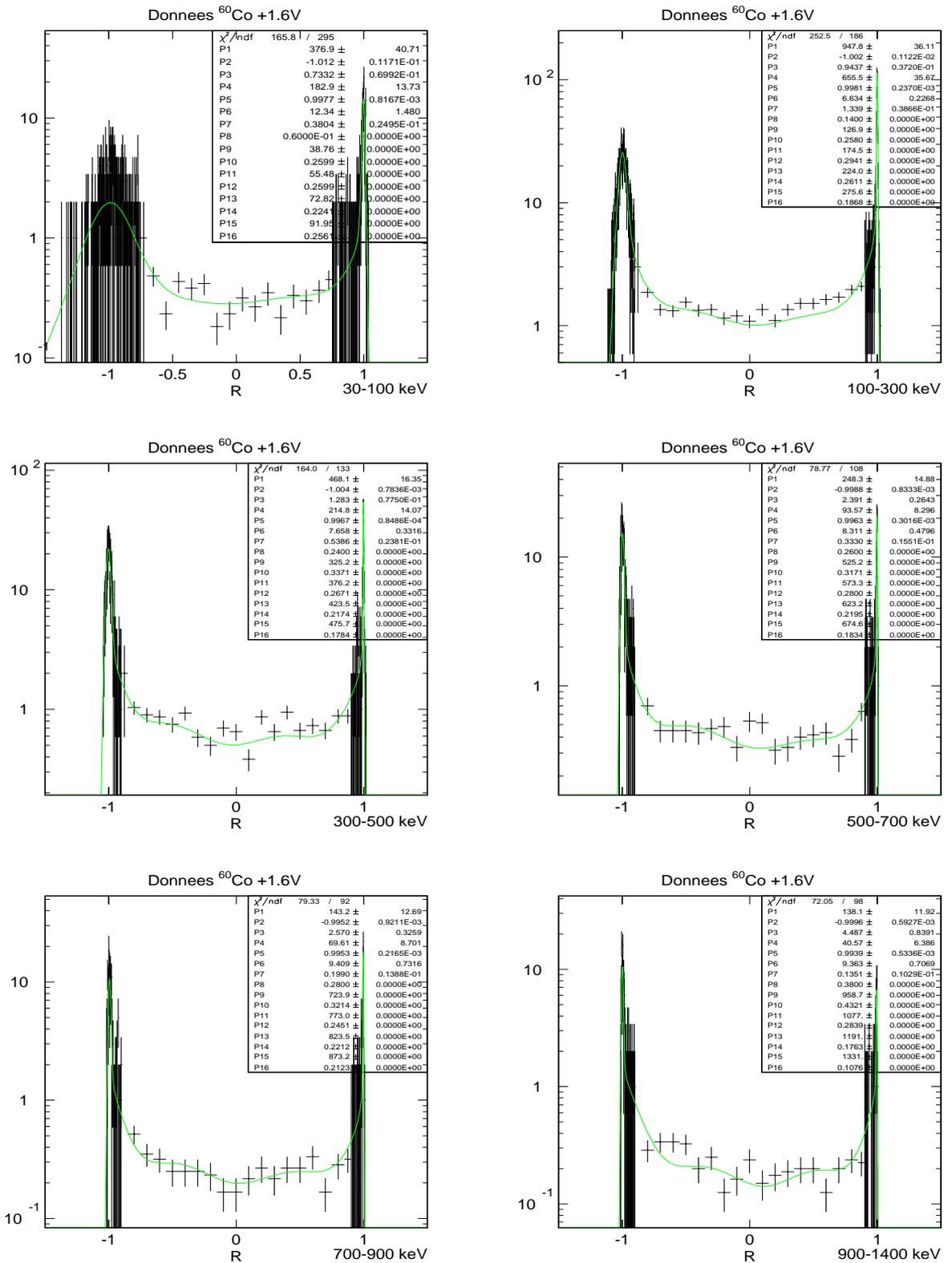


FIG. D.4: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co pour $V=+1,60$ V.

