N^o d'ordre: 00000

THÈSE

présentée

devant l'Université Paris XI d'Orsay

pour obtenir

le grade de : Docteur de l'Université Paris XI
Spécialité Physique

par

Simon Fiorucci

Laboratoire d'accueil : CEA Saclay, DSM/DAPNIA/SPP
École Doctorale : Particules élémentaires <-> Systèmes complexes

Titre de la thèse :

Acquisition et Analyse des données
pour l'expérience de recherche de matière noire
EDELWEISS

Soutenue le 30 Septembre 2005 devant la commission d'examen

Mme. :	Tiina	Suomijarvi	Présidente
MM. :	Reza	Ansari	Rapporteurs
	Etienne	Augé	
M. :	Louis	Dumoulin	Examinateur
M. :	Gabriel	Chardin	Directeur de travaux

Nine-tenths of the universe is the knowledge of the position and direction of everything in the other tenth. Every atom has its biography, every star its file, every chemical exchange its equivalent of the inspector with a clipboard. It is unaccounted for because it is doing the accounting for the rest of it. Nine-tenths of the universe, in fact, is the paperwork.

– Terry Pratchett, "The Thief of Time"

Table des matières

Table des matières **1**

Avant-Propos **7**

Introduction **9**

1 Cosmologie de la matière noire **11**
1.1 Composition de L'Univers 11
1.2 Motivations pour l'existence de matière noire non baryonique froide . . . 13
1.2.1 Rapport Masse/Luminosité des amas de galaxies 13
1.2.2 Profils de vitesses galactiques 14
1.2.3 Nucléosynthèse et abondance des éléments légers 15
1.2.4 Résultats de la recherche de matière noire sous forme baryonique 17
1.2.5 Les fluctuations du fond diffus cosmologique 18
1.3 Phénoménologie d'un halo galactique de matière noire non-baryonique . 18
1.4 Limites sur l'abondance d'une matière noire non baryonique chaude . . . 20
1.5 Le candidat WIMP supersymétrique 20
1.5.1 Principes généraux de la théorie de la supersymétrie 21
1.5.2 Le Partenaire Supersymétrique le plus Léger (LSP) 22
1.5.3 Abondance fossile 23
1.5.4 Modes d'interaction 25
1.6 Possibilités d'observation de WIMPs 27
1.6.1 Neutrinos énergétiques 27
1.6.2 Rayons cosmiques 29
1.6.3 Détection directe 30
1.6.4 Modulation annuelle et directionalité 32
1.7 Autres modèles de matière noire 32
1.7.1 Le candidat Axion 32
1.7.2 Dimensions supplémentaires et modes de Kaluza-Klein 34
1.7.3 Théorie modifiée de la gravitation newtonienne 35

2 Détecteurs cryogéniques **39**
2.1 Bolomètres 39
2.1.1 Intérêt des bolomètres pour la recherche de matière noire 39

2.1.2 Physique des interactions dans le détecteur 40
2.1.2.1 Photons 40
2.1.2.2 Electrons 42
2.1.2.3 Neutrons 45
2.1.2.4 Ions 45
2.1.3 Description d'un bolomètre chaleur-ionisation Edelweiss 47
2.1.3.1 Voie chaleur 47
2.1.3.2 Voie ionisation 50
2.1.4 Instrumentation des voies de mesure 56
2.1.4.1 Voie ionisation 56
2.1.4.2 Voie chaleur 57
2.1.4.3 Contacts et cablage 57
2.1.5 Technologies alternatives 58
2.2 Protection contre le bruit de fond radioactif 59
2.3 Cryogénie 61
2.3.1 Principe d'un cryostat à dilution 61
2.3.2 Philosophie du système d'automate Edelweiss-II 64

3 Acquisition des Données 69
3.1 Définition des données à acquérir 69
3.2 Bref historique des systèmes d'acquisition d'Edelweiss 70
3.2.1 Système d'acquisition en trigger analogique 70
3.2.2 Etage de numérisation 70
3.3 Système d'acquisition en trigger numérique 71
3.3.1 Filtrage numérique 72
3.3.1.1 Motivations et principes généraux 72
3.3.1.2 Types de filtres 72
3.3.1.3 Filtrage à réponse impulsionnelle finie (FIR) ou infinie (IIR) 73
3.3.1.4 Choix d'un filtre IIR 75
3.3.1.5 Construction des filtres 78
3.3.2 Gestion des mémoires tampons (buffers) 84
3.3.2.1 Buffers d'acquisition 84
3.3.2.2 Buffers de lecture 84
3.3.2.3 Buffers circulaires de construction d'événement 85
3.3.2.4 Buffer d'événement 85
3.3.3 Système à déclenchement sur l'ionisation 85
3.3.3.1 Déclenchement par dépassement d'un seuil 86
3.3.3.2 Reconstruction de l'événement à enregistrer 86
3.4 Le système en trigger numérique sur la voie chaleur 88
3.4.1 Motivations 88
3.4.2 Première étape : l'espion 88
3.4.3 Principe de mise en oeuvre 90
3.4.3.1 Recherche de l'ionisation par cross-corrélation 90

3.4.3.2 Importance du choix de la taille de la zone de recherche 90
3.4.3.3 Détail de la construction d'un événement en ligne . . . 92
3.4.3.4 Enregistrement des fichiers complémentaires 94
3.5 Evaluation des performances 94
3.5.1 Détermination en ligne de l'énergie ionisation 94
3.5.2 Efficacité de détection de WIMPs 98
3.6 Analyse critique et améliorations possibles 100
3.6.1 Temps mort de l'acquisition 100
3.6.2 Enregistrement des données non-filtrées 102

4 Analyse des données 107
4.1 Extraction des données brutes 107
4.1.1 Format des données 107
4.1.2 Récapitulatif des données acquises en trigger phonon 108
4.1.3 Construction des gabarits d'événements 109
4.1.4 Ajustements des données par les gabarits de signaux 109
4.1.4.1 Principe de l'ajustement linéaire 109
4.1.4.2 Ajustement restreint en temps et impact sur les données de fond 112
4.1.4.3 Deuxième ajustement sur les voies ionisation avec calage temporel sur la voie dominante 114
4.1.4.4 Préparation des fichiers de fit 114
4.2 Etalonnage et correction des non-linéarités 115
4.2.1 Correction de diaphonie 115
4.2.2 Etalonnage des voies ionisation 117
4.2.3 Etalonnage de la voie chaleur 118
4.2.3.1 Nécessité d'étalonner la chaleur sur les données de fond elles-même 118
4.2.3.2 Différence d'étalonnage chaleur entre événements centre et garde 120
4.2.3.3 Etalonnage par paquets de runs 120
4.2.3.4 Etalonnage linéaire par tranches d'énergie 121
4.2.4 Vérification de la validité de l'étalonnage chaleur à basse énergie 124
4.2.5 Vérification de la linéarité de l'étalonnage ionisation 124
4.2.6 Correction de Température 127
4.3 Lois de résolution 129
4.3.1 Ligne de base : Méthode d'ajustement 130
4.3.2 Ligne de base : évolution et choix des valeurs 130
4.3.3 Résolution à 122 keV de la voie chaleur 133
4.3.4 Détermination des lois de résolution en énergie 133
4.4 Coupures 135
4.4.1 Coupure sur la zone fiducielle 135
4.4.2 Coupure sur Δt 136
4.4.3 Coupure sur le bit trigger et multiples manqués 137

4.4.4 Coupure sur le seuil en ionisation totale 139
4.4.5 Coupure sur le "χ^2 NTD" 140
4.4.6 Coupure sur la température 144
4.4.7 Efficacités 146
4.4.8 Exposition totale après application des coupures 148
4.5 Construction des Qplots 153
4.5.1 Définition des grandeurs 153
4.5.2 Détermination de la ligne neutron 154
4.5.3 Brève discussion sur le facteur de quenching 154
4.5.4 Construction des bandes gamma et neutron 156
4.5.5 Vérification de la cohérence des définitions des bandes 157
4.5.6 Présentation des données de fond bas-bruit 160
4.6 Candidats reculs nucléaires 163
4.6.1 Liste des événements dans la bande de reculs nucléaires 163
4.6.2 Spectre en énergie de recul des candidats reculs nucléaires 163
4.7 Données des runs précédents 166
4.7.1 Données 2000 166
4.7.2 Données 2002 167
4.7.3 Données 2003 en déclenchement sur l'ionisation 168
4.7.4 Compatibilité des données entre elles 172
4.8 Extraction du résultat physique 173
4.8.1 Stratégie d'interprétation 173
4.8.2 Limite en l'absence de fond 175
4.8.3 Limite en présence d'un fond inconnu limité 175
4.8.4 Résultat final d'Edelweiss-I 177

5 Etude du fond 183
5.1 Problématique 183
5.2 Données hautes énergies 184
5.2.1 Runs dédiés 184
5.2.2 Information haute énergie des runs phonons 188
5.2.2.1 Principe de la méthode 188
5.2.2.2 Données 196
5.2.2.3 Limitations de la méthode et améliorations envisageables 202
5.2.2.4 Méthodes alternatives 203
5.3 Interprétation 205
5.3.1 Fond gamma 207
5.3.1.1 Mesures de radioactivité d'échantillons 208
5.3.1.2 Simulation du fond 209
5.3.2 Pollution de surface en ^{210}Pb 212
5.3.2.1 Population d'événements alpha 212
5.3.2.2 Population de reculs lourds 215
5.3.2.3 Population d'événements "intermédiaires" 218
5.3.2.4 Conclusion sur la contamination de surface en ^{210}Pb . . 223

5.3.3 Neutrons 223
5.3.3.1 Origines du fond de neutrons 223
5.3.3.2 Mesures et simulations 225
5.3.3.3 Accord avec les données Edelweiss 226

A Calcul du spectre en énergie **231**
A.1 Première approche 231
A.2 Facteur de forme 233
A.3 Composition des vitesses 233
A.4 Normalisation des sections efficaces 234
A.5 Spectre en énergie de recul 235

B Article de revue sur la matière noire **239**

Lexique **249**

Liste des figures **257**

Liste des tableaux **261**

Avant-Propos

Quelques précisions avant de commencer la lecture de ce manuscrit.

Dans toute expérience de physique de stature internationale comme Edelweiss, il existe en général un ensemble de termes spécifiques, plus ou moins barbares, parfois employés ailleurs dans un sens équivalent, voisin ou même très différent, et parfois totalement endémiques, inventés pour les besoins propres du physicien dépourvu de dictionnaire au moment opportun. Ce "patois" est inculqué aux nouvelles recrues progressivement et généralement de manière allusive, ou en réponse à une question innocente qui montre tout à coup que la notion n'était peut-être pas aussi évidente que l'on s'était habitué à le penser. Le processus prend en général un certain temps, dont ne dispose pas a priori le lecteur de ces lignes.

Cela dit... Ces raccourcis de language sont néanmoins bien pratiques. Aussi pour éviter d'encombrer le texte avec des paraphrases complexes, il seront utilisés dans la suite. A chaque mot "étrange", le lecteur sera donc convié à se reporter à la fin de cet ouvrage, où un lexique aussi exhaustif que possible a été compilé, regroupant la plupart des termes spécifiques utilisés dans ce travail et en donnant une brève définition.

Toujours dans le domaine linguistique, le lecteur attentif aura également tôt fait de remarquer l'usage de l'anglais dans la grande majorité des figures présentées. Il ne s'agit pas là d'un signe de paresse ou d'une preuve de leur provenance extérieure, mais d'une volonté affirmée de faire en sorte que chaque figure soit directement exploitable pour la communication d'Edelweiss, en particulier en conférence si le besoin s'en fait jamais sentir. La présence systématique d'une légende explicative *en français* devrait dans tous les cas permettre au lecteur le plus réfractaire de ne rien perdre de l'intérêt de l'illustration.

Sur ce... Bonne lecture !

Introduction

La première mention du terme "matière noire" remonte à 1933, quand Fritz Zwicky observa pour la première fois une forte disparité entre la masse de matière lumineuse présente dans l'amas de galaxies de Coma, et la masse de cette amas déduite d'observations gravitationnelles. Il proposa alors comme explication la présence d'une importante quantité de matière non-rayonnante, donc invisible par les moyens de l'astronomie traditionnelle, qu'il baptisa "sombre", et qui deviendra en français "noire". Un grand nombre d'observations par différentes méthodes viendra plus tard conforter ce résultat. Le fait est qu'à l'intérieur même de notre galaxie, la masse de matière noire semble représenter plus de 50 fois la masse totale de matière lumineuse. La nature précise de la matière noire, cependant, reste aujourd'hui encore un mystère, aucune observation expérimentale d'une quelconque "particule noire" n'ayant jamais été effectuée. Une situation, si l'on considère son abondance suggérée, pour le moins paradoxale...
Plusieurs modèles de matière noire ont été proposés, des plus intuitifs comme la présence d'une quantité de matière ordinaire "invisible", aux plus exotiques faisant intervenir des particules encore inconnues ou des dimensions supplémentaires de l'espace-temps. Le chapitre 1 de cette thèse tente de donner un aperçu relativement complet de toute la problématique de la matière noire.

L'expérience EDELWEISS, acronyme plus ou moins heureux de "Expérience pour Détecter Les Wimps En SIte Souterrain", est à la recherche de l'une de ces particules hypothétiques connues sous le nom de WIMPs. Elles découlent d'une des théories les plus solides pour une extension du modèle standard : la supersymétrie. Le WIMP est la particule la plus légère prédite par cette théorie, et serait stable, massif et très faiblement interagissant avec la matière baryonique. Pour tenter de le détecter, EDELWEISS s'appuie sur une technologie de bolomètres cryogéniques en germanium dont nous donnerons les caractéristiques et motivations au chapitre 2. L'idée générale est de mesurer l'énergie déposée par l'interaction directe d'un WIMP dans un cristal de semi-conducteur, à travers deux voies distinctes : quantité de charges créées par le choc – ou ionisation, et quantité de chaleur apportée au cristal.

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'articule autours de trois points. Le premier a trait à l'acquisition des données, et fait l'objet du chapitre 3. Nous y exposons le principe du système d'acquisition numérique développé pour la dernière campagne de prise de données d'Edelweiss-I. Basé sur le déclenchement sur la voie chaleur lente,

il est plus complexe que le système précédent en déclenchement sur la voie ionisation mais permet également de gagner en sensibilité.

Le second point concerne l'analyse des données acquises avec ce nouveau système. Nous détaillerons au cours du chapitre 4 l'intégralité du processus mis en oeuvre, depuis l'extraction des signaux bruts jusqu'à l'interprétation finale en termes de sensibilité à un signal WIMP, en passant par l'étalonnage des voies, la correction des non-linéarités, la définition des coupures et la détermination des efficacités.

Au cours du chapitre 5, enfin, nous présenterons une analyse complémentaire des données, dédiée à la compréhension du fond. En nous appuyant en particulier sur l'information contenue dans la partie à haute énergie des données, – que nous ignorons en temps normal pour la recherche d'un signal WIMP, – nous montrerons qu'un certain nombre de contaminations peuvent être identifiées à différents niveaux du dispositif expérimental. Cette information pourrait s'avérer très utile dans l'optique de la phase suivante de l'expérience, EDELWEISS-II.

Chapitre 1

Cosmologie de la matière noire

Cette partie du manuscript ne prétend pas présenter un panorama exhaustif des connaissances actuelles en cosmologie et astrophysique. Elle tend au contraire à ne conserver que l'essentiel des points de théorie nécessaires à une bonne compréhension de la problématique d'Edelweiss, sous une forme la plus pédagogique possible. Il est toutefois nécessaire de s'appuyer de temps en temps sur un certain nombre de connaissances de base de cosmologie ou de physique des particules, qui ne seront pas développées dans le corps du texte. Le lecteur pourra dans la plupart des cas utilement se reporter à n'importe quel cours d'introduction à la physique des particules publiquement disponible (voir par exemple [1]), ou même le cas échéant à des ouvrages de vulgarisation.

1.1 Composition de L'Univers

La composition exacte de l'Univers reste à l'heure actuelle une des grandes énigmes de la physique. Bien que l'on sache en dresser un bilan énergétique cohérent et convaincant, et que l'on dispose, grâce à de nombreuses observations astrophysiques concordantes, d'une idée assez précise des importances relatives de chaque constituant, le paradoxe demeure que la nature de près de 95 % de la masse (ou de l'énergie) totale de l'univers nous est totalement inconnue. En d'autres termes, nous savons qu'une quantité énorme d'énergie est là, nous environne à chaque instant, mais nous sommes apparemment totalement incapable de la voir.
L'essentiel de la matière visible, c'est à dire les étoiles, ne représente qu'environ 0.4 % du total énergétique. Si on y ajoute le reste de la matière ordinaire, c'est à dire les planètes, les nuages de gaz interstellaires, les étoiles trop peu lumineuses pour être vues, enfin toutes les formes de matière baryonique que nous connaissons, on porte le total jusqu'à un peu moins de 5 %. L'intégralité de la matière telle que nous l'entendons communément ne représente qu'une partie presque négligeable du bilan énergétique de l'Univers ! Où est donc le reste ?

La plus grande partie de l'énergie, environ 70 %, semble paradoxalement liée au

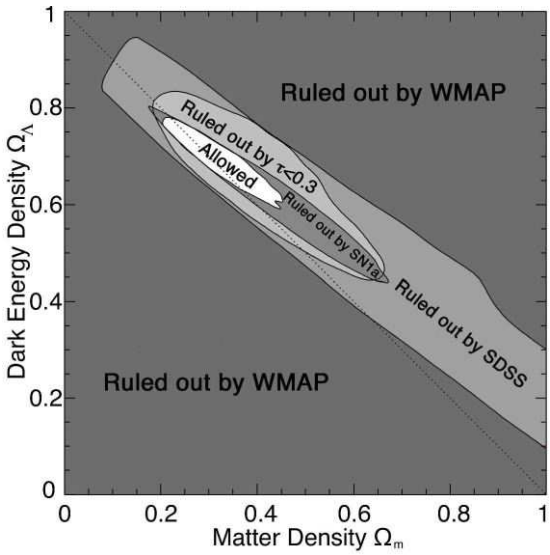

FIG. 1.1 – Contraintes observationnelles sur les valeurs de Ω_Λ et Ω_m, issues des observations du fond diffus cosmologique par WMAP, des spectres en puissance de galaxies par SDSS et des redshifts de supernovae de type Ia. Les modèles sur la ligne pointillée correspondent à un Univers plat, ceux au dessus à un Univers fermé et ceux en dessous à un Univers ouvert.

vide. On appelle "Energie du vide", "Energie sombre" ou encore "Constante cosmologique", le paramètre Λ qu'il est nécessaire d'introduire dans les équations de la relativité générale pour expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers que l'on observe actuellement **??**. Paradoxalement, c'est pour que la relativité soit compatible avec un univers statique - vision très largement partagée à l'époque - qu'Einstein introduisit historiquement ce concept dans sa théorie. Physiquement, ce terme s'interprète comme une nouvelle et mystérieuse forme d'énergie, portée par le vide et s'opposant à l'attraction gravitationnelle aux échelles cosmologiques. Il reniera cependant quelque trente ans plus tard cette idée, se ralliant à la thèse d'un Univers en expansion démontrée par les observations d'Edwin Hubble. Λ redevient nulle.

Mais en 1998, deux mesures indépendantes de redshifts de supernovae lointaines de type Ia ([2], [3]) montrent que L'Univers est effectivement en expansion, et qui plus est que cette expansion semble s'accélérer depuis environ 4 milliards d'années ! Les supernovae de type Ia sont des objets très lumineux qui possèdent la particularité intéressante de présenter une luminosité maximum suffisamment constante pour permettre de déterminer leur distance avec une grande précision simplement par la comparaison entre leur luminosité apparente et cette valeur absolue (après correction d'un facteur phénoménologique). La connaissance de leur distance et de la valeur de leur redshift permet d'obtenir une mesure de l'expansion de l'Univers jusqu'à des temps très reculés.

Ce résultat sera par la suite conforté par des observations de supernovae de plus en plus lointaines, par l'observation du premier pic de résonnance Doppler des anisotropies spatiales du fond diffus cosmologique et par l'observation de de la distribution spatiale et

de spectres en puissance d'un grand nombre de galaxies proches (z $<$ 0.1). La figure 1.1 adaptée de [4] compile l'ensemble de ces résultats. La zone permise à 90 % de niveau de confiance est délimitée par :

$$\Omega_\Lambda = 0.70^{+0.04}_{-0.03} \text{ et } \Omega_m = 0.30^{+0.04}_{-0.04}$$

Ceci signifie que l'énergie sombre – si elle existe – représente 70 % du total énergétique de l'univers, et que les 30 % restant reviennent à la matière. Mais n'avons nous pas dit que l'intégralité de la matière telle que nous la connaissons ne pouvait représenter que 5 % du total ? Ainsi non seulement près de 70 % de l'énergie de L'Univers nous échappe, mais même dans les 30 % restant, attribués à la matière, seul 1/6 nous est connu. Près de 85 % de la matière de l'Univers se trouve sous une forme que nous n'avons jamais observée jusqu'à présent. C'est à cette forme de matière, baptisée "matière sombre" ou "matière noire", que nous allons nous intéresser à présent.