202ANNEXE D. AJUSTEMENT DES DONNÉES ^{60}Co PAR LA FONCTION CORNUD

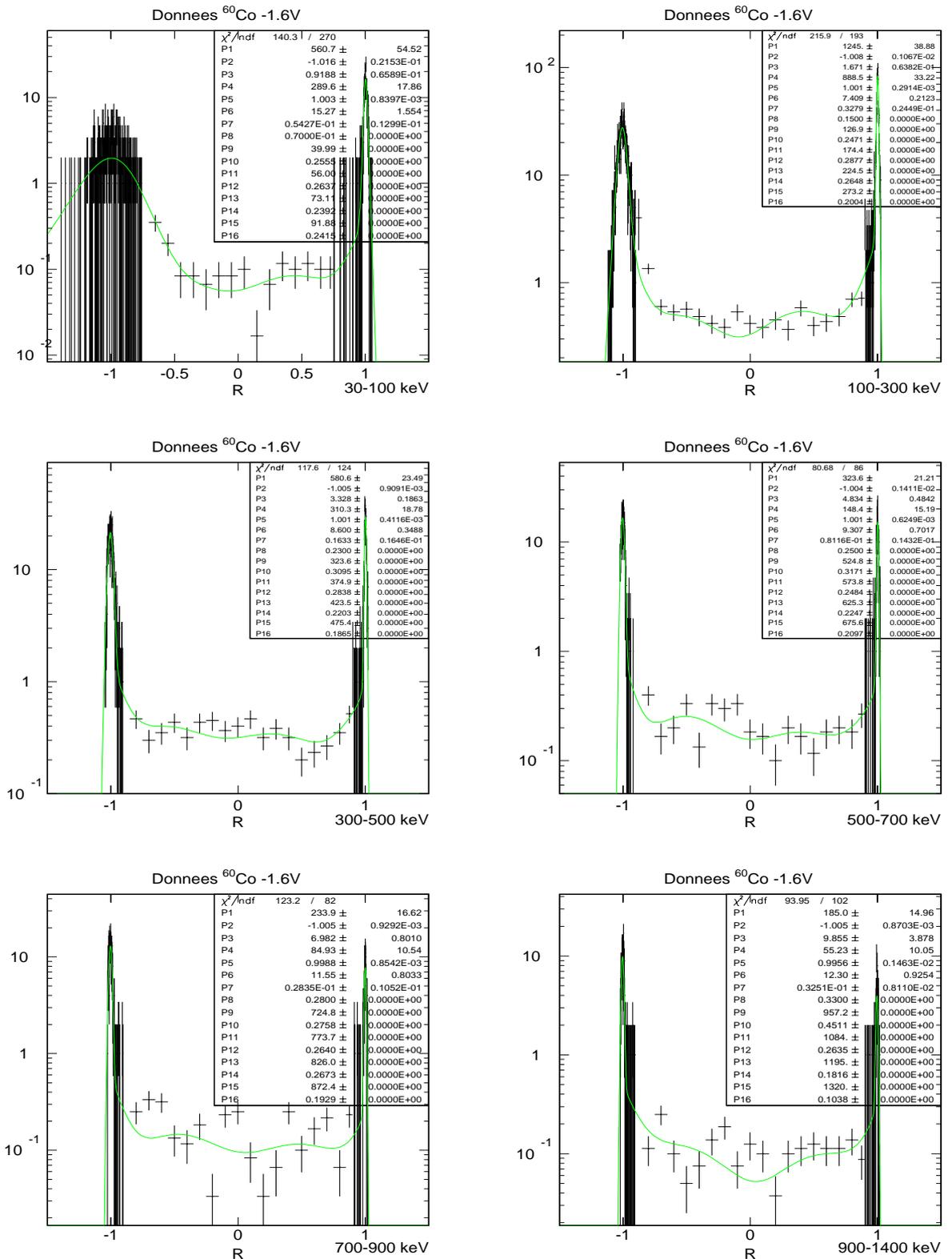


FIG. D.5: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co pour $V = -1,60$ V.

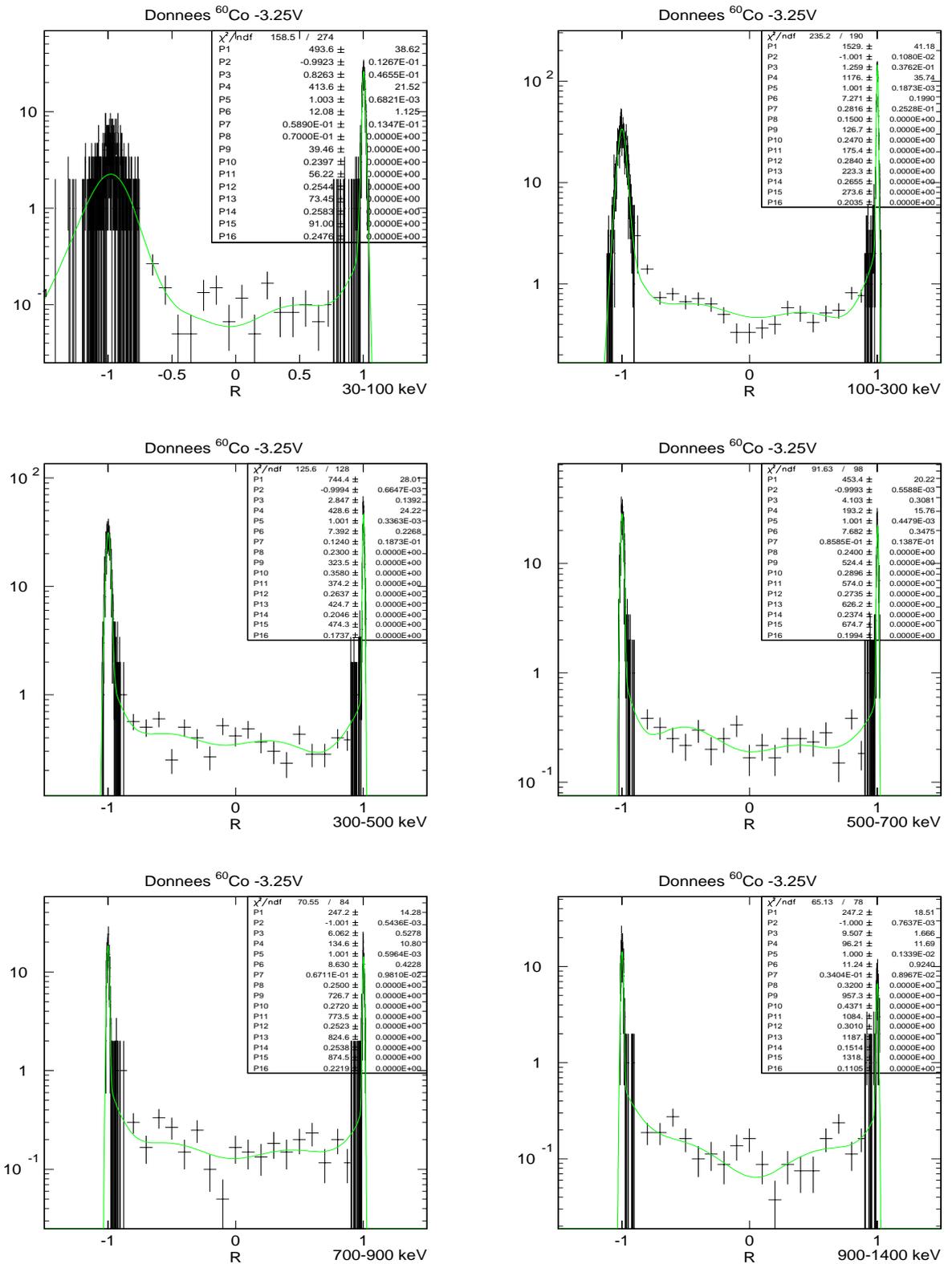


FIG. D.6: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co pour $V=-3,25$ V.