1.2 Motivations pour l'existence de matière noire non baryonique froide

Noire, non baryonique, froide. Ces trois termes désignent trois propriétés distinctes, de la plus générale à la plus précise, du type de matière que l'expérience Edelweiss cherche à détecter. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons nous attacher à définir les bases théoriques nécessaires à la compréhension de ces propriétés et de leur pertinence vis-à-vis de la question qui occupe le devant de la scène en cosmologie moderne depuis presque deux décennies : la nature de la masse "cachée" de l'univers.
Pourquoi cette recherche est-elle actuellement considérée comme un enjeu majeur de la cosmologie ? Quelles sont les raisons qui poussent à chercher dans cette direction particulière plutôt que dans une autre ?
Partant de la première formulation du problème en 1933, nous retracerons un bref historique des phénomènes observés, des hypothèses avancées, des signatures expérimentales attendues et des différentes techniques mises en oeuvre pour les vérifier. Nous verrons que les trois adjectifs - noire, non baryonique, froide - que l'on applique au type de particules recherchées par Edelweiss, découlent naturellement et dans cet ordre de l'évolution des observations expérimentales et des résultats positifs ou négatifs obtenus par différentes campagnes de physique depuis plusieurs dizaines d'années, en astronomie, astrophysique et physique des particules.
Mais commençons par le commencement, et voyons d'abord comment l'observation des objets cosmiques que sont les amas de galaxies a permis il y a 70 ans de poser pour la première fois le problème d'une masse cachée de l'univers...

1.2.1 Rapport Masse/Luminosité des amas de galaxies

L'intérêt des amas est que ce sont des objets suffisamment compacts et nombreux pour que leur observation soit possible sans trop de difficultés, mais également suffisamment grands (en général d'une taille de l'ordre du Mpc) pour qu'il soit raisonnablement

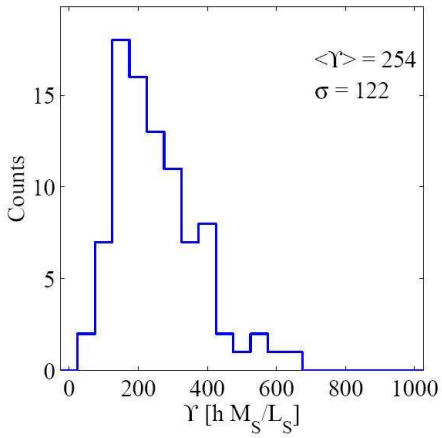

FIG. 1.2 – Histogramme des rapports masse sur luminosité des amas, déterminé par Girardi et al [6]. Chacune des deux grandeurs du rapport est normalisée en unités solaires. La valeur moyenne de $\Upsilon = 254h$ correspond à une densité de matière $\Omega_m \approx 0.09$.

plausible que leur composition traduise avec un bonne fidélité celle de l'univers dans son ensemble.
C'est Fritz Zwicky qui, dès 1933 [5], observe dans l'amas de galaxies de Coma une différence de plus de deux ordres de grandeurs entre deux estimations de la masse totale de matière présente : la masse obtenue par la simple addition de celle de tous les objets visibles - c'est à dire les étoiles - est de loin très inférieure à celle déduite de l'observation des mouvements relatifs des galaxies à l'intérieur de l'amas, soumis à la loi de la gravitation. Il postule en conséquence l'existence d'une composante de "matière sombre", ou encore "matière noire", dans le sens ou celle-ci n'émet et n'absorbe aucun rayonnement et n'est donc détectable que par ses effets gravitationnels.
Cette première observation de Zwicky a par la suite été largement confirmée par différentes méthodes de détermination de la masse. Celle utilisée par Zwicky s'appuie sur le théorème du viriel, qui lie l'énergie cinétique totale d'un système sphérique gravitationnellement relaxé à la masse totale qu'il contient. Plus récemment, Girardi et al fournissent une étude détaillée sur une centaine d'amas du rapport Masse/Luminosité par la méthode du viriel [6] (figure 1.2). Une autre méthode s'appuie sur l'observation du rayonnement X en provenance de ces amas, dont l'origine est attribuée au rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung) intervenant dans les gaz chauds d'hydrogène ionisé de l'amas. Il existe en effet une relation liant directement les distributions de densité et de température du gaz à la masse de l'amas, sous l'hypothèse d'équilibre hydrostatique [7].

1.2.2 Profils de vitesses galactiques

L'observation des amas de galaxies nous fournit donc déjà de très solides arguments en faveur de l'existence de matière noire. Toutefois, la technique d'observation qui a

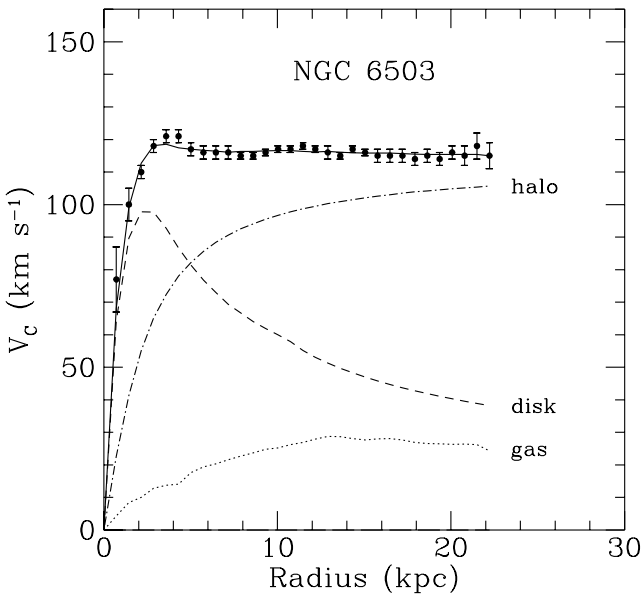

FIG. 1.3 – Profil des vitesses tangentielles des étoiles de la galaxie spirale NGC 6503. Les courbes tiret, pointillé et mixte représentent les contributions du gaz, de la matière visible et de la matière sombre, respectivement.

relancé, plus de trente ans après Zwicky, la problématique de la matière cachée, se situe à une échelle moindre : celle d'une galaxie. L'observation de la "courbe de rotation" d'une galaxie spirale, c'est à dire du profil des vitesses tangentielles des étoiles en fonction de leur éloignement au centre galactique, montre une forme qui est très souvent pratiquement plate, voire montante, jusqu'aux étoiles les plus périphériques (fig. 1.3). Les vitesses sont en général mesurées grâce au décalage de certaines raies spectrales. Ceci est totalement incompatible avec la seule distribution de masse de la matière visible, et permet de surcroit de remonter assez simplement à un profil de densité de masse de la galaxie qui s'étend bien au délà du simple rayon "visible". En particulier, le profil de densité nécessaire est totalement compatible avec un halo isotherme de particules massives liées gravitationnellement à la galaxie, dont nous verrons les propriétés un peu plus loin.

1.2.3 Nucléosynthèse et abondance des éléments légers

Dès lors que la présence de matière noire a été mise en évidence, il est légitime de s'interroger sur sa nature. La question la plus naturelle est alors : s'agit-t-il de matière baryonique - c'est-à-dire formée de protons et de neutrons, les constituants de tout ce que nous voyons - ou d'une forme de matière non baryonique, plus exotique ? Un premier élément de réponse peut être apporté par l'observation des densités relatives

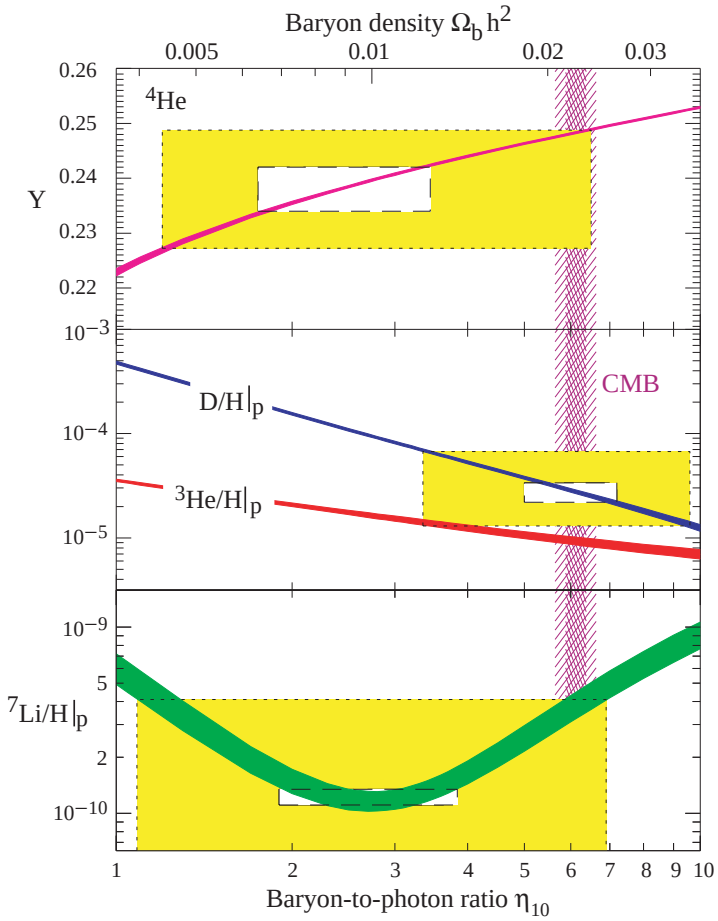

FIG. 1.4 – Prédiction des rapports des abondances des éléments légers à celle de l'hydrogène, en fonction de la valeur de la densité totale de baryons Ω_b. Les zones encadrées correspondent aux limites expérimentales à 90 et 95 % de niveau de confiance.

des éléments les plus légers (H, He, D, Li, Be...) dans l'univers. En effet, dans le cadre de la théorie du Big Bang, la formation des premiers éléments du tableau périodique (avant que tout processus de formation stellaire ait pu prendre place et générer des atomes plus lourds) et leurs abondances relatives à l'issue de la nucléosynthèse primordiale sont très exactement déterminées par un petit nombre de paramètres, dont un des principaux est la densité totale de baryons.

Ainsi, l'observation, dans des régions où les processus stellaires de création d'éléments lourds n'ont pas débuté, des abondances relatives de ces quelques éléments, par exemple par spectroscopie de raies d'absorption, permet de contraindre assez fortement la densité de matière baryonique. La figure 1.4 résume les résultats des ces observations, et présente une valeur de Ω_b comprise entre 3.4 et 6.9 à 95 % de niveau de confiance. On pourra se reporter pour plus de précisions par exemple à l'excellente revue de D. Tytler et al [8] ou à la récente revue du Particle Data Group sur le sujet [9].

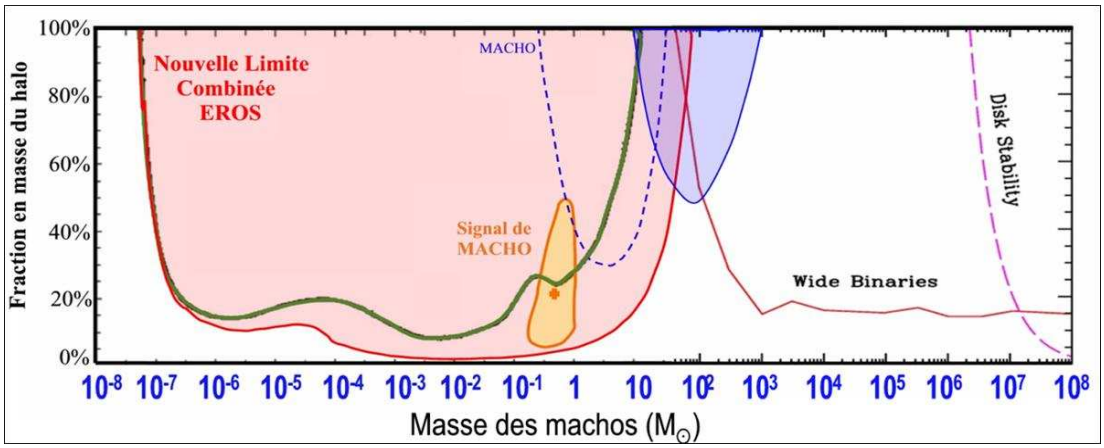

FIG. 1.5 – Fraction de masse du halo sous forme de MACHOs exclue par les résultats combinés d'EROS, MACHO et EROS-II, en fonction de la masse du corps céleste en unité de masse solaire.

1.2.4 Résultats de la recherche de matière noire sous forme baryonique

Si faible que cette proportion puisse paraître, elle est encore supérieure à la densité totale de matière lumineuse observée (évaluée aux alentours de 0.4 %, soit dix fois moins). Ou sont donc les baryons sombres ? On peut avancer plusieurs hypothèses, comme des nuages de gaz (principalement d'hydrogène moléculaire) intergalactiques, des trous noirs massifs, des étoiles trop faiblement lumineuses pour être perçues (naines brunes par exemple) ou encore des étoiles avortées de type Jupiter. Si l'on excepte les nuages de gaz, tous ces objets peuvent être regroupés sous l'appellation générique de MACHOs, pour Massive Compact Halo Objects.
A grand redshift, on a de bonnes raisons de penser que la grande majorité de cette matière baryonique se trouve sous forme de gaz d'hydrogène ionisé [10]. A l'échelle de notre galaxie, la situation est moins claire. Un certain nombre d'expériences, dont les principales sont EROS ou MACHO, ont cherché à quantifier cette composante de matière bayonique au niveau galactique. La méthode utilisée est celle de microlentille gravitationelle, qui consiste à repérer les variations d'intensité lumineuse d'une source lointaine (galaxie par exemple) dues au passage d'un objet massif invisible dans le champ de visée. Les deux collaborations ont essentiellement axé leurs observations sur le centre galactique et les deux nuages de Magellan, galaxies naines satellites de la Voie Lactée, visibles depuis l'hémisphère sud.
Les résultats les plus récents proviennent du résultat final de la collaboration EROS-2 [11], qui excluent une contribution d'objets de type MACHO à un halo de matière sombre sphérique standard de plus de 5 % entre $2 \cdot 10^{-4}$ et 0.8 masses solaires, et de plus de 10 % entre 10^{-6} et 3.5 masses solaires (fig 1.5).
Ce résultat exclue donc très fortement la possibilité d'une contribution dominante de tels objets au total de la masse de matière noire au niveau galactique. L'hypothèse non

baryonique prend ici d'autant plus d'attrait.

1.2.5 Les fluctuations du fond diffus cosmologique

Le fond diffus cosmologique est un rayonnement fossile, correspondant à l'émission des " premiers " photons lors du découplage rayonnement-matière intervenu à $z \sim 1100$, soit ∼380 000 ans après le big bang. Autrement dit, il marque le moment où l'univers est devenu transparent au rayonnement électro-magnétique. Il fut pour la première fois prédit par Gamov dans les années 50, et détecté par Penzias et Wilson en 1965. En elle-même, l'existence de ce rayonnement est un argument fort en faveur du modèle du big bang, ou modèle standard. Aujourd'hui, ce rayonnement se présente essentiellement comme celui d'un corps noir à 2.73 K. Mais pour le problème qui nous intéresse ici, c'est à dire l'existence et la nature de la matière noire et plus généralement la composition de l'univers, ce sont les fluctuations spatiales de ce rayonnement qui sont à prendre en compte. En 1992, le Satellite COBE a le premier repéré des fluctuations de l'ordre de $\Delta T/T \approx 10^{-5}$ sur des échelles de 7 degrés [12]. Plus récemment, l'expérience WMAP a très fortement affiné ce résultat [13]. L'étude précise du spectre des anisotropies spatiales nous renseigne sur les valeurs favorisées des densités des différentes composantes de la masse totale de l'univers. En particulier, WMAP (fig 1.6) fournit (pour h = 0.72) :

$$\Omega_T = 1.02 \pm 0.02$$
$$\Omega_m = 0.29 \pm 0.07$$
$$\Omega_b = 0.047 \pm 0.006$$

La valeur de la densité totale Ω_T compatible avec l'unité signifie un univers "plat", c'est à dire dont l'expansion tend asymptotiquement vers zéro. Ω_m et Ω_b repésentent respectivement la densité de matière, et la densité de baryons. On voit que la matière baryonique ne représente que moins de 15 % du total de la composante de matière à l'échelle de l'univers.

1.3 Phénoménologie d'un halo galactique de matière noire non-baryonique

En partant de l'hypothèse d'une composante de matière noire non-baryonique, on peut assez facilement construire des modèles permettant de reproduire les observations au niveau galactique. L'un des modèles les plus simples est de considérer un halo isotherme de particules de matière noire entourant chaque galaxie et s'étendant bien au delà de ses limites visibles. Un halo isotherme signifie que les particules de masse m sont liées gravitationellement et en équilibre thermique à une température T.
On peut doter ce halo d'un profil de densité à symétrie sphérique en première approximation pouvant s'écrire sous la forme :

$$\rho_0(r) \propto \frac{1}{(r \cdot (1 + \frac{r}{r_c})^2)} \tag{1.1}$$

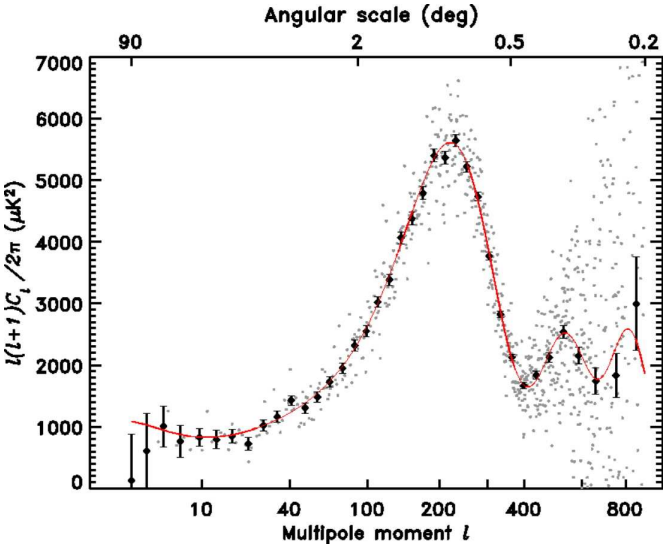

FIG. 1.6 – Spectre de puissance des anisotropies du fond diffus cosmologique observé par la collaboration WMAP en 2003.

où r est la distance au centre galactique, et r_c un rayon caractéristique de la galaxie. Cette forme très simple permet d'ajuster les observations sur les galaxies spirales à mieux que 1 %. On peut associer à cette distribution une répartition maxwellienne de vitesses définie par :

$$f(v) \cdot d^3v = \frac{e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}}{(\sqrt{\pi} \cdot v_0)^3} \cdot d^3v \tag{1.2}$$

où v_0 est liée à la valeur de la vitesse quadratique moyenne $\bar{v}$ par :

$$\bar{v} = \sqrt{< v^2 >} = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot v_0 \tag{1.3}$$

Ce modèle très simple possède néanmoins la précision nécessaire pour comprendre la très grande majorité des phénomènes liés à la matière noire. Des études plus poussées - notamment grâce à de récents progrès dans le domaine de la simulation numérique de la formation des structures - montrent toutefois que le halo n'est probablement pas tout à fait sphérique, mais ovoïde, aplati dans le plan de la galaxie. Des discussions sont également d'actualité quant à la forme exacte du profil de densité très près du centre galactique. Mais pour cette étude nous nous limiterons à la représentation d'un halo sphérique à distribution de vitesses maxwellienne, qui a l'avantage de proposer une base simple pour la comparaison des résultats des différentes expériences de recherche de matière noire. Bien qu'il existe encore d'importantes incertitudes sur la valeur des paramètres du modèle, on s'accorde en général pour utiliser les valeurs canoniques suivantes :
Densité locale (au niveau du soleil) d'énergie du halo : $\rho_0 = 0.3$ GeV/cm^3
Vitesse quadratique moyenne : $\bar{v} = 270$ km/s

1.4 Limites sur l'abondance d'une matière noire non baryonique chaude

Une fois que l'on a établi l'existence d'une composante importante de matière noire non baryonique, il reste à en déterminer la nature, qui pourrait se révéler elle-même comprendre plusieurs sous-composantes. Plusieurs scénarios sont envisageables, dont celui d'un neutrino massif. Les neutrinos sont des particules connues et observées depuis longtemps, n'interagissant avec la matière que par interaction faible. Dans la version minimale du modèle standard, ils possèdent une masse nulle. Toutefois, il est possible d'étendre la théorie pour leur conférer une masse typiquement de l'ordre de quelques électron-volts à quelques dizaines d'électron-volts – au delà, leur contribution à la densité de l'univers rentrerait en conflit avec les observations. Des résultats récents [14] concernant les flux de neutrinos solaires ont permis de mettre en évidence la transformation au cours de leur voyage vers la terre de neutrinos électroniques en neutrinos de saveur différente (μ ou τ), ce qui n'est possible que si leur masse est non nulle. Ces résultats ne permettent toutefois d'obtenir des informations que sur les carrés de la différence des masses entre deux saveurs, et pas sur les masses elles-mêmes.

On peut donc raisonnablement penser au neutrino massif comme candidat de matière noire. Il s'agirait alors de matière noire "chaude", car les neutrinos sont relativistes au moment de leur découplage au reste de la matière. La nature chaude ou froide de la matière noire a d'importantes répercussions au niveau notamment de la formation des grandes structures. En effet, les processus de formation des structures favorisés aujourd'hui par les simulations sont de type "bottom-up", c'est à dire que les petites structures - les galaxies - sont formées les premières. Le fait que les neutrinos soient encore relativistes au moment de leur découplage engendre naturellement le processus inverse ("top-down") s'ils constituent l'essentiel de la matière noire.

L'observation du spectre de puissance des fluctuations de densité fournit actuellement les meilleures limites sur l'abondance de la matière noire "chaude", avec une participation au maximum de 1.3 % à la masse totale de l'Univers pour les trois saveurs de neutrinos du modèle standard [13], soit bien trop peu pour constituer une fraction importante de l'ensemble de la matière noire. Nous sommes donc naturellement conduit à rechercher un candidat de matière noire non baryonique froide. Malheureusement, nous n'avons pour l'instant observé aucune particule qui puisse remplir ce rôle, et aucun candidat réellement satisfaisant n'est fourni par le modèle standard. Certaines extensions du modèle standard fournissent cependant quelques candidats intéressants.

1.5 Le candidat WIMP supersymétrique

La supersymétrie (SUSY) est une extension du modèle standard qui procure naturellement un candidat de matière noire. Etant donné qu'il s'agit là du type de particule recherché par Edelweiss, nous allons insister un peu plus dans les paragraphes qui suivent

sur son contexte théorique.

1.5.1 Principes généraux de la théorie de la supersymétrie

Le modèle standard ne comporte aucune relation fondamentale reliant fermions et bosons. La supersymétrie est une théorie englobant le modèle standard qui remplit justement cette fonction : à chaque fermion (resp. boson) du modèle standard est associé un partenaire supersymétrique respectivement boson (resp. fermion). En dehors de l'introduction d'une nouvelle symétrie, phénomène intellectuellement satisfaisant en physique, ceci présente deux avantages :

Premièrement, la supersymétrie permet de résoudre le problème de la divergence quadratique de la masse du boson de Higgs. Pour mémoire, le boson de Higgs est un champ scalaire introduit en théorie des champs pour expliquer l'existence des masses de toutes les particules. Dans le seul cadre du modèle standard, la masse du Higgs est définie par des corrections radiatives présentant des divergences de nature quadratique, c'est à dire impliquant le carré d'une échelle de masse. La seule échelle satisfaisante dans le cadre d'une extension "naturelle" du modèle standard est la masse de Planck $M_{Pl} = 10^{19}$ GeV, ce qui fournit des divergences beaucoup trop importantes à moins d'effectuer un ajustement très fin des paramètres du potentiel de Higgs, et ce à tous les ordres des perturbations. La supersymétrie introduit une nouvelle échelle naturelle M_{SUSY}, potentiellement très inférieure à la masse de Planck et qui permet de réduire de façon plus élégante le degré de ces divergences.

Deuxièmement, la supersymétrie permet également d'unifier les constantes de couplage des interactions forte, faible et électromagnétique (à une énergie dépendant de M_{SUSY}), alors que ce n'est pas le cas dans le cadre du modèle standard, comme l'illustre la figure 1.7. L'unification des forces est en quelque sorte le Graal de la physique, et on comprend donc l'attrait qu'une théorie allant dans ce sens peut avoir. Si on considère cette propriété d'unification des forces forte et électrofaible comme une contrainte, on obtient une borne supérieure sur M_{SUSY} de l'ordre de 10 TeV. Notons que la supersymétrie ne permet pas l'unification de toutes les forces fondamentales : la force gravitationnelle reste encore à part. Des modèles plus complexes, englobant la supersymétrie et faisant intervenir des dimensions supplémentaires (super-cordes) semblent actuellement les plus prometteurs pour une vision cohérente et convaincante de gravitation quantique, mais beaucoup de travail reste à faire.

Il est en outre assez clair que la supersymétrie n'est pas une symétrie exacte, car cela imposerait que les particules du modèle standard et leurs partenaires supersymétriques respectifs aient la même masse. Etant donné qu'aucune particule supersymétrique n'a à ce jour été observée, il est difficile d'éviter que la supersymétrie soit déjà brisée aux échelles d'énergie que nous sommes actuellement en mesure de sonder, c'est à dire de l'ordre d'une centaine de GeV au maximum. La supersymétrie ne peut donc s'instaurer qu'aux très hautes énergies.

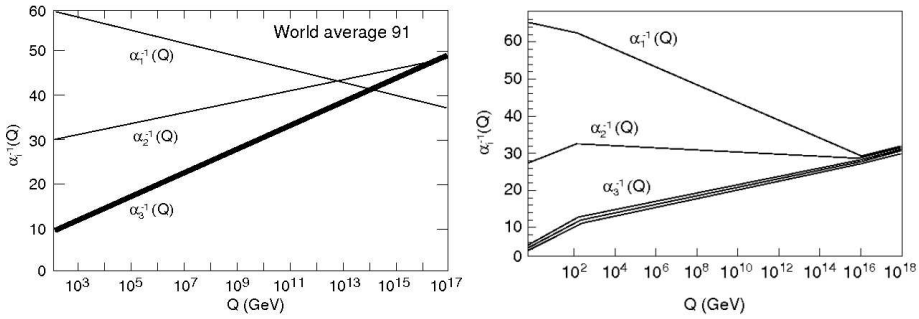

FIG. 1.7 – Variation des constantes de couplage de l'hypercharge (α_1), de l'interaction faible (α_2) et de l'interaction forte (α_3), en fonction de l'énergie échangée, dans le cas du modèle standard (à gauche) et dans le cadre de l'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM, à droite). Il n'existe pas d'échelle d'unification des couplages dans le premier cas, alors que dans le second la convergence des trois intensités d'interaction peut être rendue parfaite à l'échelle GUT de 10^{16} GeV

1.5.2 Le Partenaire Supersymétrique le plus Léger (LSP)

Un nouveau nombre quantique, R, est introduit pour décrire l'espace des particules supersymétriques. Les particules classiques du modèle standard possèdent toutes un nombre quantique R = +1, tandis que leurs superpartenaires possèdent un nombre quantique R = -1. Si on emet l'hypothèse que la R-parité est conservée, c'est à dire que dans toute réaction par exemple de désintégration le produit des parités des particules de l'état initial et de l'état final doit être égal, alors il en découle l'existence d'une particule supersymétrique stable. En effet, le plus léger des superpartenaires ne peut se désintégrer spontanément en quelque chose de plus léger sans violer la conservation de la parité de R, et est par conséquent stable. Si on considère que toutes les autres particules supersymétriques doivent se désintégrer pour en fin de compte fournir une LSP, on comprend que la densité de LSP dans l'univers actuel puisse être très importante. Les contraintes actuelles fixent sa masse à plusieurs dizaines de GeV au moins [15], ce qui en fait un candidat idéal pour la matière noire.

Le modèle supersymétrique le plus simple – MSSM, pour Modèle Standard Super-Symétrique Minimal – correspond au modèle standard auquel on ajoute un doublet SU(2) de bosons de Higgs (à un autre doublet déjà présent dans le modèle standard) ainsi que tous les superpartenaires correspondants. Le Lagrangien inclut tous les termes conservant la R-parité, ainsi que des termes autorisant la brisure douce de la supersymétrie à une échelle laissée libre. Avec plus de 100 degrés de liberté dans le modèle, tout ceci fournit naturellement un certain nombres de candidats potentiels pour la LSP. Des modèles plus restreints sont couramment adoptés : par exemple, le modèle mSuGra (pour Minimal SUperGRAvity) parvient grâce à des hypothèses fortes d'unification à ne conserver que 5 paramètres libres en dehors de ceux du modèle standard [16]. Pour l'identité de la LSP, quelques considérations permettent encore de réduire le choix :

- La LSP doit être électriquement neutre. Une particule lourde, stable et chargée aurait déjà été mise en évidence par plusieurs expériences [17].

- Le partenaire supersymétrique du graviton, le gravitino, est historiquement la première piste sérieuse considérée pour la nature de la matière noire [18]. Mais dans la plupart des modèles où le gravitino est la LSP il est aussi très léger (de l'ordre du keV) et appartient donc à la classe de matière noire chaude, dont on a vu qu'elle était difficilement compatible avec les observations de formation des grandes structures cosmologiques.

- Le partenaire supersymétrique du neutrino, le sneutrino, est a priori un candidat valable, mais ses sections efficaces d'interaction avec la matière ordinaire sont liées à celles du neutrino et sa contribution a déjà pour l'essentiel été exclue [19].

- En fin de compte, le candidat généralement considéré comme le plus probable est le neutralino. C'est un fermion superpartenaire pour les bosons de Higss et de gauge neutres - soit une combinaison linéaire de Gauginos et Higgsinos. C'est aussi une particule de Majorana, ce qui signifie qu'elle est sa propre antiparticule. Enfin sa masse est naturellement de l'ordre de grandeur de l'échelle électrofaible, qui est l'échelle favorisée par la plupart des modèles et par les limites observationnelles actuelles. Il existe toutefois de grandes disparités dans le comportement prédit du neutralino selon l'équilibre de sa composition. Sans rentrer dans les détails, un neutralino dominé par sa composante Gaugino aura un taux d'interaction dépendant du spin de la cible, alors qu'un neutralino dominé par sa composante Higgsino aura un taux d'interaction indépendant du spin, mais croissant avec la masse atomique de la cible (voir annexe A). Une discussion détaillée de ce point peut être trouvée dans [20].

1.5.3 Abondance fossile

Si la LSP est bien le neutralino, un point reste encore à éclaircir. Nous avons vu que la LSP est stable, c'est à dire qu'il est impossible qu'elle se désintègre en une ou plusieurs particules plus petites sans violer la conservation de la R-parité. Mais nous avons vu également que le neutralino est une particule de Majorana - sa propre antiparticule. Il est donc tout à fait possible que deux neutralinos interagissent entre eux et s'annihilent dans une réaction particule-antiparticule, produisant par exemple des photons ou des neutrinos tout à fait ordinaires. Pour que l'abondance des neutralinos à notre époque soit non-négligeable, il est nécessaire qu'un processus empêche cette annihilation massive d'une façon ou d'une autre.

La clé du mystère réside dans deux paramètres : la valeur de la section efficace d'annihilation de la LSP, et sa masse. Dans les premiers instants de l'Univers, la température est si importante que les LSP, comme toutes les autres particules, sont créées et s'annihilent deux à deux spontanément. Alors que l'Univers continue son expansion et que la température tombe en dessous de la masse de la LSP, ces créations spontanées

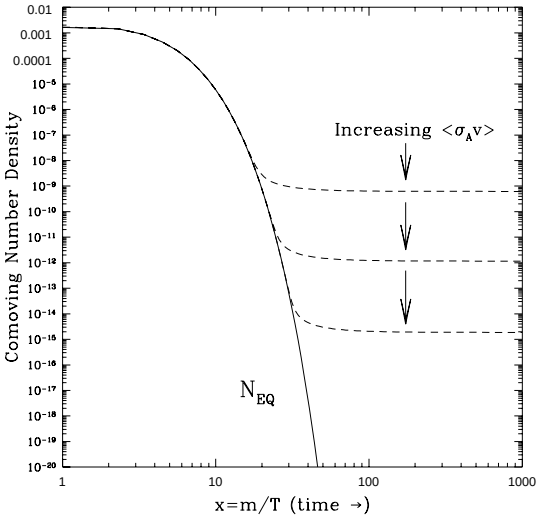

FIG. 1.8 – Evolution de la valeur de la densité covariante de la particule supersymétrique la plus légère au cours du temps, pour différentes valeurs de sa section efficace d'annihilation. Plus celle-ci est élevée, plus l'abondance fossile est faible

deviennent impossibles, et seuls les processus d'annihilation continuent. La densité de LSP chûte exponentiellement jusqu'à ce que son taux d'annihilation tombe en dessous du taux d'expansion de l'Univers. C'est ce que l'on appelle le découplage, ou "freeze-out". A partir de cet instant, le taux d'annihilation est trop faible pour maintenir la population de LSP en équilibre thermodynamique, et sa densité converge vers une valeur limite. En d'autres termes, les particules sont trop peu nombreuses dans un trop grand espace pour que la probabilité d'interaction soit suffisante à assurer l'équilibre thermodynamique.

On voit que la masse de la LSP et sa section efficace d'auto-annihilation déterminent la température à laquelle sa création spontanée n'est plus autorisée, définissant en quelque sorte une "densité primordiale", alors que sa section efficace d'annihilation détermine le moment où son élimination est "gelée" par l'expansion de l'Univers, et par conséquent son abondance actuelle, encore appelée "fossile". La figure 1.8 illustre l'influence de la section efficace d'annihilation sur la valeur de l'abondance fossile.

En première approximation [19], on peut écrire l'abondance actuelle de la LSP Ω_{LSP} directement en fonction de sa section efficace d'annihilation σ_{ann} comme :

$$\Omega_{LSP} \cdot h^2 \approx \frac{3 \cdot 10^{-27} cm^3 s^{-1}}{\langle \sigma_{ann} \cdot v \rangle}$$

Où les crochets $< >$ dénotent une moyenne sur l'ensemble de la distribution, et v est la vitesse de la LSP.

Ainsi, si la LSP constitue la majorité de la matière noire soit $\Omega_{LSP} \approx 0.25$, on obtient $\langle \sigma_{ann} \cdot v \rangle = 2.3 \cdot 10^{-26} cm^3 s^{-1}$, qui est un ordre de grandeur typique de l'interaction faible. Ceci est interessant car, comme nous l'avons vu quelques paragraphes plus haut, la supersymétrie introduit une nouvelle échelle de masse que l'on attend grossièrement entre quelques dizaines de GeV et quelques TeV, soit là encore à des ordres de grandeur caractéristiques de l'interaction faible. C'est cet accord inattendu entre des considérations cosmologiques et une théorie de physique des particules qui constitue un des arguments forts en faveur de la matière noire supersymétrique.

Forts de l'ensemble de ces considérations, nous pouvons maintenant introduire une appellation plus générique pour le candidat supersymétrique de matière noire : le WIMP, pour Weakly Interacting Massive Particle ; une particule massive, stable, dotée d'une importante abondance fossile, et interagissant avec la matière ordinaire à travers des processus faisant intervenir les ordres de grandeur de l'interaction électrofaible.

1.5.4 Modes d'interaction

Malgré une probabilité d'interaction extrèmement basse, les particules d'un halo de matière noire peuvent être mises en évidence expérimentalement, avec plus ou moins de difficulté selon leur nature précise. Ainsi les WIMPs, bien que n'interagissant que faiblement, peuvent diffuser sur la matière ordinaire en déposant une très petite quantité d'énergie. Le type d'interaction attendu est une diffusion élastique sur le noyau des atomes (ou sur ses électrons, mais dans ce cas le transfert d'énergie est trop faible pour être détectable). La probabilité d'une telle interaction dépend de nombreux facteurs liés au choix du modèle, dont en particulier les paramètres du halo (densité locale de WIMPs, distribution de vitesses), la masse du WIMP et sa section efficace d'interaction élastique avec les nucléons de la cible considérée.
En réalité ce dernier point est beaucoup plus complexe. En toute rigueur, le WIMP est couplé (ou plutôt chacune de ses composantes est couplée) aux quarks qui composent chaque nucléon, qui eux-mêmes composent le noyau. Pour un noyau donné, la section efficace globale d'interaction WIMP-noyau sera ainsi fonction :

- de la distribution des quarks et des gluons à l'intérieur d'un nucléon, et de la distribution du spin du nucléon entre ces différents éléments.

- de la structure fine du noyau, c'est à dire de la répartition des protons et neutrons à l'intérieur du noyau, et de son spin global.

- de la composition exacte du WIMP. Une LSP dominée par sa composante Higgsino (neutre) aura un couplage très différent d'une LSP dominée par sa composante Gaugino (chargée).

De nombreuses études ont été effectuées concernant ces problèmes, et un modèle simplifié de l'interaction WIMP-matière peut être résumé de la façon suivante : Un WIMP

peut être couplé à un noyau de deux manières non exclusives, appelées scalaire (ou indépendante du spin) ou axiale-vecteur (ou dépendante du spin). Grossièrement, dans la seconde la force du couplage est associée au spin du noyau, et dans la première à son nombre de masse. Le taux différentiel d'interactions de WIMPs attendu dans une cible donnée (Z, A), pour une énergie déposée Er, correspond à la superposition des deux contributions et peut s'écrire (d'après [19]) :

$$\frac{dR}{dEr} = \frac{\rho_0}{2 \cdot m_\chi \cdot \mu^2} \cdot \int_{v_{\min}(Er)}^{\infty} \frac{f(v)}{v} dv \cdot \left[\sigma_0^{scalaire} \cdot F(Er) + \sigma_0^{spin} \cdot S(Er)\right] \tag{1.4}$$

où ρ_0 est la densité locale de matière noire,
m_χ la masse du WIMP, m_{nucl} la masse du nucléon et $\mu = \frac{m_\chi m_{nucl}}{m_\chi + m_{nucl}}$ la masse réduite du système WIMP-nucléon,
$v_{min}(Er) = \sqrt{Er \cdot m_{nucl}/(2\mu^2)}$ la vitesse minimale nécessaire à un WIMP de masse m_χ pour déposer une énergie E_r dans un noyau de masse m_{nucl},
f(v) la fonction de distribution locale de vitesses dans le halo,
$\sigma_0^{scalaire}$ et σ_0^{spin} les sections efficaces à transfert de moment nul respectivement pour les interactions scalaire et axiale,
F(q) et S(q) les facteurs de forme nucléaires pour l'interaction scalaire et axiale, respectivement.

On peut développer les termes plus avant :

$$\sigma_0^{scalaire} = \frac{4\mu^2}{\pi} \cdot (Z \cdot f_p + (A - Z) \cdot f_n)^2 \tag{1.5}$$

$$\sigma_0^{spin} = \frac{32}{\pi} G_f^2 \mu^2 \frac{J+1}{J} \cdot (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \tag{1.6}$$

où J est le spin du noyau,
Gf la constante de couplage de Fermi,
$a_{p,n}$ et $f_{p,n}$ les sections efficaces d'interaction sur le proton et le neutron respectivement scalaire et axiale,
$\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ les contributions des groupes proton et neutron au spin total du noyau, dont les valeurs sont issues de résultats la physique nucléaire. Cette approche est déjà une approximation dite "odd-group model", mais qui a été montrée comme donnant de bons résultats.

La détermination des facteurs de forme à transfert de moment non nul F(Er) et S(Er) est plus complexe, et en particulier dans le cas de l'interaction axiale implique de très lourds calculs de physique nucléaire. Pour F(Er) on utilise généralement une paramétrisation comme celle dite de Wood-Saxon, proposée par Engel dans [22] :

$$F(Er) = \left(\frac{3j_1(Er \cdot R_1)}{Er \cdot R_1}\right)^2 e^{-(Er \cdot s)^2} \tag{1.7}$$

où j_1 est une fonction de bessel sphérique du premier ordre, s $\sim$ 1 fm et R_1 est un rayon lié au rayon nucléaire de la cible.

Pour S(Er), on doit utiliser des paramétrisations spécifiques à chaque isotope, issues de calculs indépendant de physique nucléaire. On peut citer l'exemple, pour le Germanium 73, des résultats de Dimitrov, Engel et Pittel dans [23].

Il résulte naturellement de tout ceci que l'approche expérimentale optimale pour la détection directe de WIMPs sera très différente selon la composition de la LSP. Une LSP dominée par sa composante Higgsino interagira principalement par l'interaction scalaire, et on aura donc intérêt à utiliser une cible composée d'atomes relativement lourds (mas pas trop lourds pour éviter une perte de cohérence à transfert d'énergie raisonnable). Inversement, une LSP dominée par sa composante Gaugino interagira principalement par l'interaction axiale-vecteur, et on aura intérêt à choisir une cible présentant un spin nucléaire non nul et une densité d'atomes importante. Dans ce deuxième cas, le rapport des couplages du WIMP au proton et au neutron jouera également un rôle important dans la valeur du taux d'interaction, selon que le noyau cible possède un spin majoritairement porté par sa population de neutrons ou de protons.