204 ANNEXE D. AJUSTEMENT DES DONNÉES ^{60}Co PAR LA FONCTION CORNUD

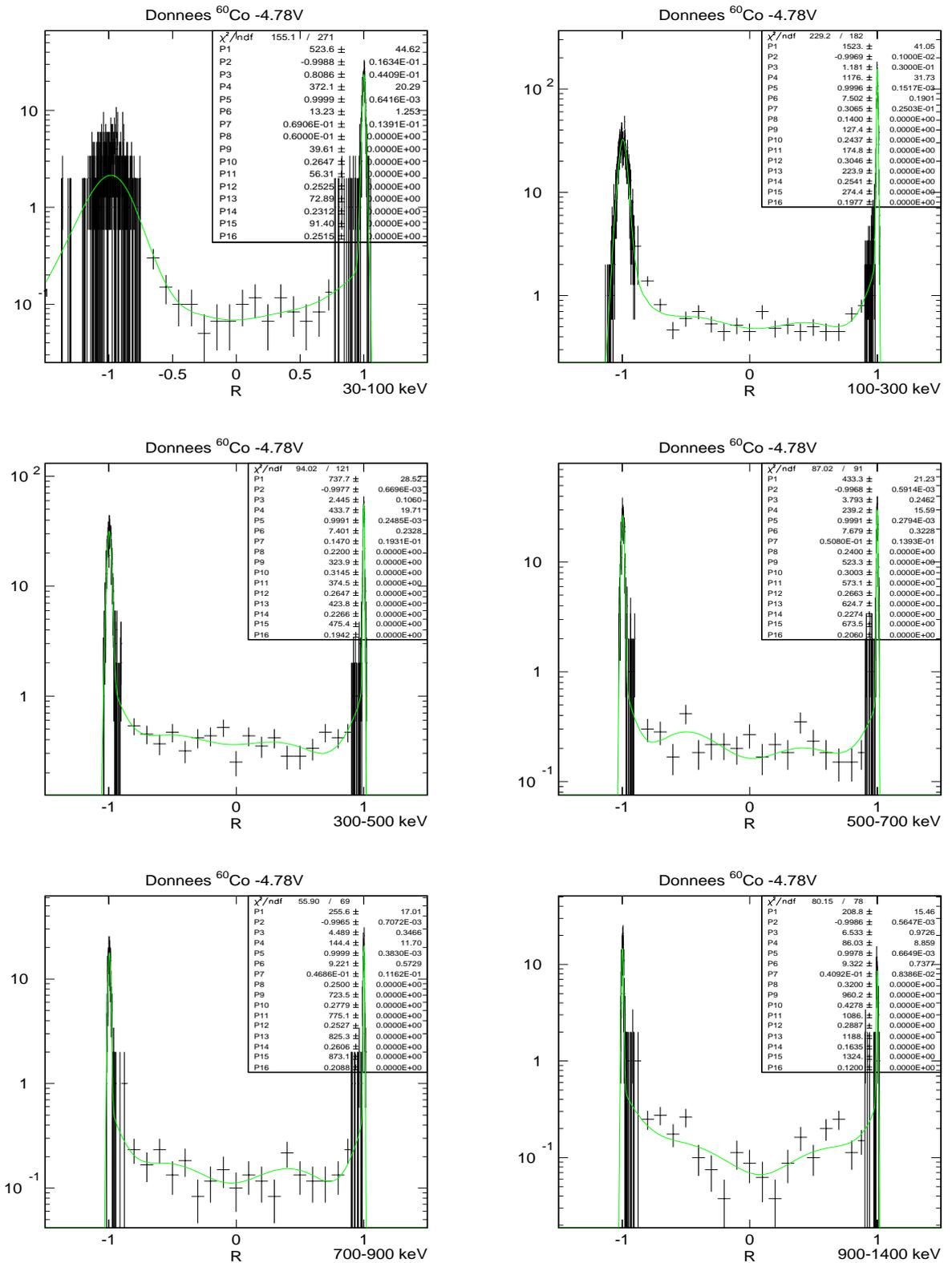


FIG. D.7: Ajustement des données expérimentales de calibration ^{60}Co pour $V = -4.78$ V.

Bibliographie

- [1] P.J.E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press (1993).
- [2] E.W. Kolb et M.S. Turner, *The Early Universe*, Addison-Wesley Publishing Company, (1994).
- [3] E.Hubble, Proc. N.A.S. **15**, 168 (1929).
- [4] W.L. Freedman, Phys. Rept. **333**, 13 (2000).
- [5] J.C. Mather *et al.*, Astrophys. J. **512**, 511 (1999).
- [6] D.J. Fixsen *et al.*, Astrophys. J. **473**, 576 (1996).
- [7] F. Zwicky, Helv. Phys. Acta **6**, 110 (1933).
- [8] N.A. Bahcall *et al.*, Science **284**, 1481 (1999).
- [9] G. Efstathiou *et al.*, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **238**, L113 (1988).
- [10] M. Girardi *et al.*, Astrophys J. **505** 74 (1998).
- [11] A.E. Evrard, C.A. Metzler et J.F. Navarro, Astrophys. J. **469**, 494 (1996).
- [12] M. Bartelmann and P. Schneider, Physics Report **340**, 291 (2001).
- [13] N.A. Bahcall, L.M. Lubin et V. Dorman, Ap. J. **447** L81 (1995).
- [14] N. Kaiser *et al.*, astro-ph/9809268.
- [15] R. Cen et J.P. Ostriker, Ap. J. **429** 4 (1994).
- [16] N.A. Bahcall et X. Fan, Ap. J. **504** 1 (1998).
- [17] J.E. Carlstrom, astro-ph/9905255.
- [18] D. Tytler, astro-ph/000318, à paraître dans Physica Scripta.
- [19] S. Burles *et al.*, Phys.Rev. D **63**, 063512 (2001).
- [20] N.A. Bahcall *et al.*, Ap. J. **485** L53 (1997).
- [21] J.A. Peacock *et al.*, Nature **410**, 169 (2001).
- [22] W. Hu *et al.*, Nature **386**, 37 (1997).
- [23] G.F. Smoot *et al.*, Ap. J. **396**, L1 (1992).
- [24] P. de Bernardis *et al.*, Nature **404**, 955 (2000).
- [25] C.B. Netterfield, astro-ph/0104460, soumis à Ap. J.
- [26] R. Stompor *et al.*, Ap. J. **561**, L7 (2001).
- [27] C. Pryke *et al.*, astro-ph/0104490, soumis à Ap. J.
- [28] O. Lahav *et al.*, astro-ph/0112162, soumis à Mon. Not. Roy. Astr. Soc.
- [29] A.H. Jaffe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3475 (2000).
- [30] A. Benoît pour ARCHEOPS, présentation à *Experimental Astronomy at millimeter wavelengths*, Breuil-Cervinia (AO) Italie, 9-13 Juillet 2001. A paraître dans les Proceedings de la conférence, Editions M. De Petris et al. astro-ph/0112012.
- [31] <http://map.gsfc.nasa.gov>.