1.6 Possibilités d'observation de WIMPs

Ainsi, bien que très faibles, les interactions entre un WIMP et la matière ordinaire sont néanmoins possibles. En théorie il est donc envisageable d'en observer la trace. En pratique il est très difficile de concevoir une expérience qui soit à la fois assez sensible et possède un bruit de fond suffisamment bas pour qu'un signal WIMP devienne discernable. Deux grands schémas expérimentaux se dégagent : la détection directe du recul élastique d'un noyau causé par l'interaction avec un WIMP, ou la recherche indirecte d'un signal lié à l'annihilation de paires de WIMPs, en provenance de puits gravitationnels où la densité de WIMPs est localement plus élevée. Nous présentons ici les principales caractéristiques inhérentes aux deux techniques, en commençant par la méthode indirecte.

1.6.1 Neutrinos énergétiques

L'une des signatures expérimentale les plus prometteuses est sans doute l'observation d'un excès de neutrinos énergétiques en provenance du Soleil et/ou du centre de la Terre, voire du centre galactique. Si le neutralino compose effectivement la matière noire, on s'attend en effet à ce qu'il existe une accumulation au niveau de milieux très denses : un WIMP dont la trajectoire rencontre celle du Soleil a une probabilité non nulle de diffuser élastiquement sur un noyau (d'hydrogène par exemple). Ce faisant il acquiert une vitesse qui peut être inférieure à la vitesse d'échappement, et sa trajectoire devenue elliptique intersecte alors le Soleil à chaque passage. Dans la majotité des cas, le WIMP finira sa course au centre du Soleil, où l'on va ainsi trouver une population de WIMPs confinés. Cette augmentation très locale de la densité de WIMPs permet à la réaction d'annihilation de s'effectuer. La majorité des produits de cette réaction sont aussitôt absorbés par le milieu, mais une fraction d'entre eux ont le temps de se désintégrer et de donner des neutrinos muoniques énergétiques, qui peuvent traverser le

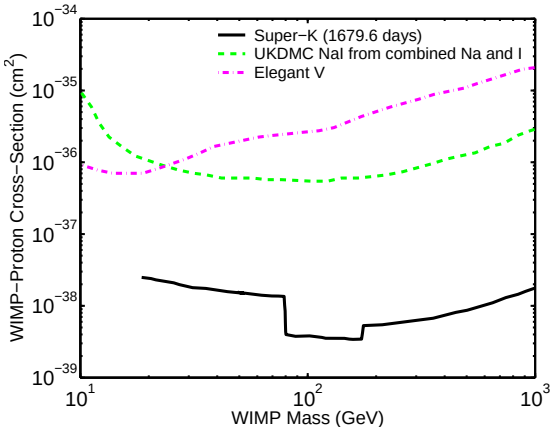

FIG. 1.9 – Limite sur la section efficace WIMP-proton pour une interaction dépendant du spin, obtenue par la collaboration Super-Kamiokande à partir de l'analyse du flux de muons ascendant dans la direction du Soleil.

Soleil ou la Terre et être détectés dans des télescopes à neutrinos.
L'ordre de grandeur des énergies attendues pour ces neutrinos est une fraction de la masse du WIMP, soit de l'ordre de quelques GeV à quelques TeV. L'énergie de neutrinos solaires "classiques" se situe plus aux alentours du MeV, et ne constitue donc pas ici un fond problématique. Le fond principal attendu est lié aux neutrinos atmosphériques, phénomène relativement bien connu et modélisé et permettant donc une soustraction de fond avec un bon niveau de confiance.

Cela dit, le Soleil est composé très majoritairement de noyaux légers, et en grande partie d'hydrogène - de protons. Prenant en compte les remarques du paragraphe précédent sur les modes d'interactions WIMP-matière, il est assez aisé de comprendre que la situation idéale pour ce type de mesure correspond à un couplage WIMP-nucléon de type axial-vecteur avec une contribution dominante du couplage au proton : le Soleil est probablement la plus importante cible proche de protons disponible. Un couplage de type scalaire conduira également à un taux d'interaction non nul, mais ce n'est pas le processus favorisé.
Inversement, si l'on s'interesse à un signal en provenance du centre de la Terre, c'est une interaction de type scalaire qui est privilégiée, car les matériaux que l'on y trouve sont nettement plus lourds (Fe) et ne présentent que marginalement des isotopes à spin nucléaire non nul.

Des expériences comme AMANDA [24] ou ANTARES [25] peuvent rechercher ce signal. AMANDA fournit d'ailleurs de premières limites sur le couple (masse, section efficace) du WIMP. La collaboration Super-Kamiokande a également publié de premières limites [26], qui sont actuellement les plus contraignantes dans le cas d'un couplage WIMP-matière dépendant du spin (fig 1.9). Leur analyse porte sur des données acquises

de 1996 à 2001 et considère les muons ascendants induits par les interactions de neutrinos énergétiques, en provenance du Soleil, du centre de la Terre et du centre galactique.

1.6.2 Rayons cosmiques

Une autre possibilité d'observation indirecte de WIMPs est la recherche d'un excès de rayons cosmiques, issus de l'annihilation de WIMPs du halo galactique. Si l'absence de signal ne permettrait pas de contraindre très fortement un candidat de matière noire - en raison des incertitudes liées à la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie, en revanche la découverte d'un signal serait un argument fort en faveur de l'existence de WIMPs. Trois types de rayonnements en particulier peuvent constituer une signature intéressante : des antiprotons, des positrons, et des rayons gamma.

Les antiprotons sont une composante faible et relativement mal connue des rayons cosmiques. Toutefois, les antiprotons produits de manière "classique" (principalement par interactions des rayons cosmiques primaires avec le milieu interstellaire) doivent, pour des raisons cinématiques [27], être produits avec une énergie typiquement supérieure à 1 GeV. La coannihilation de WIMPs, en revanche, ne présente pas cette limitation. La recherche d'un excès du taux d'antiprotons par rapport aux protons dans les rayons cosmiques à basse énergie pourrait donc apporter un indice fort en la faveur de l'existence de WIMPs. Il faut noter toutefois qu'il est possible que ce signal ne soit pas mesurable si jamais la masse du WIMP est trop grande, tout simplement parce que à densité d'énergie constante le nombre d'annihilations diminue fortement, l'annihilation étant une réaction à deux corps. Aucun signal n'a pour l'instant été mesuré, la meilleure limite sur le flux d'antiprotons à basse énergie provenant des résultats de la collaboration BESS [28] avec :

$$\Phi_{400-560MeV} = 1.27^{+0.37}_{-0.32} \cdot 10^{-6} GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$$

Un excès du flux de positrons dans la gamme d'énergie aux alentours de 10 GeV a déjà été observé par la collaboration HEAT [29]. Toutefois, il a été montré [30] que cet excès est trop important pour être expliqué uniquement par l'annihilation de WIMPs du halo galactique sans introduire un facteur d'amplification du signal, pour lequel les motivations théoriques restent encore incertaines. Il faut également expliquer pourquoi cette amplification s'appliquerait au flux de positrons et pas aux antiprotons ou aux gammas. Des modèles faisant intervenir une ou plusieurs zones proches à densité de WIMPs localement plus élevée ont par exemple été proposés, les positrons arrivant sur Terre venant statistiquement de zones de production plus proches que les antiprotons ou les rayons gamma. Si l'on interprète le signal de HEAT comme entièrement dû aux WIMPS, la corrélation de ces contraintes peut permettre de contraindre l'espace des modèles supersymétriques. Les tentatives dans ce sens n'ont toutefois pour l'instant pas fourni d'interprétation totalement satisfaisante (voir par exemple [31], et le fait que le modèle comporte plusieurs paramètres libres limite fortement son caractère prédictif.

Il est enfin possible d'envisager des processus d'annihilation de WIMPs où les produits sont des photons, dont l'énergie correspond à la masse du WIMP. Ce processus est d'autant plus favorisé que la contribution du photino à la composition de la LSP est importante. En particulier, s'il existe une accumulation de matière noire près du centre galactique, la détection d'un signal monochromatique (à la dispersion d'effet Doppler près) de gammas provenant de cette direction serait une indication forte de la présence de WIMPS dans le halo. Une contribution au fond continu due à l'annihilation cosmologique est également attendue, avec un maximum de sensibilité dans la gamme 1-100 GeV. Plusieurs expériences actuellement en préparation sont susceptibles d'observer un tel signal, comme le télescope Cerenkov atmosphérique HESS ou le détecteur spatial GLAST. De récentes études [32] tendent cependant à montrer que les sensibilités de ces détecteurs de nouvelle génération ne seront probablement pas suffisantes pour contraindre les modèles à partir des données concernant l'observation d'une raie monochromatique. L'étude de la forme du fond entre 1 et 100 GeV, pour des sources comme le centre galactiques ou certaines galaxies proches, devrait fournir a priori de meilleurs possibilités de tests des modèles supersymétriques.

1.6.3 Détection directe

La détection directe cherche à observer - directement, donc - l'interaction de WIMPs avec la matière ordinaire. Nous avons vu qu'il existait une section efficace d'interaction avec la matière ordinaire non nulle, dont la valeur est dictée principalement par la masse du WIMP et par sa composition. Pour chaque type de détecteur (chaque matériau), il est possible d'évaluer un taux attendu d'interaction qui est fonction de cette section efficace, ainsi que d'éléments de dynamique du halo et de physique nucléaire (voir annexe A). En théorie, les énergies typiques déposées - du keV à la centaine de keV - sont tout à fait accessibles à la détection grâce à diverses technologies bien connues en physique des particules. La difficulté se situe dans la très faible valeur du taux d'événements attendus, et la façon de les distinguer du bruit de fond issu par exemple de la radioactivité naturelle ou du bombardement par les rayons cosmiques.

Il existe trois phénomènes physiques susceptibles de fournir, à partir d'un dépôt d'énergie dans un matériau par une particule, une quantité mesurable et étalonnable. Tous les détecteurs de détection directe utilisent un ou plusieurs de ces processus, que l'on appelle aussi "voies". Nous disposons ainsi d'une voie lumière, d'une voie charge, et d'une voie chaleur. L'utilisation de telle ou telle voie conditionne le choix d'un matériau et la nature des techniques expérimentales à mettre en oeuvre. La figure fig 1.10 présente de manière schématique les relations entre les trois voies de mesures, quelques uns de leurs avantages respectifs et un éventail de matériaux utilisés dans des expériences actuelles. On peut donner pour chaque voie les grandes lignes suivantes, qui seront développées plus avant dans la partie de ce manuscript consacrée aux détecteurs Edelweiss :

La voie "lumière" repose sur l'utilisation d'un matériau scintillant. Lorsqu'une interaction a lieu entre un WIMP et le noyau d'un atome, ce dernier se retrouve dans un état

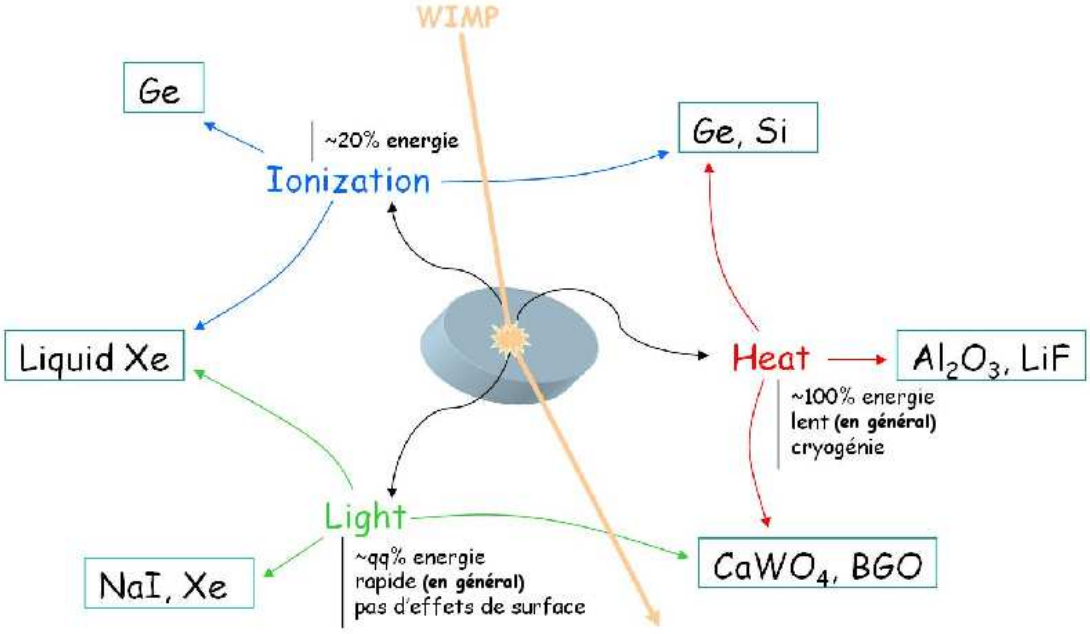

FIG. 1.10 – Schéma résumant les trois voies de mesure possible pour la détection directe de WIMPs, ainsi qu'un éventail de matériaux utilisés dans des expériences contemporaines.

excité. Il lui est alors possible de rapidement dissiper une partie de son énergie grâce à l'émission de photons. Si le milieu est transparent à la longueur d'onde émise, il est possible de collecter ces photons sur des photomultiplicateurs. Ceux-ci fournissent un courant de photo-électrons proportionnel au nombre de photons collectés.

La voie "charge" ou "ionisation" correspond à la collecte des charges créées au moment de l'interaction, dans un cristal semi-conducteur. Lorsqu'une particule diffuse sur le noyau ou sur le cortège électronique d'un atome, il y a création d'un certain nombre de paires de porteurs de charge électron-trou. Il est possible par application d'un champ électrique de collecter ces charges sur des électrodes afin d'obtenir un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée.

Enfin, la voie "chaleur" correspond à la mesure de l'élévation de température consécutive à l'interaction. En théorie, l'intégralité de l'énergie déposée par l'interaction doit se retrouver à plus ou moins longue échéance sous forme de chaleur, ce qui fait en principe de cette voie la plus prometteuse en termes de sensibilité à très basse énergie. Pourtant, un certain nombre de limitations expérimentales apparaissent rapidement, liées aux problèmes de thermalisation des détecteurs, aux constantes de temps souvent relativement importantes mises en jeu, et à la difficulté expérimentale de mesure de température. Il s'agit en effet de mesurer précisément des élévations de température de l'ordre du microKelvin sur des laps de temps de quelques millisecondes. Ceci nécessite

en général l'emploi de techniques de cryogénie de pointe, de réaliser un filtre thermique et de réguler la température.

1.6.4 Modulation annuelle et directionalité

Si un signal positif est trouvé par les expériences de détection directe, il existe deux phénomènes supplémentaires que l'on devrait être en mesure d'observer et qui sont liés à la dynamique du halo par rapport à un observateur fixe sur la Terre. En effet, nous avons vu que le modèle générique du halo présente une distribution isotrope des vitesses des WIMPS dans le référentiel galactique, avec un distribution maxwellienne telle que $\bar{v} \sim 270$ km/s. Le mouvement du Soleil dans ce même référentiel peut être assimilé à un mouvement circulaire uniforme avec une vitesse v ~ 220 km/s. Un observateur situé sur le Soleil verrait donc toujours sensiblement le même taux d'interactions de WIMPS. La Terre, en revanche, tourne autour du Soleil avec une orbite située dans un plan faisant un angle de 60° avec le plan galactique à une vitesse v_e. On peut montrer que [33] :

$$v_e = v_0 \cdot (1.05 + 0.07 \cdot \cos(\frac{2\pi(t - t_p)}{1yr})) \tag{1.8}$$

$$\text{avec } t_p = 2 \text{ Juin et } v_0 = \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{3/2}} = 220 \text{ km/s.}$$

Il existe ainsi une modulation annuelle du taux d'évènements attendus, avec un maximum aux alentours du 2 Juin, qui si elle était observée, serait une indication très forte de la validité du modèle du halo de matière noire.

La Terre tourne également autour de son axe Nord-Sud, incliné d'environ 42° par rapport au plan galactique, qui est la direction de ce que l'on peut voir comme le "vent de WIMPs" (fig 1.11). Un observateur situé à un point fixe sur la Terre devrait donc voir une évolution de la direction des interactions dues aux WIMPs, avec une période de 24 heures. Une expérience sensible à la fois à un signal WIMP et à la direction de l'interaction pourrait ainsi apporter un argument supplémentaire important en faveur d'une éventuelle découverte de WIMPs dans le halo.

1.7 Autres modèles de matière noire

Bien que la piste supersymétrique apparaisse à l'heure actuelle comme l'une des plus sérieusement justifiées, il existe d'autres scénarios de matière noire faisant l'objet de nombreuses études, et dont il faut certainement tenir compte car l'hypothèse WIMP, bien que très fortement mise en avant à l'heure actuelle, n'en est pas pour autant une certitude.

1.7.1 Le candidat Axion

L'axion est une particule hypothétique introduite en 1977 par Peccei et Quinn [34] pour résoudre le problème de violation de CP en chromodynamique quantique. Les

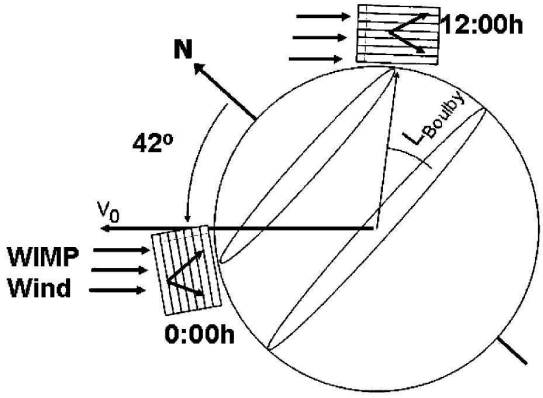

FIG. 1.11 – Influence du mouvement de rotation intrinsèque de la Terre sur la direction du "vent de WIMPs". Pour un observateur situé à une latitude donnée, la direction privilégiée des interactions dues aux WIMPs varie avec une période de 24 heures.

processus faisant intervenir l'interaction forte violent *a priori* CP avec une amplitude potentiellement non négligeable, alors que cette violation n'est pas observée expérimentalement - par exemple par la mesure du moment dipolaire du neutron. L'introduction d'un nouveau boson léger pseudoscalaire permet de résoudre ce problème en transformant le paramètre dans le Lagrangien QCD responsable de la violation en champ dynamique : c'est l'axion.

Les propriétés de cette particule au niveau cosmologique ont été abondamment étudiées depuis les années 80 (voir par exemple [35]). En ce qui concerne plus particulièrement la problématique de la matière noire, il existe une plage de masses possibles pour cette particule comprises entre 10^{-6} eV et 10^{-2} eV, qui peuvent lui permettre de prétendre à un rôle non négligeable en termes de densité cosmologique. Bien que ces masses soient très faibles, les particularités de son champ font que l'axion est effectivement non-relativiste au moment de son découplage avec le reste de la matière, la production primordiale d'axions s'effectuant de façon cohérente. Il se comporte donc comme de la matière noire froide.

Il existe deux modèles principaux décrivant le comportement de l'axion, poétiquement nommés KSVZ et DFSZ d'après les initiales de leurs inventeurs. La différence entre les deux se situe dans le fait que dans le cas KSVZ, l'axion n'est couplé qu'aux quarks, alors que dans le cas DFSZ il peut être couplé aux quarks ou aux leptons. Des expériences comme l'U.S. Axion Dark Matter Experiment (ADMX) utilisent le principe de cavité résonante radio-fréquence proposé par Sikivie en 1983 [36] pour augmenter localement sous l'influence d'un fort champ magnétique la probabilité de conversion d'un axion en photon par effet Primakoff inverse. Les limites actuelles sur la densité d'axions dans le halo sont plus contraignantes dans le cas KSVZ que dans le cas DFSZ. Elles sont respectivement d'environ 0.45 GeV/cm^3 et 3.0 GeV/cm^3 à 90 % de niveau

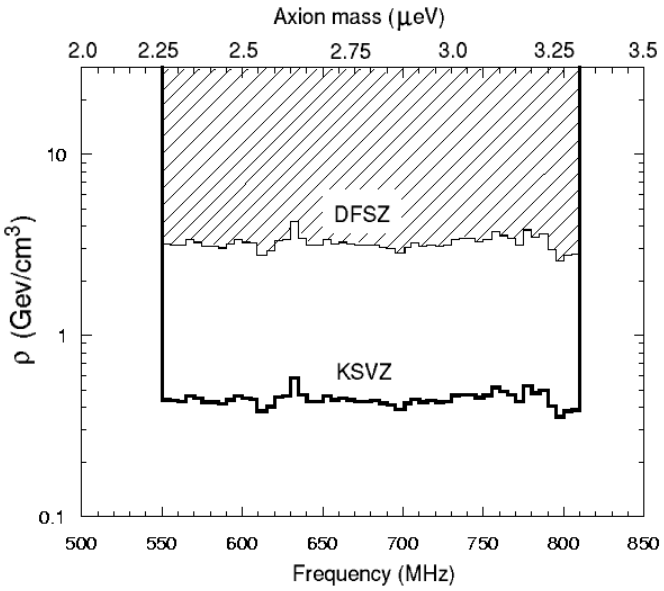

FIG. 1.12 – Valeurs des densités du halo de matière noire exclues, en fonction de la masse de l'axion, dans les cas KSVZ (en bas) et DFSZ (en haut)

de confiance (Fig. 1.12 issue de [37]), ce qui dans le premier cas est compatible avec les meilleures estimations de la densité totale du halo local de matière noire. La prochaine génération d'expériences devrait permettre de trancher définitivement sur l'hypothèse que les axions contribuent ou non une fraction appréciable de la matière noire.

Parallèlement, l'expérience CAST, qui recherche un excès d'axions en provenance du Soleil, a déjà obtenu de premiers résulats et devrait commencer à tester les premiers modèles réalistes d'axions d'ici quelques années [38]. Le principe de la détection est toujours basé sur la conversion des axions en rayons X de quelques keV à l'aide d'un champ magnétique intense, produit par un aimant de test du LHC.

1.7.2 Dimensions supplémentaires et modes de Kaluza-Klein

Une des extensions possibles du modèle standard fait intervenir des dimensions supplémentaires de notre Univers. Ce type de modèle peut également englober la supersymétrie et conduire à ce qui est aujourd'hui la seule piste sérieuse de théorie quantique de la gravitation, avec les supercordes. L'introduction de dimensions supplémentaires fournit naturellement un nouveau type de candidat pour la matière noire, sous la forme "d'états propres de masse" de particules pouvant se propager dans des dimensions supplémentaires de l'espace-temps.

Le formalisme associé aux dimensions supplémentaires est très complexe et nous n'entrerons pas ici dans les détails de la démonstration, mais l'argument est le suivant :

Si des particules se propagent dans une ou plusieurs dimensions supplémentaires, qui peuvent être compactes, elles sont associées à une "pile" infinie d'états partenaires possédant les mêmes nombres quantiques, que l'on appelle des "modes de Kaluza-Klein" en référence aux deux physiciens qui les premiers ont introduit la notion de dimensions supplémentaires dans les années 1920 [39]. Le plus léger de ces états, par un mécanisme similaire à la LSP dans le cadre de la supersymétrie, est stable et pourrait représenter un candidat de matière noire froide intéressant. Cette voie de recherche a connu récemment un regain d'intérêt et de premiers travaux [40] suggèrent que ce type de particule pourrait être détecté auprès d'expériences en collisionneurs, mais aussi dans les expériences de détection directe ou indirecte par ailleurs développées pour la recherche de WIMPs supersymétriques.

1.7.3 Théorie modifiée de la gravitation newtonienne

Formulée dans ses grands principes en 1983 par M. Milgrom [41], la Théorie Modifiée de la Gravitation Newtonienne (MOND) prend le problème de la matière noire pour ainsi dire à l'envers. Partant de l'observation des distributions de vitesse des galaxies, elle emet l'hypothèse que toute la dynamique doit être expliquée par la matière visible seule. En conséquence de quoi, si la mécanique newtonienne ou la relativité générale ne peuvent rendre compte des phénomènes observés, alors c'est que la mécanique newtonienne et la relativité générale ne s'appliquent pas. L'idée est donc d'introduire une modification de la relativité générale à partir d'une certain échelle. Cette échelle fut initialement pensée en termes de distance, mais il est rapidement apparu que cela introduisait des contradictions avec les observations sur des galaxies de tailles différentes. Milgrom propose donc plutôt une échelle d'accélération, modifiant la relativité générale aux très faibles valeurs, typiquement en dessous de 10^{-8} cm/s^2. Depuis, un certain nombre d'auteurs ont cherché à modéliser cette idée dans le cadre d'une théorie cohérente avec l'ensemble des observations.

A l'heure actuelle il n'existe pas encore de modèle totalement satisfaisant et cohérent (voir par exemple [42]). Cela dit, il serait erroné de penser que l'hypothèse de la matière noire est une panacée et ne pose pas quelques ambiguités d'interprétation, notamment au niveau des propriétés du halo galactique (voir par exemple [43]). Il se trouve toutefois que les phénomènes majeurs expliqués avec succès par les scenarios "matière noire" (en particulier la formation des structures) sont bien plus nombreux que par toute autre théorie alternative.

Bibliographie

[1] L. Marleau, http://feynman.phy.ulaval.ca/marleau/marleau_ppnotes.pdf

[2] A.G. Riess et al, Astron. J. 116, 1009 (1998)

[3] S. Perlmutter et al, AstroPhys. J. 517, 565 (1999)

[4] M. Tegmark et al, Phys. Rev. D 69, 103501 (2004)

[5] F. Zwicky, Helv. Phys. Acta 6, 110 (1933)

[6] M. Girardi et al, Astrophys. J. 505, 74 (1998)

[7] A.E. Evrard, C.A. Metzler, J.F. Navarro, Astrophys. J. 469, 494 (1996)

[8] D. Tytler et al, Phys. Scripta 85, 12 (2000)

[9] S. Eidelman et al (Particle Data Group), Phys. Lett. B592, 1 (2004)

[10] D.H. Weinberg et al, AstroPhys. J. 490, 564 (1997)

[11] P. Tisserand, PhD Thesis Université Sofia-Antipolis (2004)

[12] G.F. Smoot et al, ApJL 396, L1-L5 (1992)

[13] D.N. Spergel et al (WMAP coll.), Astrophys. J. Suppl. 148, 175 (2003)

[14] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. 86, 5656 (2001) *and* The SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 89, 11301 (2002)

[15] ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B 583, 247 (2004)

[16] A.H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, Phys. Rev. Lett. 49, 970 (1982)

[17] P. F. Smith and J. R. J. Bennet, Nucl. Phys. B 82, 65 (1979)

[18] H. Pagels, J.R. Primack, Phys. Rev. Lett. 48, 223 (1982)

[19] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, Phys. Rep. 267, 195 (1996)

[20] S.R. Golwala, PhD Thesis UC Berkeley (2000)

[21] J.L. Bourjaily, astro-ph/04100470

[22] J. Engel, Phys. Lett. B 264, 114 (1991)

[23] V.I. Dimitrov, J. Engel and S. Pittel, Phys. Rev. D 51, R291 (1995)

[24] J. Arhens et al, Phys. Rev. D 66 (2002)

[25] L.F. Thompson, Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (2003)

[26] S. Desai et al, Phys. Lett. B 583, 247 (2004)

[27] G. Jungman and M. Kamiokowski, Phys. Rev. D 49, 2316 (1994)
[28] S. Orito et al, Phys. Rev. Lett. 84, 1078 (2000)
[29] S.W. Barwick et al, Astrophys. J. 482, L191 (1997)
[30] E.A. Baltz and S. Edsjö, Phys. Rev. D 56, 1879 (1997)
[31] E.A. Baltz et al, Proc. IDM2002, York, astro-ph/0109318 (2002)
[32] N.W. Evans, F. Ferrer and S. Sarkar, Phys. Rev. D 69, 123501 (2004)
[33] A. Drukier, K. Freese, D. Spergel, Phys. Rev. D 30, 2295 (1984)
[34] R.D. Peccei and H.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38, 1440 (1977)
[35] M.S. Turner, Phys Rev. Lett. 51, 1415 (1990)
[36] L. Abbott and Sikivie, Phys. Lett. B 120, 133 (1983)
[37] S.J. Asztalos et al, Astrophys. J. Lett. 571, L27 (2002)
[38] CAST Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94, 121301 (2005)
[39] T. Kaluza, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berl. Math. Phys K1, 966 (1921)
[40] G. Servant, T. Tait, Nucl. Phys. B 650, 391 (2003)
[41] M. Milgrom, Astrophys. J. 270, 365 (1983)
[42] J.D. Bekenstein, proc. 28th Johns Hopkins Workshop, astro-ph/0412652
[43] J.A. Selwood and A. Kosowski, ASP Conf. Proc. Vol. 240 (2001)

Chapitre 2

Détecteurs cryogéniques

2.1 Bolomètres

L'appelation "bolomètre" désigne un type particulier de détecteur, mesurant l'énergie d'une interaction dans un solide à travers les effets thermiques qu'elle induit. En théorie, il s'agit donc d'un détecteur universel dans le sens où il est capable de détecter l'interaction de n'importe quel type de particule avec le milieu absorbeur. Par extension, les détecteurs d'Edelweiss sont également appelés bolomètres, bien qu'ils disposent, en plus de cette voie de mesure "chaleur", d'une seconde voie "ionisation". Dans les paragraphes qui suivent, nous allons nous attacher à décrire les spécificités de ces détecteurs, ainsi que les processus physiques intervenant dans l'interaction avec le détecteur des différents types de particules auxquels Edelweiss est sensible.

2.1.1 Intérêt des bolomètres pour la recherche de matière noire

La détection directe de matière noire se heurte à une contrainte expérimentale principale : la très faible probabilité d'interaction d'une particule de type WIMP avec la matière ordinaire. Pour avoir une chance d'observer un signal significatif, un détecteur approprié doit :

- être sensible à la gamme d'énergie typique de l'interaction de WIMPs avec la matière. Cette grandeur dépend évidemment du modèle de WIMP considéré, mais on peut garder en mémoire un dépôt d'énergie typique de l'ordre de 1 à 100 keV.

- être massif, afin de permettre un taux intégré d'interaction dans le détecteur significatif. A titre d'indication dans le germanium, suivant le modèle de WIMP et compte tenu des limites actuelles sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon, on attend un taux de dépôts d'énergie supérieurs à 10 keV pouvant varier de 10^{-3} à 10^{+1} évènements par kg de détecteur et par an.

- permettre l'accumulation de données sur de longues périodes de manière stable, pour les mêmes raisons que ci-dessus.

- offrir un moyen de discerner les interactions effectivement dues à des WIMPs de l'inévitable fond issu de la radioactivité naturelle. Etant donné les taux d'interaction mis en jeu, cette condition est absolument primordiale.

La technologie bolomètrique permet précisément de répondre à ces critères. L'équation de base d'un bolomètre est :

$$\Delta T = E/C \tag{2.1}$$

où ΔT désigne l'élévation de température enregistrée par le bolomètre à la suite d'un dépôt d'énergie E, et C est la capacité calorifique totale du détecteur. Cette dernière grandeur évolue avec la température, et est régie à basse température ($T << \theta_D$) par la loi de Debye pour les isolants et les semi-conducteurs :

$$C = 1944 \frac{n_{maille}}{M_{maille}} \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \; en \; J.K^{-1}.g^{-1} \tag{2.2}$$

où n_{maille} est le nombre d'atomes dans une maille élémentaire du cristal, et M_{maille} sa masse molaire. θ_D est la température de Debye. Pour le germanium, elle vaut 374 K.

Ainsi, plus on opère à basse température, plus on travaille avec une faible capacité calorifique. Pour une énergie déposée donnée, l'élévation de température associée sera donc d'autant plus facilement mesurable que la capacité calorifique sera faible, c'est-à-dire que la température du milieu sera basse (du moins, tant que C n'est pas limitée par d'autres facteurs comme la capacité calorifique nucléaire[1]). Les techniques de cryogénie actuelles permettent de refroidir plusieurs kg de matière à quelques dizaines de mK.
Prenons l'exemple d'un cristal de germanium de 300 g. A température ambiante (300 K), une interaction produisant un dépôt de 1 MeV conduira à une élévation de température du détecteur de $\sim 10^{-17}$ K, soit absolument non-mesurable. A 17 mK, qui est la température à laquelle sont opérés les détecteurs d'Edelweiss, cette élévation de température sera de 0.1 mK, soit deux ordres de grandeur seulement en dessous de la température de fonctionnement. Le gain en sensibilité est certainement appréciable !

2.1.2 Physique des interactions dans le détecteur

Afin de mieux appréhender la signification physique des résultats des prises de données, et en particulier de comprendre les différents fonds qui limitent la sensibilité de l'expérience, il convient de se familiariser avec les différents modes d'interaction des particules dans le détecteur, et la façon dont les signaux sont collectés.

2.1.2.1 Photons

Les photons constituent l'un des fonds les plus importants. Des photons sont émis en permanence par la plupart des matériaux contenant des impuretés radioactives, et par-

[1] La capacité calorifique nucléaire décrit l'agitation thermique électronique inhérente à un atome donné, indépendamment de la température.

ticipent au bilan énergétique d'un nombre important de phénomènes de relaxation dans la matière en général. De fait, il est très difficile voire impossible de trouver un environnement expérimental exempt de tout photon, car le parcours moyen dans le germanium de photons même d'assez faible énergie reste assez élevé, de l'ordre de grandeur des dimensions du cristal. Par exemple, un photon de 100 keV possède un parcours moyen de près de 4 mm dans le germanium, et un photon de 2 MeV peut traverser plusieurs centimètres de cuivre.

Il existe trois principaux types d'interactions des photons avec la matière : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires e^+/e^-. Nous allons chacun les détailler.

i) L'effet photoélectrique correspond à l'absorption de l'énergie d'un photon par un électron d'un atome. Lorsque l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, ce dernier est éjecté avec une énergie cinétique correspondant à la différence entre l'énergie du photon incident E_γ et l'énergie de liaison de l'électron E_l. La quantité de mouvement est conservée grâce à un recul de l'atome, dont l'énergie associée est très faible en raison de la différence des masses, et souvent négligée.
L'atome ainsi "percuté" se retrouve privé d'un électron de son cortège, ce qui correspond à une configuration instable. Des phénomènes concurrents de relaxation de l'énergie potentielle interviennent alors, qui peuvent être de trois types :

- recombinaison radiative - capture d'un électron et émission d'un photon d'énergie E_l. Il s'agit ici de fluorescence de rayons X.

- Effet Auger - réorganisation interne des niveaux électroniques et émission d'un photon d'énergie $E_\gamma^* < E_l$, ainsi que d'un électron portant le reste de l'énergie $E_l - E_\gamma^*$.

- Création d'un défaut - l'atome se retrouve dans une configuration métastable et l'énergie reste stockée.

La section efficace de l'effet photoélectrique varie en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique de l'absorbeur de la façon suivante :

$$\sigma \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^p}$$

avec n et p variant respectivement de 4 à 5 et de 3 à 1, lorsque E_γ croît de 0.1 à 3 MeV [1]. L'effet photoélectrique est le processus d'interaction dominant pour des photons d'énergie faible (jusqu'à quelques centaines de keV) et des cibles de Z élevé.

ii) La diffusion Compton correspond à une collision élastique entre un photon d'énergie E_γ et un électron de la cible, que l'on peut considérer comme au repos. Le photon cède une partie de son énergie à l'électron, et un nouveau photon d'énergie $E_\gamma^* < E_\gamma$ est émis avec un angle θ par rapport à la direction incidente. La conservation

de l'énergie et de la quantité de mouvement nous permet d'écrire que l'énergie déposée, c'est à dire l'énergie cédée à l'électron, est :

$$\Delta E = \frac{(1-\cos\theta)E_\gamma/m_e c^2}{1+(1-\cos\theta)E_\gamma/m_e c^2} \tag{2.3}$$

On voit que même pour un choc frontal ($\theta = \pi$), toute l'énergie du photon n'est pas déposée, et il existe donc une énergie maximale d'interaction Compton assez nettement inférieure à l'énergie du pic photoélectrique. Le photon diffusé peut ensuite subir d'autres diffusions, être éventuellement absorbé par effet photoélectrique, ou réussir à sortir du cristal. La lenteur de formation des signaux notamment en chaleur fait que l'on n'est sensible qu'à la somme des énergies déposées, et l'on retrouve donc dans le "pic photoélectrique" les photons ayant diffusé n fois avant d'être absorbés dans un même détecteur. La géométrie des détecteurs joue donc un rôle important dans l'allure des spectres en énergie que l'on va observer.
La diffusion Compton est le processus d'interaction majoritaire pour des photons d'énergie de quelques centaines de keV à quelques MeV, et pour des cibles de Z faible.

ii) La création de paires peut intervenir si le photon incident possède une énergie supérieure à deux fois l'énergie d'un électron au repos :

$$E_\gamma > 2m_e c^2 = 2 \times 511\ keV$$

Par interaction avec le champ électromagnétique d'un noyau atomique, un tel photon est alors capable de s'annihiler pour créer une paire électron-positron. Le positron émis s'annihile rapidement avec un électron du milieu, et fournit deux nouveaux photons d'énergie 511 keV.
La section efficace de ce procesus varie comme le carré du numéro atomique de la cible Z^2. Il devient dominant pour des cibles de noyaux lourds, et des photons d'énergie supérieure à quelques MeV, ce qui est nettement supérieur à la gamme d'énergie qui nous intéresse pour la recherche de matière noire qui est de la centaine de keV au mieux. Pour mémoire, l'énergie maximale d'un photon issu de la radioactivité naturelle (hors rayons cosmiques) provient de la désintégration du ^{208}Tl et vaut 2,614 MeV. Cet effet ne nous concerne donc essentiellement pas.

La figure 2.1 résume l'importance relative de chacun des trois procédés d'interaction photon-matière, en fonction du Z de la cible et de l'énergie du photon incident.

2.1.2.2 Electrons

Nous avons vu que l'interaction des photons avec la matière fait intervenir des électrons, qui peuvent se retrouver dotés d'une énergie relativement importante - égale à l'énergie du photon incident (à l'énergie de liaison près) dans le cas de l'effet photoélectrique. Ce sont les phénomènes de ralentissement de ces électrons dans l'absorbeur qui définissent la manière dont l'énergie de l'interaction initiale est finalement collectée. De

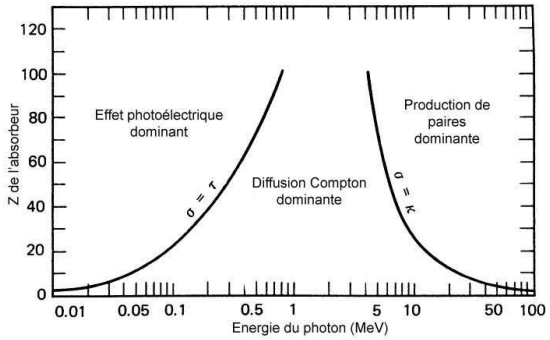

FIG. 2.1 – Importance relative des trois processus majeurs d'interaction photon-matière, en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique Z de la cible. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse - typiquement en dessous de 1 MeV, l'effet photoélectrique puis la diffusion Compton dominent.

plus, le rayonnement β d'électrons de faible énergie (jusqu'à quelques MeV quand même) est une conséquence d'un certain nombre de désintégrations radioactives, et peut participer ultimement à un fond génant de l'expérience (voir chapitre 5). Il est donc capital de comprendre les processus par lesquels ils restituent leur énergie dans le détecteur.
L'énergie d'un seul de ces électrons est très nettement supérieure au gap du germanium. Comme nous allons le voir, les processus mis en jeu dans leur freinage impliquent majoritairement d'autres électrons de la cible, en nombre important car leur énergie moyenne reste faible - de l'ordre de grandeur du gap.
Notons également que le parcours moyen d'un électron dans le germanium est nettement inférieur à celui d'un photon de même énergie. Il est typiquement de 1 mm pour un électron de 1 MeV, et tombe à 10 microns à 60 keV. On peut l'approcher par la formule empirique suivante :

$$l = \frac{0.064}{\rho} E^{1.68} \tag{2.4}$$

où E est l'énergie cinétique de l'électon exprimée en keV et ρ est la densité de l'absorbeur en g.cm^{-3}, et l est exprimé en μm.

i) Le rayonnement de freinage, ou "Bremsstrahlung", intervient surtout à très haute énergie. Il devient dominant typiquement pour un électron d'énergie cinétique $E_k > 800/Z$ MeV, soit dans une gamme d'énergie très largement supérieure à celle qu'étudie Edelweiss.
Pour mémoire toutefois, le principe en est le suivant : toute particule chargée (un électron) accélérée dans un champ électromagnétique (à proximité d'un atome) émet un rayonnement. La section efficace de ce processus est proportionnelle à Z^2 et inversement proportionelle à l'énergie du photon produit, qui peut aller de 0 à la totalité de l'énergie cinétique de l'électron.

ii) L'ionisation ou interaction avec un électron d'un atome voisin, est le phénomène dominant dans la gamme d'énergie considérée. Il fait intervenir la collision inélastique

d'un électron avec un atome de la cible, qui peut résulter soit en l'excitation d'un de ses électrons soit en sa libération complète. Ces interactions sont régies par des lois coulombiennes, auxquelles il faut ajouter des termes tenant compte des effets relativistes [1]. Le pouvoir d'arrêt moyen - c'est à dire le taux d'énergie perdue par unité de longueur - est alors proportionnel à la densité atomique $N \times Z$, où N est le nombre d'atomes par unité de volume et Z le numéro atomique de la cible.
Ainsi, l'électron initial excite sur son parcours un nombre relativement important d'électrons du cristal, qui à leur tour peuvent exciter d'autres électrons, créant ainsi par un phénomène de cascade une sorte de nuage d'électrons excités.

iii) La thermalisation de ces électrons de relativement faible énergie est liée à la problématique de création de paires électron-trou dans un matériau semiconducteur. Il n'appartient pas à cette étude de rentrer dans les détails et on pourra trouver une discussion plus détaillée du sujet en [2], mais les lignes directrices principales du raisonnement sont les suivantes :

Il a été vérifié expérimentalement à de nombreuses reprises qu'à partir d'une énergie assez grande (c'est à dire nettement supérieure à l'énergie de liaison d'un électron), toutes les particules ionisantes conduisent à la formation du même nombre de paires électron-trou pour un matériau donné et une énergie donnée. On définit donc naturellement une énergie de création de paire $\epsilon = E/N$, où N est le nombre de paires créées et E l'énergie de la particule. Pratiquement, on peut voir ce phénomnène comme la création en cascade de paires jusqu'à ce que l'énergie des porteurs créés tombe en dessous d'un certain seuil, qui vaut $1.5 \times E_{GAP}$. Rappelons que pour le germanium, le gap est indirect et vaut : $E_{GAP} = 0.746$ eV.