- [32] J.A. Tauber, in Proc. *Symposium 204 of the International Astronomical Union*, éditions M. Harwit and M. Hauser (2000).
- [33] A.G. Riess, *et al*, Astron. J. **116**, 1009 (1998).
- [34] S. Perlmutter *et al*, Astrophys. J. **517**, 565 (1999).
- [35] S. Perlmutter *et al*, astro-ph/9901052.
- [36] M.S. Turner, Nucl.Phys. A **621**, 522c (1997).
- [37] F. Pont *et al.*, Astron&Astrophys. **329**, 87 (1998).
- [38] K.G. Begeman *et al.*, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **249** (2), 523 (1991).
- [39] M. Persic *et al.*, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **281**, 27 (1996).
- [40] D. Zaritsky, Pub. Astron. Soc. Pac. **394** (2), 1 (1992).
- [41] M. Milgrom, Annals of Physics **229** (2), 384 (1994).
- [42] P.D. Mannheim, Astrophys. J. **479**, 659 (1997).
- [43] D. Pfenniger et F. Combes, Astron. & Astrophys. **285**, 94 (1994).
- [44] P. di Stefano, *Recherche de matière sombre non baryonique au moyen d'un bolomètre à ionisation dans le cadre de l'expérience EDELWEISS*, thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay.
- [45] J.F. Navarro, C.S. Frenk et S.D.M White, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **275**, 720 (1995).
- [46] P. Sallucci et M. Persic, in Proc. *Dark and Visible Matter in Galaxies*, éditions M. Persic & P. Salucci (1996).
- [47] M. Fich et S. Tremaine, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **29**, 409 (1991).
- [48] G. Jungman, M. Kamionkowski et K. Griest, *Supersymmetric Dark Matter*, Phys.Rept. **267**, 195 (1996).
- [49] S.R. Golwala, *Exclusion limits on the WIMP/nucleon elastic-scattering cross-section from thje Cryogenic Dark Matter Search*, PhD thesis, University of California at Berkeley, Etats-Unis (1998).
- [50] M. Spiro *et al.*, Nucl. Phys. B **77**, 402 (1999).
- [51] C. Alcock *et al.*, Astrophys. J. **542**, 281 (2000).
- [52] N. Pallanque-Delabrouille, présentation à *Sources and detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe*, Marina del Rey, Etats-Unis, 19-22 février 2002. A paraître dans *Proceeding Supplements de Nuclear Physics B*.
- [53] D.H. Weinberg *et al.*, Astrophys. J. **490**, 564 (1997).
- [54] Y. Fukuda *et al*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [55] Q.R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** 071301 (2001).
- [56] S. Tremaine et J.G. Gunn, Phys. Rev. Lett. **42**, 407 (1979).
- [57] S.D.M. White *et al.*, Ap. J. **274**, L1 (1983).
- [58] M. Davis, F.J Summers et D. Schlegel, Nature **359**, 393 (1992).