La relaxation doit alors s'effectuer par d'autres moyens. L'énergie cinétique est cédée par des processus de diffusion électron-phonon. Un phonon est un mode propre de vibration du cristal. Il correspond donc en fait à un mouvement du réseau cristallin, c'est à dire en définitive à un échauffement. Le processus continue jusqu'à l'annulation de l'énergie cinétique des porteurs. Chaque paire électron-trou peut alors se recombiner par différents processus, que nous avons déjà cités dans le paragraphe traitant de l'effet photoélectrique : Recombinaison radiative, effet Auger, et piégeage. Ce dernier effet est en réalité à la fois très complexe et très important dans notre cas, et on pourra en trouver une discussion plus précise en [3].

Pour ce qui nous concerne toutefois, c'est-à-dire la mesure de l'énergie déposée, le point important à retenir est que cette énergie est toujours ultimement cédée au réseau cristallin sous forme de phonons thermiques, qui correspondent à une élévation de température du milieu.

2.1.2.3 Neutrons

Les neutrons peuvent être présents dans le fond d'évènements enregistrés par Edelweiss en tant que produits de la radioactivité naturelle de l'environnement du laboratoire. Une source de neutrons (^{252}Cf) est également spécifiquement employée pour étalonner les détecteurs. En effet, alors qu'un électron ou un photon intéragit très majoritairement avec le cortège électronique d'un atome, l'interaction d'un neutron s'effectue avec le noyau atomique, par des processus de diffusion élastique ou inélastique.
Les neutrons qui nous intéressent ici possèdent une énergie typique de quelques MeV, ce qui conduit à un dépôt d'énergie de l'ordre de la dizaine de keV. De tels neutrons tombent sous l'appellation de "neutrons rapides".

Dans le germanium, les sections efficaces des processus de diffusion élastiques et inélastiques sont comparables pour des neutrons de quelques MeV [4].

La diffusion élastique d'un neutron de masse m et d'énergie E sur un noyau de masse M provoque un recul de ce dernier, avec une énergie cédée bien approchée dans le modèle des sphères dures par :

$$E_R = \frac{4 \cdot m \cdot M}{(m+M)^2} E \cdot \cos^2 \theta \tag{2.5}$$

où θ est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse. L'énergie cédée est maximale pour un choc frontal ($\theta = 0$). Si l'on admet que toutes les directions de diffusion sont équiprobables, l'énergie moyenne cédée est égale à la moitié de l'énergie maximale. Ainsi, un neutron de 1 MeV dans le germanium ($A = 72$) déposera en moyenne 12 keV par interaction. Nous verrons au paragraphe suivant comment cette énergie acquise par le noyau peut être collectée.

La diffusion inélastique d'un neutron sur un noyau correspond à une réaction du type :

$$n +^A Ge \longrightarrow^{A+1} Ge^* \longrightarrow^A Ge + n' + \gamma$$

Un neutron est momentanément capturé par un noyau, qui relaxe en émettant simultanément un photon d'énergie quantifiée et un nouveau neutron d'énergie inférieure à celle du neutron incident. Suivant la position de l'interaction, ces deux particules ont une chance non négligeable d'être aussitôt réabsorbées dans le détecteur et de conduire in fine à un signal cumulant l'interaction d'un photon et celle d'un neutron. Cette population d'interactions est d'ailleurs nettement observée dans les données de calibration d'Edelweiss, comme nous le verrons au chapitre 4.

2.1.2.4 Ions

La dernière catégorie de particules "classiques" susceptibles d'interagir dans nos détecteurs sont les ions. En particulier, on pense ici à des particules alphas - autrement dit

des noyaux d'hélium, qui sont un produit courant des chaines de décroissance radioactives. D'autre part, lorsqu'un noyau de la cible a été mis en mouvement par la collision élastique avec un neutron, il se comporte comme un ion. L'étude du ralentissement de ces ions est donc d'un intérêt de premier plan pour la compréhension des phénomènes de thermalisation et de collecte des énergies déposées.
Deux phénomènes participent au ralentissement de l'ion : des collisions inélastiques avec les électrons du milieu, et des collisions élastiques avec les atomes.

i) Les collisions inélastiques de l'ion avec les électrons des couches périphériques qu'il rencontre sur sa trajectoire constituent le processus majeur de ralentissement à haute énergie, et jusqu'à quelques keV. Il s'agit d'une interaction de type coulombien, dont le pouvoir d'arrêt, c'est à dire la perte d'énergie linéique, est décrit par la formule de Bethe :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_I^2 Z_C e^4 N}{m_e v_I^2} \ln \frac{2 m_e v_I^2}{I} \tag{2.6}$$

où les indices I et C concernent respectivement l'ion incident et la cible. I est le potentiel moyen d'ionisation et vaut en première approximation $10 \times Z_C$ eV. N est la densité électronique de la cible.
En raison de la différence de masse entre l'ion et un électron, le parcours de l'ion n'est pas dévié par ces interactions. De plus, la quantité d'énergie cédée dans chaque intéraction reste faible et ne peut dépasser une fraction $4m_e/M$ de l'énergie cinétique de l'ion. En revanche, la portée de l'interaction coulombienne n'est pas limitée et l'ion est à chaque instant en interaction avec un nombre très important d'électrons.

ii) Collision élastique avec les atomes
Alors qu'il perd de son énergie et que celle-ci atteint quelques keV, l'ion ralentit et capture des électrons. La formule de Bethe n'est alors plus directement applicable et il faut prendre en compte des effets d'écrantage, ainsi qu'éventuellement des effets quantiques lorsque l'énergie devient trop faible pour ioniser certains niveaux électroniques. Ceci est particulièrement vrai pour les ions lourds comme le germanium. A plus basse énergie encore, il peut y avoir réarrangement des niveaux électroniques et formation d'une quasi-molécule. Dans ces conditions, le ralentissement de l'ion est proportionnel à sa vitesse selon le modèle de Lindhard [5]. Eventuellement, l'ion est stoppé et devient (ou redevient) un atome neutre.
Le parcours moyen de ces noyaux lourds dans le germanium reste toujours très petit par rapport à celui des électrons, pour les énergies que nous considérons. A titre d'illustration, un noyau d'hélium (le plus léger) doté d'une énergie incidente de 5.5 MeV possède un parcours moyen dans le germanium de 20 microns.

L'énergie est donc encore une fois absorbée par des porteurs de charge. Leur énergie cinétique est ensuite rapidement relaxée par des processus de diffusion électron-phonon, et on retrouve l'intégralité de l'énergie déposée sous forme de chaleur.

2.1.3 Description d'un bolomètre chaleur-ionisation Edelweiss

L'élévation de température du détecteur apparaît ainsi, pour tous les types d'interactions, comme la grandeur contenant toute l'information sur l'énergie déposée dans le détecteur. Sauf piégeage, les porteurs de charge absorbent transitoirement une partie de cette énergie et la relaxent sous forme de phonons jusqu'à annuler leur énergie cinétique. Les paires électron-trou sont alors prêtes à se recombiner par différents processus, ou le cas échéant à être collectées par application d'un champ électrique. Le reste de l'énergie sert à créer directement des phonons.
Dans le cas d'une interaction faisant intervenir le cortège électronique d'un atome du détecteur (par exemple, l'interaction d'un photon), les électrons récupèrent directement l'énergie et un grand nombre de paires de porteurs libres sont créées. Dans le cas d'une collision avec le noyau d'un atome cible (comme c'est le cas pour les neutrons, ou les WIMPs), l'ion ainsi créé cède son énergie majoritairement aux électrons environnants par interaction coulombienne, puis à travers des chocs élastiques avec d'autres atomes du milieu, avant de s'immobiliser de nouveau. Ces porteurs excités cèdent ensuite rapidement leur énergie au réseau sous forme de phonons.

Toutefois, à énergie déposée égale le nombre de paires électron-trou créées dans chaque cas n'est pas le même. Dans le germanium, des études ont montré qu'à énergie déposée égale, un recul de noyau engendre environ trois fois moins de paires de porteurs qu'un recul électronique [5]. Ce rapport évolue bien entendu en fonction de l'énergie mise en jeu.
Si nous pouvons trouver un moyen de récupérer cette information du nombre de porteurs créés pour chaque interaction, nous disposerons d'un critère de discrimination active entre les deux types d'interaction et donc potentiellement d'un moyen de réduction très important du bruit de fond. C'est sur ce principe que repose la technologie des bolomètres ionisation-chaleur d'Edelweiss : En plus de la mesure de l'élévation de température à l'aide d'un thermomètre couplé thermiquement au cristal absorbeur, l'application d'un champ électrique dans le détecteur permet la collecte des paires électron-trou créées sur des électrodes métalliques et leur comptage. La connaissance de ces deux grandeurs permet de différencier une interaction de type recul nucléaire d'une interaction de type recul électronique.

Chacune des deux méthodes de mesure de l'énergie va être détaillée dans les deux paragraphes qui suivent.

2.1.3.1 Voie chaleur

Nous avons vu au paragraphe 2.1.1 l'intérêt que présente un bolomètre constitué d'un absorbeur diélectrique à très basse température. L'équation de base d'un bolomètre (2.1) nous apprend en effet que l'élévation de température consécutive au dépôt d'une énergie E est directement proportionelle à l'inverse de la capacité calorifique C de l'absorbeur.
Cela étant, nous avons encore besoin d'un moyen de *mesure* de cette élévation de tem-

pérature, c'est à dire d'un thermomètre. Typiquement, un thermomètre va traduire une variation de température en variation d'une grandeur mesurable, par exemple électrique ou magnétique, et le plus couramment une résistance. Si on polarise le thermomètre à courant constant, la variation de température va entrainer une variation de résistivité, qui se traduira par un signal en tension.
Il existe différent types de thermomètres envisageables, mais ceux que les détecteurs Edelweiss utilisent sont des semi-conducteurs fortement dopés : ce sont les capteurs "NTD".

i) Capteur NTD

Les capteurs NTD-Ge (Neutron Transmuted Doped Germanium) sont de petits (dimensions de l'ordre de 1 mm) cristaux de semiconducteur - en l'occurence de germanium - qui ont été soumis à un flux intense de neutrons thermiques. L'interaction des neutrons dans le cristal crée un certain nombre d'impuretés (principalement des atomes de gallium) et "dope" le semiconducteur, avec un taux de dopage proportionnel au flux de neutrons et à la durée d'exposition. Le taux de dopage est directement relié à la résistivité du matériau, et il est possible en controlant précisément la procédure d'irradiation de faire en sorte que le profil de résistivité du capteur en fonction de sa température soit favorable au point de fonctionnement visé. Ainsi, pour Edelweiss on cherche typiquement à obtenir des senseurs de quelques MΩ à 17 mK (pour des raisons d'accord avec l'électronique de mesure). La "raideur" de ce profil à ce point précis définit alors la sensibilité du thermomètre. Un tel matériau est couramment appelé "isolant d'Anderson", car l'évolution de sa résistivité relève d'une problématique de Mott-Anderson (voir par exemple [6] pour plus de précisions).
La variation de résistivité de ces thermomètres est donnée à basse température par une loi de type Efrös et Shklovskii [7] :

$$\rho(T) = \rho_0 \cdot e^{\sqrt{\frac{T_0}{T}}} \tag{2.7}$$

ce que l'on peut vérifier expérimentalement relativement facilement.

ii) Fuite thermique

Afin de pouvoir enregistrer un grand nombre d'interactions tout en maintenant le détecteur dans sa configuration optimale, il est nécessaire d'évacuer l'énergie déposée par la particule lors de l'interaction : c'est le rôle de la fuite thermique. En pratique il s'agit d'une liaison (métallique dans notre cas) entre le détecteur et le cryostat, que l'on suppose maintenu à température constante. C'est la conductivité G de ce couplage thermique qui va déterminer l'allure des impulsions enregistrées par le thermomètre. En première approximation (c'est à dire en négligeant les temps d'homogénéisation de la température), on peut considérer le mécanisme suivant :

Soit $T(t)$ la grandeur décrivant l'évolution de la température du système thermomètre + absorbeur. On peut raisonablement négliger le couplage thermique entre ces deux éléments. A l'équilibre, $T(t) = T_0$ la température du cryostat. On note $\Delta T(t) = T(t) - T_0$

la grandeur décrivant la variation de température consécutive à un dépôt d'énergie E intervenant à $t = 0$. Si C est la capacité calorifique du matériau et G la conductivité de la fuite thermique, alors :

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} \cdot exp\left(-\frac{t}{C/G}\right) \tag{2.8}$$

Le dépôt d'une énergie E entraine une augmentation instantanée de la température de E/C, et la présence de la fuite thermique impose une relaxation exponentielle avec une constante caractéristique C/G. Le choix de la valeur de la fuite thermique est donc tout à fait crucial, car il conditionne la rapidité des signaux enregistrés. Un temps de décroissance trop important donnera lieu à de l'empilement de signaux, tandis qu'une relaxation trop rapide conduira à une perte de précision sur l'amplitude des signaux, ainsi qu'éventuellement à une baisse du rapport signal/bruit dans les cas les plus extrêmes, si l'évacuation de la chaleur intervient avant la thermalisation du capteur.

iii) Polarisation

Un effet est toutefois absent du modèle précédent : pour utiliser le thermomètre, il est nécessaire de le polariser. Pour des raisons de stabilité thermique, la polarisation des semiconducteurs dopés s'effectue à courant constant (voir [2] pour plus de précisions sur ce point). Ainsi, à l'équilibre une petite puissance est toujours dissipée dans le thermomètre par effet Joule, et la température T_0 est en réalité légèrement supérieure à la température de régulation du cryostat. Lorsqu'une énergie E est déposée, la température du thermomètre augmente et par conséquent sa résistance diminue. La puissance dissipée par effet Joule $R(T)I^2$ diminue donc également, et le thermomètre refroidit ainsi plus rapidement : c'est ce que l'on appelle la contre-réaction thermique. On peut alors dériver d'un bilan thermique l'expression suivante :

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} \cdot exp\left(-\frac{t}{\frac{C}{G-\alpha_0 P_0}}\right) \tag{2.9}$$

où α_0 est la sensibilité du thermomètre à la température T_0, et P_0 est la puissance dissipée par effet Joule à l'équilibre thermique. On a :

$$\alpha_0 = \frac{1}{R(T_0)} \cdot \left.\frac{dR}{dT}\right|_{T=T_0} \tag{2.10}$$

et

$$P_0 = R(T_0) \cdot I^2 \tag{2.11}$$

Etant donné que $\alpha_0 < 0$, la polarisation à courant constant a pour effet d'accélérer la réponse du thermomètre.

iv) Couplage électrons-phonons

La grandeur effectivement mesurée est de nature électrique : la résistance du senseur thermique. Nous avons vu que les porteurs de charge de l'absorbeur en germanium

étaient couplés à une population de phonons, de telle sorte que que l'énergie déposée est convertie en élévation de température. En tout état de cause, ce processus possède un temps caractéristique nettement inférieur à la microseconde.
Pour la mesure, toutefois, il est nécessaire que cette élévation de température soit communiquée au senseur thermique. Le couplage thermique qui existe entre les deux populations de phonons – dans l'absorbeur et dans le senseur – définit le mode de fonctionnement du capteur. On appelle encore ce couplage "résistance de Kapitza". Dans le cas des senseurs NTD collés sur l'absorbeur, ce couplage est tel que la thermalisation du cristal s'effectue avant que l'élévation de température soit communiqué au senseur : nous ne sommes sensibles qu'au régime thermique.
Par contre, l'élévation de température du senseur thermique doit être communiquée à ses électrons pour que la variation de résistivité ait lieu. Ce couplage électron-phonon à l'intérieur du senseur NTD est la grandeur qui définit le temps de montée des signaux chaleur que nous enregistrons, de l'ordre de plusieurs millisecondes.

v) Signal mesuré

Le signal effectivement mesuré est une variation de tension, correspondant à l'équation de base :

$$\Delta V(t) = I \cdot \Delta R(t)$$

Soit pour de petites variations, en vertu de l'équation (2.10) :

$$dV(t) = R(T_0) \cdot I \cdot \alpha_0 \cdot dT(t) \tag{2.12}$$

Notre intérêt apparaît à première vue de maximiser dV pour une énergie E donnée, donc de polariser avec une valeur du courant I aussi grande que possible. Mais l'augmentation de I entraine également une augmentation quadratique de la puissance dissipée par effet Joule en régime permanent RI^2, ce qui contribue à chauffer le thermomètre et donc à faire chûter sa résistance, et du même coup sa sensibilité. Il y a donc un bon compromis à trouver, qui correspond finalement à l'endroit du maximum du produit $R \times I$. Ceci s'effectue grâce à une étude fine de la réponse en tension du senseur, dans une gamme précise de températures de fonctionnement.

2.1.3.2 Voie ionisation

Le pouvoir de rejet du bruit de fond de nos détecteurs est basé sur la mesure simultanée des signaux chaleur et ionisation associés à chaque interaction. Nous avons vu que pour chaque type d'interaction, une partie de l'énergie déposée sert à produire des paires de porteurs électron-trou. Ces porteurs peuvent ensuite se recombiner par différents processus. Il est toutefois possible, en appliquant un champ électrique à l'intérieur du cristal, de faire dériver ces porteurs de charge libres vers des électrodes. Si l'efficacité de collecte est assez grande - ce qui est fonction de l'intensité du champ électrique, ainsi que de la géométrie du cristal et des électrodes - nous disposons ainsi d'une mesure directe de la quantité de charges créées par chaque interaction.

i) Physique de la mesure

Un champ électrique le plus homogène possible est appliqué à l'intérieur du cristal grâce au dépôt de deux électrodes d'aluminium directement sur les surfaces planes opposées du cristal. L'épaisseur du dépôt est de l'ordre de la centaine de nanomètres, et varie de quelques dizaines de nm suivant le modèle de détecteur. On polarise ces électrodes généralement en portant l'une d'entre elles à un potentiel fixe V_P et en reliant la seconde à la masse. La géométrie quasi-cylindrique des détecteurs permet d'obtenir un volume central dans lequel le champ électrique ainsi engendré peut être considéré comme homogène et constant.

Lorsque des porteurs de charges sont créés par une interaction dans le cristal, ils migrent sous l'effet du champ électrique, les électrons vers une des électrodes et les trous vers l'autre. Ce déplacement de charges induit un courant, qui est la grandeur que l'on mesure.
En pratique, on peut se limiter à la vision simplifiée des charges dérivant dans l'absorbeur chacune de leur côté. Chaque type de porteur possède une mobilité μ exprimée en $cm^2 \cdot s^{-1} \cdot V^{-1}$ qui relie leur vitesse de diffusion v à la valeur du champ électrique appliqué :

$$v = \mu \cdot E = \mu \cdot \frac{V_P}{l} \tag{2.13}$$

où l désigne la distance séparant les deux électrodes.
La mesure de ces mobilités dans différents matériaux et à différentes températures a fait l'objet de nombreuses études, mais les données expérimentales en dessous de 4 K – donc interessantes pour nous – sont rares. Les travaux de T. Shutt [8], ainsi que les temps de montée observés sur les signaux issus des détecteurs Edelweiss, permettent d'estimer la mobilité des électrons à quelques dizaines de mK aux alentours de 10^6 à 10^7 $cm^2 \cdot s^{-1} \cdot V^{-1}$. Ceci correspond à des temps de collecte de l'ordre de la microseconde, pour une température de 20 mK, une tension de polarisation de quelques V et une épaisseur de cristal entre les deux électrodes de 2 cm.

ii) Effet Luke

La mesure de l'énergie en voie ionisation a un effet direct sur la mesure en voie chaleur : les porteurs de charge accélérés dans le cristal vers les électrodes atteignent en effet rapidement une vitesse maximale de propagation, qui dépend du type de porteur et de la nature du matériau **??**. Le surplus d'énergie est immédiatement relaxé dans le réseau par émission de phonons optiques, et va contribuer à l'échauffement du détecteur. Ainsi, nous observons une amplification du signal en voie chaleur d'un facteur proportionel au nombre de charges créées :

$$E_{Cha} = E_{Recul} + N \cdot e \cdot V_P \tag{2.14}$$

où N est le nombre de paires créées par l'interaction ayant déposé une énergie E_{Recul}, et V_P la tension de polarisation. Si l'on note $\epsilon = E_{recul}/N$ l'énergie de création de paire,

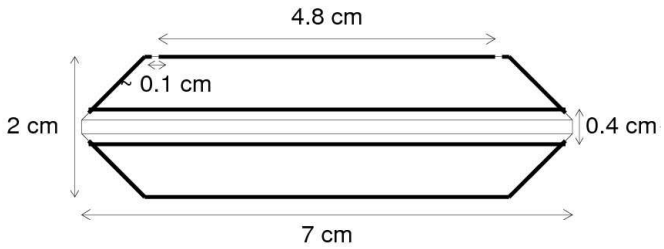

FIG. 2.2 – Schéma de l'implantation des électrodes (traits gras) pour un détecteur Edelweiss. Sur la face supérieure, l'électrode "centre" occupe la quasi-totalité du disque central, alors que l'électrode "garde" en recouvre l'extrême périphérie, ainsi que la majorité du chanfrein.

cette relation s'écrit encore :

$$E_{Cha} = \left(1 + \frac{e \cdot V_P}{\epsilon}\right) E_{Recul} \tag{2.15}$$

Cet effet pourrait apparaître comme totalement bénéfique à première vue, mais il s'agit en réalité d'un outil à double tranchant : Si la contribution de la dérive des charges à l'énergie mesurée en voie chaleur devient dominante - par exemple avec l'application d'une très forte tension de polarisation V_P, alors il devient plus difficile de distinguer les populations de reculs nucléaires et de reculs électroniques, en particulier à basse énergie. On peut encore envisager ce problème en considérant l'équation (2.15) : Si le terme issu de l'effet Luke est dominant, la mesure de l'énergie de la voie chaleur ne fait plus essentiellement que dupliquer la mesure sur la voie ionisation. En raison des résolutions finies, nous perdons de la précision sur la mesure de l'énergie de recul, et par conséquent nous perdons également de notre pouvoir de discrimination entre les deux catégories d'évènements.

Il existe donc un compromis à trouver pour la valeur de la tension de polarisation, entre une valeur haute pour assurer la collecte la plus complète des charges avant qu'elles ne se recombinent, et une valeur basse pour maximiser le pouvoir de réjection des évènements de recul électronique. Edelweiss a d'abord utilisé une tension de polarisation de +6.0 V sur ses premiers détecteurs, puis de -4.0 V lorsque la collecte des charges a pu être améliorée en 2001.[2]

iii) Géométrie et segmentation des électrodes

Un des inconvénients de la mesure de l'ionisation est qu'elle est extrêmement asujettie à la qualité de la collecte des charges créées par une interaction. En particulier, une interaction se produisant proche des surfaces d'un détecteur est fortement susceptible de donner lieu à de la "perte de charge", certains porteurs parvenant par diffusion à

[2]Le signe de la tension de collecte semble avoir une influence non-négligeable dans la proportion d'événements à "collecte incomplète de charge" observés. On interprète ce résultat comme un effet des comportements légèrement différents des trous et des électrons, et de l'asymétrie des électrodes.

"s'échapper" vers la surface du détecteur dépourvue d'électrode, où ils ont une grande probabilité d'être piégés ou de se recombiner. La solution "naïve" à ce problème serait de maximiser la couverture des surfaces du cristal par les électrodes de collecte. En pratique toutefois, il est nécessaire de ménager une séparation de 4 mm entre l'électrode du haut et l'électrode du bas, afin d'éviter de former une capacité trop faible, pouvant donner lieu à des courants parasites non-négligeables. De surcroît, la forme des détecteurs est aménagée avec l'utilisation de chanfreins pour éviter les angles trop brusques, ainsi que pour ramener les lignes de champ de collecte vers l'intérieur du cristal, et éviter les zones de champ nul.

Toutefois, si une interaction intervient très près d'une surface même recouverte par une électrode, il existe encore une possibilité pour qu'une partie de l'information d'ionisation soit perdue, pour des raisons que nous développerons au paragraphe *iv* suivant. Ce type d'interaction de surface est typiquement causé par des particules faiblement pénétrantes comme des électrons ou des alphas, issues de la radioactivité naturelle des éléments proches du détecteur (principalement du cuivre, mais aussi le capteur thermique NTD ou les cables de mesure). D'une manière générale, la conception des détecteurs est telle que la plupart de ces éléments se trouvent plutôt sur les côtés du détecteur, alors que les surfaces du dessus et du dessous n'ont en "vision directe" que le capot de cuivre de 1 mm d'épaisseur.
Une des électrodes de collecte est ainsi séparée en un disque central et un anneau périphérique, délimitant effectivement un volume "central" ou "fiduciel" du détecteur *a priori* moins sensible à ce type d'interactions. Ces électrodes seront par la suite appelées "électrode centre" et "électrode garde". L'interstice entre les deux électrodes est un anneau de $\sim$1 mm d'épaisseur. La figure 2.2 présente une vision schématique de l'implantation des électrodes sur un détecteur Edelweiss.

iv) Contacts à basse température

Les détecteurs Edelweiss dans leur première incarnation se comportent comme des jonctions métal - semiconducteur - métal : les électrodes en aluminium forment des barrières de Schottky avec le germanium intrinsèque. En l'absence de champ électrique polarisant et de charge accumulée dans le cristal, le diagramme d'énergie des électrons correspond à la figure 2.3-a (à gauche), où la bande de valence et la bande de conduction du germanium sont plates. lorsque l'on introduit une polarisation au niveau des électrodes, le diagramme se modifie selon la figure 2.3-b (à droite). On pourra également se reporter à [3] pour plus de précisions sur ces mécanismes.

En l'absence d'excitation extérieure, à basse température, l'agitation thermique est trop faible pour faire passer des électrons de la bande de valence du germanium vers la bande de conduction, et on n'observe pas de courant. Lorsqu'un apport d'énergie intervient, les électrons passent dans la bande de conduction et sont entrainés par la pente du potentiel vers l'une des électrodes, alors que les trous symétriquements sont entrainés vers l'autre.

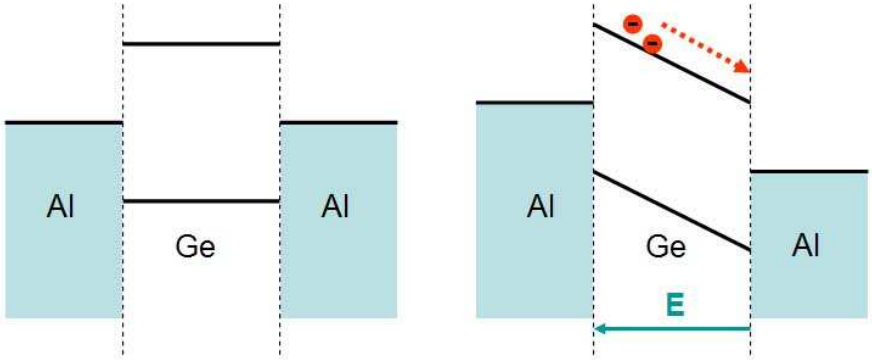

FIG. 2.3 – Figure de gauche (a) : Diagramme de bandes d'énergie d'une jontion Schottky Al-Ge-Al, en l'absence de polarisation et de charge accumulée. Figure de droite (b) : Même diagramme en présence d'une polarisation par un champ électrique E appliqué aux bornes des électrodes d'aluminium. Les électrons sont entrainés vers une des électrodes par la pente du potentiel, et les trous symétriquement vers l'autre électrode.

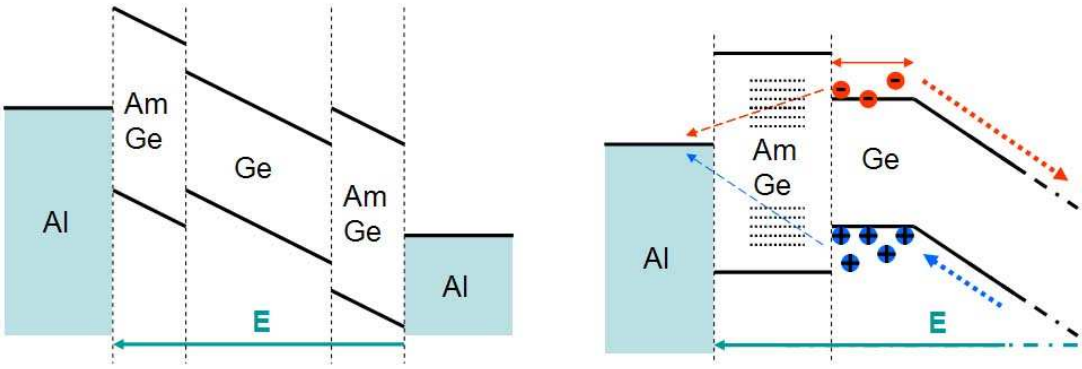

FIG. 2.4 – Diagramme de bandes d'énergie de l'interface avec couche amorphe de germanium. Figure de gauche (a) : Diagramme de bandes de la double interface en présence d'une polarisation par un champ E. Figure de droite (b) : Zoom sur le comportement de l'interface lors de l'accumulation de charges proches de la surface. Les deux populations de porteurs peuvent éventuellement écranter localement le champ de polarisation, et des porteurs peuvent alors passer dans la "mauvaise" électrode par saut à distance variable grâce aux niveaux électroniques intermédiaires contenus dans le matériau amorphe. Il est toutefois nettement plus probable qu'ils soient entrainés vers l'électrode opposée et collectés correctement.

Un problème est susceptible d'apparaître toutefois si le dépôt d'énergie a lieu très près des électrodes : alors que le plasma de porteurs chauds créés par l'interaction est encore en phase d'expansion, une partie des porteurs des deux types peut être ammenée par diffusion jusqu'à l'électrode la plus proche. Ainsi, si par exemple les électrons sont effectivement collectés sur la bonne électrode, une partie des trous ne sera pas collectée sur l'électrode opposée : il y a "perte de charge". Ce défaut de collecte de charges pour des interactions en surface des détecteurs a été clairement observé par Edelweiss avec des détecteurs de type GeAl par le passé. Ces événements sont dangereux, car un défaut de collecte de charge peut potentiellement être identifié à tort comme une interaction de type recul de noyau. Ce phénomène a été étudié en particulier pour le germanium par T. Shutt [8].

Pour tenter d'y remédier, une nouvelle génération de détecteurs a été développée. Leur particularité est d'intégrer une couche de germanium ou de silicium amorphe d'environ 100 nm entre le cristal de germanium intrinsèque (2 cm) et les électrodes en aluminium (∼100 nm). La figure 2.4 (à gauche) présente le nouveau diagramme d'énergie correspondant à cette configuration. La couche amorphe introduit une barrière de potentiel supplémentaire qui rend la collecte de porteurs sur la "mauvaise" électrode moins probable. Du côté de l'électrode favorisée par la pente du potentiel, les charges s'accumulent contre la barrière. Celle-ci est assez fine pour permettre à des effets de type "saut à distance variable" d'avoir lieu – avec l'aide de niveaux électroniqes supplémentaires induits par l'état amorphe du matériau – et les charges finissent par être collectées, dans un temps *a priori* nettement plus grand que le temps caractéristique des signaux. L'effet sur la résolution reste cependant minime en raison de la très faible épaisseur de la couche amorphe par rapport au reste du cristal. Du côté de l'autre électrode, les charges peuvent également s'accumuler contre la barrière dans un régime transitoire. jusqu'à éventuellement écranter localement le champ électrique, et on peut imaginer que certains porteurs passent à travers la barrière de potentiel, mais en moyenne la collecte sera beaucoup plus efficace sur l'électrode opposée. C'est ce qu'illustre schématiquement la partie droite de la figure 2.4.
Le premier détecteur à utiliser cette technologie, développé par l'équipe de X.F. Navick au CEA-Saclay/DRECAM et dénommé GGA1, a pu prouver l'efficacité du système avec une réduction substantielle de la quasi-totalité du fond d'événements à collecte incomplète de charge par rapport à ses prédecesseurs [12].

Enfin, il est important de mentionner que pour éviter l'accumulation de charges piégées dans le détecteur, et notamment proche des surfaces, et la création de charges d'espace locales susceptibles de gêner la bonne collecte du signal ionisation, un dispositif de "régénération" a été mis en place. Il consiste simplement à annuler la polarisation aux bornes du détecteur pendant 12 minutes toutes les 3 heures pendant les prises de données. L'énergie apportée par les interactions de particules dans le détecteur suffit *a priori* largement à éviter ce problème à long terme.

2.1.4 Instrumentation des voies de mesure

Un soin particulier doit encore être apporté au cablage et à l'amplification des voies de façon à minimiser l'influence des différentes composantes de bruit sur le signal que l'on cherche à mesurer. Pour mémoire, les ordres de grandeur sont les suivants :

- En voie ionisation, un dépôt d'une dizaine de keV conduit à la création de $\sim 10^4/3 \approx 3.10^3$ paires de charges, pour un recul électronique, soit encore $\sim 10^{-15}$ C.

- En voie chaleur, le même dépôt induira une variation de température de l'ordre de $\sim$20 μK. Comme nous le verrons un peu plus loin, avec une polarisation du senseur NTD de 5 nA, cela correspond à une amplitude de signal en tension de l'ordre du μV.

Il est aisé d'imaginer que de si faibles signaux puissent être très sensibles aux perturbations extérieures, et notamment aux parasites induits dans les cables. C'est pour cette raison que l'on a cherché à les amplifier le plus tôt possible dans la chaîne de mesure, à froid, en plaçant l'étage d'entrée de la chaîne de pré-amplification directement à l'intérieur du cryostat. La technologie utilisée est celle des transistors JFET[3], qui demandent néanmoins une température de fonctionnement de l'ordre de 120 K et dissipent environ 9 mW chacun par rayonnement thermique. Pour des raisons de puissance de réfrigération disponible, ils sont placés à "l'étage 4K" du cryostat, à environ 80 cm des bolomètres. En fonctionement le simple passage du courant drain-source suffit à les maintenir à température, mais ils nécessitent un pré-chauffage résistif de quelques minutes au démarrage.

Mais interessons-nous plus en détail à l'obtention des signaux qui vont devoir être amplifiés.

2.1.4.1 Voie ionisation

Les charges sont collectées sur les électrodes grâce à l'application d'une différence de potentiel au travers d'une résistance de polarisation R_P de 50 MΩ, montée en série. Cette résistance est maintenue à la température de la chambre à dilution afin de minimiser l'influence du bruit Johnson. La charge va ensuite s'accumuler aux bornes d'un condensateur de découplage C_D de quelques nF. Un signal en tension est obtenu grâce à un montage de type "amplificateur de charge" doté d'une capacité de contre-réaction C_{CR} et d'une résistance de décharge R_{CR} montée en parallèle. L'amplitude maximale du signal est donnée par $U = -\frac{Q}{C_C R}$, alors que le produit $R_{CR} \cdot C_{CR}$ donne le temps de descente du signal.
En théorie, le temps de montée est de l'ordre du temps de collecte des charges, mais en pratique il est déterminé par la capacité parasite combinée du détecteur et du cablage avant amplificateur. Dans notre cas, cela équivaut à un temps de montée de l'ordre de quelques μs. Les valeurs typiques utilisées dans la contre-réaction du montage amplifi-

[3]JFET : Transistor à Effet de Champ à Jonctions

cateur de charge sont $C_{CR} = 2$ pF et $R_{CR} = 50$ MΩ. Si on revient au dépôt de 10 keV causé par un recul électronique, le signal aura donc une amplitude de ∼0.5 mV et un temps de descente de ∼100 μs.
Le circuit amplificateur des voies ionisation a été réalisé par M. Goyot à l'IPNL. Il inclut une possibilité de réglage "hardware" du gain par remplacement d'une résistance (par défaut : G=100) ainsi qu'un filtre passe-bas permettant d'éviter le repliement des bandes de fréquence lors de la numérisation des signaux. La fréquence de coupure est typiquement de 100 kHz pour un échantillonage à 200 kHz.

2.1.4.2 Voie chaleur

La polarisation du senseur NTD s'effectue à courant constant à l'aide d'une résistance R_C[4]. Typiquement, on recherche une valeur de R_{NTD} à 17 mK de l'ordre de quelques MΩ, et on utilise une résistance de polarisation de 50 MΩ polarisée sous une tension continue V_P ∼50 mV. Ceci correspond à un courant de polarisation de ∼5 nA. L'augmentation de température consécutive à une interaction induit une variation de la résistance R_{NTD} du senseur que l'on peut estimer de l'ordre du pourcent pour une interaction d'une dizaine de keV. La variation correspondante de la tension de grille du JFET est alors de ∼5 μV.
Le circuit amplificateur de la voie chaleur a été réalisé au CRTBT initialement pour Planck, et adapté au CSNSM pour les besoins d'Edelweiss. Il dispose d'un gain réglable (par défaut : G=5000) ainsi que d'un filtre de mise en forme des signaux avant la numérisation.

La figure 2.5 résume de façon schématique le principe du cablage d'un bolomètre Edelweiss.

2.1.4.3 Contacts et cablage

Un soin particulier doit être apporté à la réalisation des points de contact sur le détecteur, ainsi qu'à la nature des cables employés dans tout le montage.

Les contacts sont effectués par soudure aux ultrasons de fils d'or de 25 microns de diamètre sur de fins dépôts d'or de plusieurs centaines de nm évaporés directement sur les surfaces du détecteur. L'avantage de la soudure aux ultrasons est qu'elle n'engendre que très peu de contraintes mécaniques dans le cristal. Les mêmes fils d'or sont d'ailleurs utilisés pour réaliser le couplage thermique du détecteur avec le cryostat.

Les cables et connecteurs sont sélectionnés selon plusieurs critères, dont en particulier le niveau de leur blindage par rapport aux perturbations électro-magnétiques

[4]Pour que le courant puisse effectivement être considéré comme constant, il est nécessaire que la résistance de polarisation soit nettement supérieure à la résistance propre du senseur NTD R_{NTD} dans sa gamme de température de fonctionnement.