- [59] M.S. Turner, Phys. Rep. **197**, 67 (1990).
- [60] P. Sikivie, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **87**, 41 (2000).
- [61] M. di Marco, *Recherche de matière noire dans l'Univers*, Travail de synthèse, Université de Montréal (2000).
- [62] C. Hagmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2043 (1998).
- [63] K. van Bibber *et al.*, Phys. Rev. D **39**, 2089 (1989).
- [64] A. Morales *et al.*, Astropart. Phys. **16**, 325 (2002).
- [65] H.E. Haber, *Introductory low-energy supersymmetry*, hep-ph/9306207.
- [66] S.P. Martin, *A supersymmetry primer*, hep-ph/9709356.
- [67] D. Comelli *et al.*, Phys. Lett **324**, 397 (1994).
- [68] J. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. B **238**, 453 (1984).
- [69] I. Laktineh, hep-ex/0205088.
- [70] D.J.H. Chung *et al.*, Phys.Rev. D **60**, 063504 (1999).
- [71] D.N. Spergel et P.J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **84**, 3760 (2000).
- [72] M.W. Goodman et E. Witten, Phys. Rev. D **31**, 3059 (1986).
- [73] J. Ellis, A. Ferstl et K.A. Olive, présentation à ISSI Workshop "Matter in the Universe" (Bern, March 19-23, 2001) et hep-ph/0106148.
- [74] R. Arnowitt, B. Dutta et Y. Santoso, hep-ph/0101020.
- [75] J. Ellis, A. Ferstl et K.A. Olive, Phys. Rev. D **63**, 065016 (2000).
- [76] J. Ellis, A. Ferstl et K.A. Olive, Phys. Lett. B **481**, 304 (2000).
- [77] A. Corsetti et P. Nath, Phys. Rev. D **64**, 125010 (2001).
- [78] V. Mandic *et al.*, hep-ph/0008022.
- [79] H.N. Brown *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2227 (2001).
- [80] M. Knecht et A. Nyffeler, Phys. Rev. D **65**, 073034 (2002).
- [81] M. Drees *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 115009 (2001).
- [82] J.D. Lewin et P.F. Smith, Astropart. Phys. **6**, 87 (1996).
- [83] Site internet de l'Agence Nationale pour la gestion des déchets radioactifs, <http://www.andra.fr>.
- [84] F. Hasenbalg, Astropart. Phys. **9**, 339 (1998).
- [85] G. Chardin, *Dark matter : direct detection*, in *The primordial Universe*, ed. P. Binétruy, R. Schaeffer, J. Silk et F. David, Springer, Berlin (2000).
- [86] A. Morales, présentation à *TAUP2001*, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italie 8-11 septembre 2001. A paraître dans *Proceeding Supplements* de Nuclear Physics B.
- [87] P. di Stefano, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys **27**, 1959 (2001).
- [88] L. Baudis, a voir.

- [89] L.Baudis *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 022001 (2001).
- [90] D.O Caldwell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 510 (1988).
- [91] A. Morales *et al.*, hep-ex/0110061, à paraître dans Phys. Lett. B.
- [92] D.N. Spergel et W.H. Press, Astrophys. J. **294**, 663 (1985).
- [93] L.Baudis *et al.*, Phys. Rev D **59**, 022001 (1998).
- [94] L.Baudis *et al.*, NIM A **426**, 425 (1999).
- [95] R. Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B **389**, 757 (1996).
- [96] G. Gerbier *et al.*, Astropart. Phys **11**, 287 (1999).
- [97] M. Carson, présentation à *Sources and detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe*, Marina del Rey, Etats-Unis, 19-22 février 2002. A paraître dans *Proceeding Supplements* de Nuclear Physics B.
- [98] K. Fushimi *et al.*, Astropart. Phys. **12**, 185 (2000).
- [99] S. Cebrian, présentation à *TAUP2001*, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italie, 8-11 septembre 2001. A paraître dans *Proceeding Supplements* de Nuclear Physics B.
- [100] R. Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B **424**, 195 (1998).
- [101] R. Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B **480**, 23 (2000).
- [102] G. Gerbier *et al.*, astro-ph/9710181.
- [103] G. Gerbier *et al.*, astro-ph/9902194.
- [104] P. de Marcillac, *Bolomètres massifs refroidis à très basse température pour la détection de la matière noire non baryonique*, thèse de doctorat, Université Paris VII (1993).
- [105] S. Cebrian *et al.*, in Proc. *TAUP2001*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 110 (2002) 97-99.
- [106] D. Abrams *et al.*, astro-ph/0203500, soumis à Phys. Rev. D.
- [107] M. Bravin *et al.*, Astropart. Phys **12**, 107 (1999).
- [108] A. Alessandrello *et al.*, Phys. Lett. B **486**, 13 (2000).
- [109] S. Hart, présentation à *Sources and detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe*, Marina del Rey, Etats-Unis, 19-22 février 2002. A paraître dans *Proceeding Supplements* de Nuclear Physics B.
- [110] R. Bernabei *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A **482/3**, 736 (2002).
- [111] D.B Cline, astro-ph/0111098.
- [112] L.A. Hamel *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A **388**, 91 (1997).
- [113] V. Zacek, présentation à *TAUP2001*, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italie 8-11 septembre 2001. A paraître dans *Proceeding Supplements* de Nuclear Physics B.
- [114] D.P. Snowden-Ifft , C.J. Martoff et J.M. Burwell, Phys. Rev. D **61**, 101301 (2000).
- [115] L. Bergstrom, astro-ph/9902172.

- [116] G. Domogatsky, présentation à *TAUP2001*, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italie, 8-11 septembre 2001. A paraître dans *Proceeding Supplements de Nuclear Physics B*.
- [117] A. Habig, hep-ex/0106024.
- [118] The MACRO collaboration, Proc. de *Sixth Topical Seminar on Neutrino and Astroparticle Physics*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **85**, 349 (2000).
- [119] L. Bergstrom, J. Edsjo, et P. Gondolo, astro-ph/9806293.
- [120] J. Ahrens *et al.*, astro-ph/0202370, à paraître dans Phys. Rev. D.
- [121] T. Montaruli *et al.*, astro-ph/0207531.
- [122] S.W. Barwick *et al.*, Astrophys. J **482**, L191 (1997).
- [123] A.S. Beach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** 271101 (2001).
- [124] E. Baltz *et al.*, astro-ph/0109318.
- [125] L. Bergstrom, P. Ullio et J.H. Buckley, Astropart. Phys. **9**, 137 (1998).
- [126] A. Tasitsiomi et A.V. Olinto, Phys. Rev. D **66**, 083006 (2002).
- [127] W. Hofmann *et al.*, Proc. of the 27th ICRC, Hamburg, (2001).
- [128] A. Moiseev *et al.*, astro-ph/9912139.
- [129] L. Bergstrom *et al.*, Phys. Rev. D **58**, 103519 (1998).
- [130] N. Coron *et al.*, Astron. Astrophys. **278**, L31-L34 (1993).
- [131] P. di Stefano *et al.*, Astropart. Phys **14**, 329 (2001).
- [132] E. Segré, *Nuclei and Particules*, W.A. Benjamin, New York Amsterdam (1964).
- [133] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, J. Wiley & Sons, New York (1989).
- [134] Catalogue de ventre Harshaw, Harshaw Chemie BV, De Meern, Hollande.
- [135] V. McLabe, C.L. Dunford et P.F. Rose, *Neutron Cross Section*, Vol. 2, Academic Press, San Diego (1988).
- [136] V. Sanglard, Stage de DEA, Université Lyon 1 (2002).
- [137] J. Lindardh *et al.*, Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selsk **33**, 14 (1963).
- [138] A. Broniatowski, *Conversion d'énergie : ionisation, 4^e école de détection de rayonnement à très basse température*, Balaruc-les-Bains (1999).
- [139] 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 Orsay (1999).
- [140] C. Kittel, *Physique de l'état solide*, Dunod, Paris (1983).
- [141] 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 Jussieu (1997).
- [142] N. Mirabolfathi *et al.*, in Proc. *9th Int. Workshop on Low Temperature Detectors*, AIP Conference proceedings Volume 605, 517 (2001).

- [143] M. Bravin *et al.*, *Astro.Phys.* **12**, 107 (1999).
- [144] J. Hellmig *et al.*, présentation à *Low Temperature Detectors 8*, Dalfsen, Pays-Bas, 15-20 Aout 1999. A paraître dans *Nuclear Instr. and Methods A*.
- [145] A.L. Effros et B.I. Shklovskii, *J. Phys C* **8**, L49 (1975).
- [146] L. Dumoulin, *Isolants d'Anderson, 4^e école de détection de rayonnement à très basse température*, Balaruc-les-Bains (1999).
- [147] S. Marnieros, *Couches minces d'isolants d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température*, thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (1999).
- [148] O.V. Lounasmaa, *Experimental Principles and Methods below 1 K*, Academic Press (1974).
- [149] D. L'Hôte *et al.*, *Nucl. Instr. Met. A* **370**, 193 (1996).
- [150] X.F. Navick, *Nucl. Instr. Met. A* **444**, 361 (2000).
- [151] G. Ottaviani *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-22** (1), 192 (1975).
- [152] A. Broniatowski, communication personnelle.
- [153] P.N. Luke *et al.*, *Nucl. Instr. Met. A* **289**, 406 (1990).
- [154] Y. Messous *et al.*, *Astropart. Phys.* **3**, 361 (1995).
- [155] E. Simon, *Un multidecteur pour l'étalonnage de bolomètres en énergie de recul par diffusion de neutrons dans le cadre de l'expérience EDELWEISS*, thèse de doctorat, Université Lyon I (1999).
- [156] M.J. Penn *et al.*, *J. Appl. Phys.* **79**, 11 (1996).
- [157] A. Broniatowski, présentation en réunion de collaboration EDELWEISS, Lyon (Avril 2002).
- [158] T. Shutt *et al.*, *NIM A* **444**, 328 (2000).
- [159] O. Martineau et J. Gascon, *Analyse des données du détecteur Ge7*, note interne EDELWEISS (2000).
- [160] P.N. Luke, C.S. Rossington et M.F. Wesela, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **41**, 1074 (1994).
- [161] A. Benoît *et al.*, *Physics Letters B* **545**, 43 (2002).
- [162] A. Broniatowski *et al.*, présentation à *Low Temperature Detectors 8*, Dalfsen, Pays-Bas, 15-20 Aout 1999. A paraître dans *NIM A*.
- [163] H. Bouchiat, *Introduction générale aux bruits fondamentaux, 3^e école de détection de rayonnement à très basse température*, Aussois (1996).
- [164] H. Godfrin, *Bruit et environnement, 2^e école de détection de rayonnement à très basse température*, La Londe les Maures (1992).
- [165] Particule Data Group, *Particule Data Booklet*, (2000).
- [166] M.C. Perillo-Isaac, thèse de doctorat, Université Bordeaux I (1993).
- [167] R. Arnold *et al.*, *Nucl. Phys. A* **678**, 341 (2000).

- [168] Brochure de présentation du LSM (<http://www-lsm.in2p3.fr>) (2000).
- [169] V. Chazal, *Etude de l'environnement neutron au laboratoire souterrain de Modane*, thèse de doctorat, Université Lyon I (1996).
- [170] T. Kozlowzki *et al.*, Nuclear Physics A **436**, 717 (1985).
- [171] G. Gerbier, présentation en réunion de collaboration EDELWEISS, Lyon (Mars 2000).
- [172] C. Goldbach, *Du fond de la mer au fond d'un tunnel*, Lettres des départements scientifiques du CNRS-IN2P3, 13 (Decembre 1992).
- [173] C. Goldbach et G. Nollez, *Taux d'événements senseurs et radioactivité du NTD. Cas de Ge7*, note interne EDELWEISS (2000).
- [174] E. Browne et R. B. Firestone, *Table of radioactive isotopes*, Wiley-Interscience, New-York, (1986).
- [175] H. Ohshumi et collaboration NEMO, Bulletin d'information des utilisateurs du LSM, Janvier 2001.
- [176] S. Pécourt, *Matière noire non baryonique : détecteurs à scintillation et bolomètres pour la recherche de WIMPs*, thèse de doctorat, Université Lyon I (1998).
- [177] MATLAB, *High Performance Numeric Computation and Visualisation Software*, the MathWorks Inc. (1992).
- [178] R. Brun *et al.*, *GEANT3*, CERN report DD/EE/84-1 (1987).
- [179] P.A. Tove et W. Seibt, NIM **51**, 261 (1967).
- [180] J.L. Delcroix, *Physique des plasmas*, tome 1, Dunod, Paris (1963).
- [181] F.F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, Vol. 1, Plenum Press, New York (1984).
- [182] W. Seibt, K.E. Sundstrom et P.A. Tove, NIM **113**, 317 (1973).
- [183] E.C. Finch, NIM **121**, 431 (1974).
- [184] C.F.G. Delaney et E.C. Finch, NIM **215**, 219 (1983).
- [185] N. Mirabolfathi, *Identification des événements de surface dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson*, thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (2002).
- [186] A. Broniatowski *et al.*, in Proc. *9th Int. Workshop on Low Temperature Detectors*, AIP conference proceedings **605**, 521 (2001).
- [187] O.Martineau *et al.*, in Proc. *9th Int. Workshop on Low Temperature Detectors*, AIP conference proceedings **605**, 505 (2001).
- [188] A. Benoît *et al.*, Phys. Lett. B **479** 8 (2000).
- [189] E.A. Baltz et P. Gondolo, Phys. Rev. Lett. **86**, 5004 (2001).
- [190] J. Ellis, A. Ferstl et K.A. Olive, Phys. Lett. B **481**, 304 (2001).
- [191] M.R. Spiegel, *Mathematical Handbook*, Schaum's outline series, New York (1968).