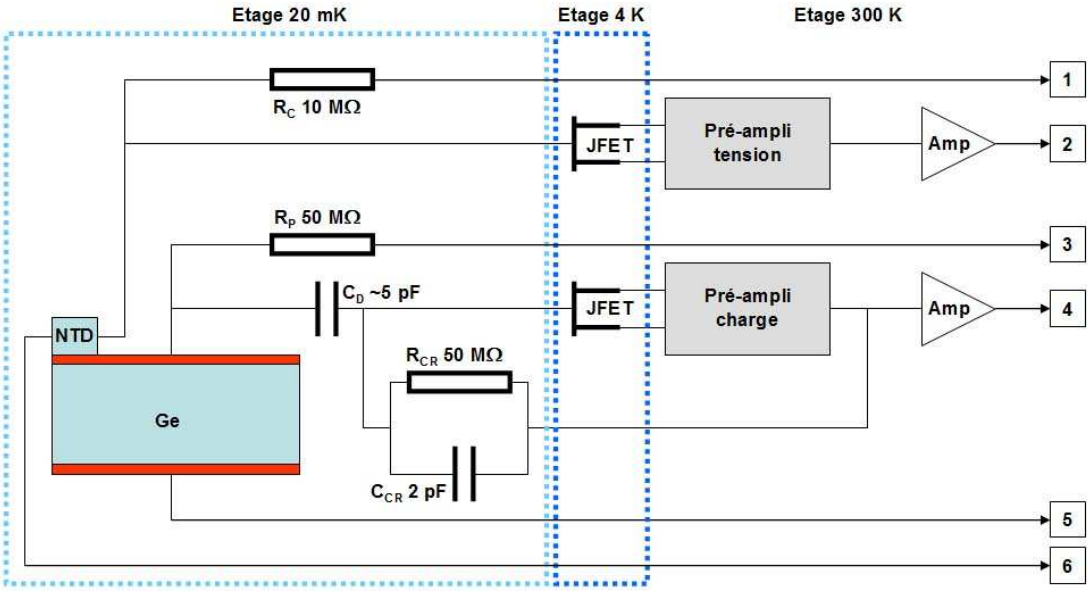

FIG. 2.5 – Représentation schématique du cablage des voies de mesure d'un bolomètre Edelweiss. Sont représentés le cablage de la voie chaleur et d'une voie ionisation, la seconde voie ionisation est cablée exactement de la même façon. La polarisation de la voie chaleur (resp. ionisation) s'effectue entre les points 1 et 6 (resp. 3 et 5). Le signal est mesuré entre 2 (resp. 4) et un point de référence.

extérieures (perturbation par rayonnement ou conduction), leur sensibilité à la triboélectricité (transport de charges dû à la vibration des cables), et surtout leur faible teneur en éléments radioactifs. Les cables reliant les connecteurs près des détecteurs à la sortie de l'étage 20 mK, puis jusqu'aux FETs à 4 K, sont de type GORE avec un conducteur en inox, disposent d'une protection anti-triboélectricité et présentent une capacité linéique de 30 pF/m. Ensuite, de l'étage 4 K jusqu'aux amplis à température ambiante, nous utilisons des cables Lakeshore avec une âme en inox.

2.1.5 Technologies alternatives

Une nouvelle technologie de détecteurs est développée pour Edelweiss au CSNSM Orsay par l'équipe de L. Dumoulin. Il s'agit toujours de bolomètres en germanium ionisation-chaleur, mais équippés d'un capteur thermique totalement différent se présentant sous la forme de couches minces d'isolant d'Anderson.
Rappelons que dans le cas du capteur NTD "classique", un petit cristal de germanium irradié est thermiquement lié au cristal absorbeur, et n'est sensible qu'à la température de ce dernier, c'est à dire aux phonons en régime thermique.
La technologie développée s'appuie sur sur l'emploi d'un alliage de niobium et silicium Nb_xSi_{1-x}, avec une valeur de x telle que le matériau soit proche de sa transition métal-isolant à la température de fonctionnement du détecteur, soit de l'ordre de quelques dizaines de mK. Des couches minces de NbSi sont alors utilisées à la fois comme ther-

momètre et comme électrodes de collecte pour le signal ionisation. Pour plus de détails sur les fondements théoriques de la technologie, on pourra utilement se reporter à la thèse de Nader Mirabolfathi [10]. Pour ce qui nous concerne, il est suffisant de mentionner que la disposition en couches minces du senseur thermométrique assure un couplage thermique avec l'absorbeur suffisamment bon pour être sensible non seulement au régime thermique, mais aussi à la population de phonons chauds hors d'équilibre. Ceux-ci ont des parcours de l'ordre de la taille du cristal et se thermalisent préférentiellement dans les électrodes, qui prennent transitoirement une température plus élevée qu'elles ne l'auraient fait en régime thermique. Dans ces conditions, l'amplitude du régime athermique transitoire permet d'identifier les événements survenant à une profondeur de l'ordre du millimètre. La géométrie précise des couches minces est celle de deux "peignes" interdigités, ce qui permet de couvrir une surface maximum tout en conservant une faible capacité calorifique et une résistance de l'ordre du MΩ à la température de fonctionnement. Pour les interactions proches de la surface, un "effet surchauffe" a également été mis en évidence, qui peut être mis à profit pour rejeter ce type d'événements. Les premiers résultats expérimentaux obtenus à Modane avec ce type de détecteurs sont très encourageants, même si des progrès restent encore à faire notamment au niveau des résolutions atteintes pour que les détecteurs deviennent compétitifs avec la technologie NTD [11].

Une autre voie d'étude suivie plus particulièrement par A. Broniatowski, toujours au CSNSM, s'intéresse à la forme des temps de montée des signaux ionisation [12]. Cette technique nécessite l'utilisation d'une électronique rapide (échantillonnage supérieur à ∼50 MHz) ainsi qu'un excellent rapport signal/bruit. Elle permet de repérer des "brisures" dans la forme du temps de montée du signal ionisation, correspondant à la fin de la collecte sur une des électrodes de l'une des espèces de porteurs (électrons ou trous) alors que la deuxième espèce n'est pas encore totalement collectée. La position de cette brisure de pente peut ensuite être reliée à la profondeur de l'interaction par rapport à la surface des électrodes.
Ceci nécessite toutefois une résolution extrêmement bonne pour être efficace à basse énergie. En revanche, il a été montré que les signaux provenant d'interactions très proches des surfaces possèdent des temps de montée globaux sensiblement plus longs que les autres. Cette caractéristique peut être mise à profit même à basse énergie pour rejeter les événements de surface, susceptibles de conduire à une collecte incomplète de charges. Il a également été montré que la technique pouvait servir à rejeter des interactions d'alphas en surface, qui constituent un fond potentiellement dangereux pour des expériences "double-beta" de recherche de la masse du neutrino [13].

2.2 Protection contre le bruit de fond radioactif

Etant donné le taux excessivement faible d'interactions de WIMPs attendu dans nos détecteurs, la réduction du fond est naturellement un souci majeur. Pour cette raison, un certain nombre de blindages sont mis en place autour du dispositif expérimental.

Le premier et le plus évident est la protection contre les rayons cosmiques apportée par le site souterrain du laboratoire de Modane. La surface de la Terre au niveau de la mer est soumise sans cesse à un bombardement de ∼1.3 particules/cm^2/minute. Environ 75 % de ces particules sont des muons de plusieurs GeV, capables de traverser de très importantes épaisseurs de matière en perdant très peu d'énergie. Lorsqu'ils interagissent, toutefois, ils sont susceptibles soit de créer directement une impulsion visible dans nos détecteurs, soit de générer une grande quantité de particules moins énergétiques mais au moins tout aussi néfastes pour Edelweiss, comme en particulier des neutrons d'énergie de plusieurs MeV à plusieurs dizaines de MeV. La couverture de ∼1700 m de roche fournie par le site du laboratoire (équivalente à ∼4500 m d'eau) réduit le flux de muons d'un facteur 2.10^6 par rapport au niveau de la mer, soit 4.2 muons/m^2/jour [14].

Bien que ce taux soit très faible, l'influence des muons cosmiques se fait encore sentir dans le laboratoire en particulier à travers sa contribution au flux de neutrons. Lorsqu'un muon interagit avec un atome de l'environnement du laboratoire (de la roche, principalement), il peut engendrer la création de neutrons à travers des processus de collision profondément inélastiques. Les deux autres composantes du fond de neutrons sont liées à la radioactivité naturelle de la roche. L'uranium et le thorium contenus dans la roche peuvent émettre des neutrons dans le cadre de réactions de fission spontanées. Les chaines de dégénérescence radioactive qui leur sont associées produisent également des noyaux alpha, qui à leur tour peuvent engendrer des réactions de type (α,n) sur les atomes environnants. Plus de précisions sur le fond de neutrons et l'importance relative de chaque contribution seront données au chapitre 5, et nous nous contenterons de signaler ici que le flux de neutrons dans le laboratoire a été mesuré comme étant égal à $1.6{\cdot}10^{-6}$ /m^2/s [15].
En l'état, ce flux de neutrons sur nos détecteurs est inacceptable car correspondant à environ 10 événements/kg/jour au dessus de 30 keV d'énergie déposée, d'après des simulations effectuées avec les codes GEANT et MCNP [15]. La solution adoptée consiste à entourer le dispostif expérimental d'un écran de paraffine de 30 cm d'épaisseur, qui réduit effectivement le flux de neutrons thermiques issus de la roche sur nos détecteurs d'un facteur 100. La paraffine est composée d'éléments légers (en particulier d'hydrogène) qui ralentissent efficacement les neutrons.

Le rayonnement gamma n'est par contre pas efficacement stoppé par la paraffine. A l'intérieur du blindage de paraffine nous disposons donc d'un chateau de plomb de 15 cm d'épaisseur, lui-même entourant un écran de cuivre de 10 cm. Le plomb est un matériau lourd (Z=82) qui arrête efficacement le rayonnement gamma, mais est lui-même faiblement radioactif (notamment à cause d'impuretés appartenant aux chaines de l'uranium et du thorium). Le cuivre, à son tour, stoppe principalement les X émis dans le plomb. Il comporte lui aussi une contamination en U/Th qui a été mesurée à 50 % près de l'ordre de 0.25 ppb [3].

L'ensemble du cryostat se situe à l'intérieur de l'écran de cuivre. Dans la chaine de

l'uranium (resp. du thorium) se trouve un isotope du radon ^{222}Rn (resp. ^{220}Rn) dont la période de demi-vie est d'un peu plus de trois jours (resp. de 54 s). Le radon est un gaz qui se propage dans l'atmosphère du laboratoire, où son activité a été mesurée et correspond à $\sim$10 Bq/m^3. En plus du taux d'émission qu'il représente, il est de surcroît susceptible de venir se déposer sur toutes les surfaces exposées de l'expérience en se désintégrant en un noyau de polonium, et donc d'induire une contamination radioactive proche des détecteurs. Afin d'éviter l'accumulation de radon, une circulation de gaz azote pur a été installée à l'intérieur de l'enceinte. D'importantes précautions ont également été prises lors de la fabrication des cristaux et de leur supports et capots en cuivre pour minimiser l'exposition directe au radon : les éléments en cuivre subissent une attaque chimique qui supprime quelques microns sur toute leur surface juste avant de recevoir les détecteurs. Les détecteurs montés sont alors constamment conservés sous flux d'azote lorsqu'ils ne sont pas dans le cryostat.

A l'intérieur du cryostat, les matériaux ont été sélectionnés pour leur pureté radioactive. Ainsi le cuivre des capots (le plus proche des détecteurs) a-t-il été mesuré comme comportant une contribution en U/Th inférieure à 0.1 ppb [3]. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.4, une partie de l'électronique d'acquisition se situe à l'intérieur du cryostat. Les composants ont également été sélectionnés pour leur pureté radioactive, mais restent néanmoins relativement "sales". Ils sont donc séparés des détecteurs par une épaisseur de $\sim$3 cm de plomb archéologique, dont la particularité est d'être très pur radioactivement.

2.3 Cryogénie

Les bolomètres Edelweiss nécessitent pour fonctionner correctement d'être maintenus à une température de l'ordre de quelques dizaines de mK. Une telle température est très difficile à obtenir pour des masses de l'ordre du kg et plus, ce qui explique l'impressionnant dispositif que constitue un cryostat à dilution. Nous allons dans les paragraphes qui suivent présenter brièvement le principe de ce type de cryostat, ainsi que la philosophie du système d'automate développé dans le cadre de cette thèse pour le cryostat de la phase II d'Edelweiss.

2.3.1 Principe d'un cryostat à dilution

L'hélium est un liquide cryogénique. L'isotope "commun" ^{4}He possède une température d'ébullition à pression atmosphérique de 4.2 K, alors que celle de l'isotope ^{3}He est de 3.2 K. En diminuant la pression, il est possible de faire chuter ces valeurs jusqu'à 0.9 K à $\sim 5.10^{-2}$ mbar pour ^{4}He, et 0.3 K à $\sim 3.10^{-3}$ mbar pour ^{3}He. Pour descendre en dessous de 0.3 K de manière stable tout en conservant une puissance de réfrigération non-négligeable, la solution est d'utiliser la dilution de ^{3}He dans ^{4}He.

Le diagramme de phases du mélange est présenté en figure 2.7. On y observe trois zones : une où le comportement du mélange est celui d'un fluide homogène, une autre

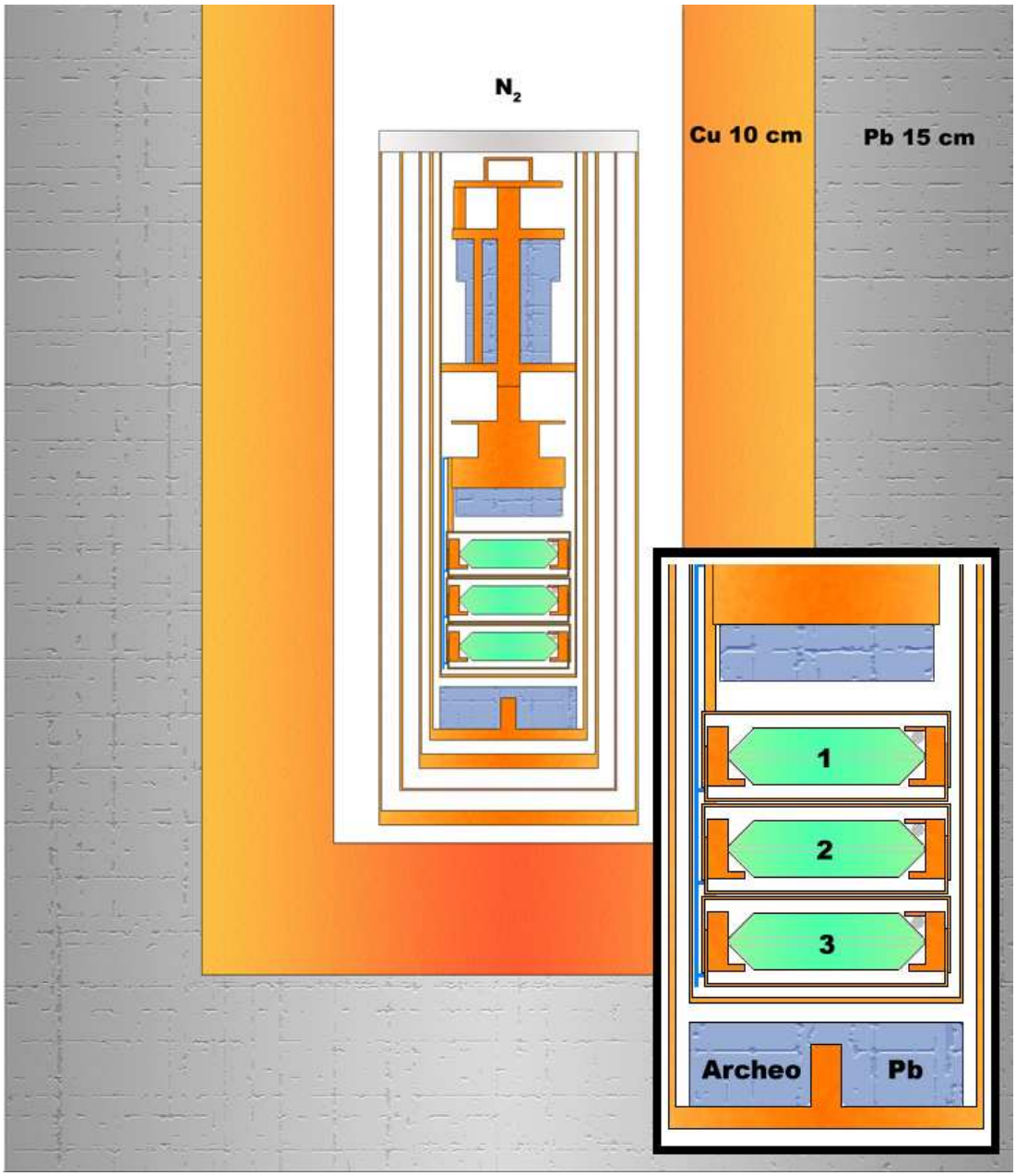

FIG. 2.6 – Vision simplifiée du dispositif expérimental d'Edelweiss-I. Le cryostat proprement dit est situé à l'intérieur d'un double blindage de plomb (15 cm) et de cuivre (10 cm). L'intérieur du chateau de cuivre est alimenté par une circulation d'azote pour éviter l'accumulation de radon. En bas à droite, zoom sur la partie du cryostat contenant les détecteurs, protégés en haut et en bas par des épaisseurs de plomb archéologique.

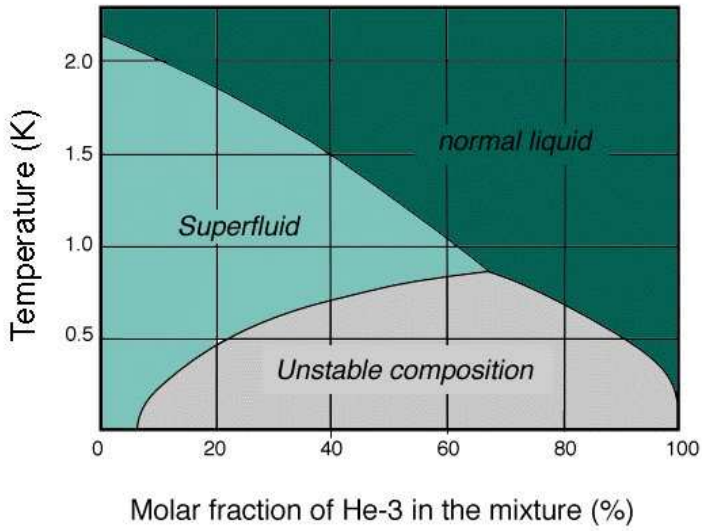

FIG. 2.7 – Diagramme de phases ^{3}He - ^{4}He. Le point triple du mélange correspond à une température de 0.86 K.

où le mélange est superfluide, et une troisième en dessous du point triple (T=0.86 K) pour laquelle le mélange se sépare en deux phases, et qui est le domaine qui nous intéresse. Parmis ces deux phases, l'une est riche en ^{3}He et est appelée "phase concentrée", et l'autre est riche en ^{4}He est est appelée "phase diluée". Dans le cryostat, la phase concentrée, plus légère, flotte au dessus de la phase diluée. On voit que dans tous les cas, la phase diluée ne peut en tout état de cause contenir moins de 6.4 % d'^{3}He, quelle que soit la température, alors que la phase concentrée peut contenir presque 100 % d'^{3}He. Le corolaire de cette situation est que si l'on arrive à enrichir la phase concentrée en ^{3}He, on peut faire baisser la température du mélange. C'est là le principe du pouvoir cryogénique du système.

En pratique dans le cryostat, le mélange est encore séparé en une phase liquide et une phase vapeur, en équilibre (fig. 2.8). L'idée est d'exploiter la différence des pressions de vapeur saturante de ^{3}He et ^{4}He, et de pomper la vapeur au dessus de la phase diluée. La pression de vapeur de ^{3}He est toujours nettement supérieure à celle de ^{4}He – par example à 0.7 K, $P_S(^3He)$=8.5.10^{-2} mbar et $P_S(^4He)$=3.10^{-3} mbar. Le gaz extrait par pompage est donc principalement de l'^{3}He (à ∼96 %), ce qui déplace l'équilibre entre la phase liquide et la phase vapeur. Pour rétablir l'équilibre, de l'^{3}He de la phase concentrée doit passer dans la phase diluée. Ce passage des atomes d'^{3}He d'une phase à l'autre nécessite de l'énergie, qui est prélevée sous forme de chaleur latente sur l'environnement immédiat de l'interface : on assiste donc a un effet frigorifique. Si la transformation est adiabatique, la température des deux phases diluée et concentrée s'abaisse, et leur composition évolue : la phase concentrée tend vers 100 % d'^{3}He, et la phase diluée

tend vers 6.4 % d'^{3}He. L'^{3}He pompé est ensuite refroidi lors d'une détente de Joule-Thompson, puis à travers un système d'échangeurs, et enfin réinjecté dans la phase condensée qui s'enrichit ainsi en ^{3}He. Le cryostat fonctionne en circuit fermé, et n'est limité au niveau de la température atteinte que par l'efficacité des échanges thermiques, et la puissance frigorifique nécessaire pour refroidir les détecteurs.

Le cryostat utilisé par Edelweiss-I a été réalisé par l'équipe de P. Pari au CEA Saclay, et dispose d'une puissance de réfrigération de 100 μW à 100 mK, et de l'ordre du μW à 15 mK. Pour de plus amples précisions sur les techniques cryogéniques, on pourra se reporter par exemple à [17].

2.3.2 Philosophie du système d'automate Edelweiss-II

Au cours de la première année de cette thèse, un temps non-négligeable a été dévolu à l'élaboration d'un système de contrôle d'automate pour le cryostat à dilution d'Edelweiss-II. Ce cryostat a été conçu au CRTBT par A. Benoit pour la phase "100 détecteurs" de l'expérience, et est sensiblement plus complexe que le modèle Edelweiss-I. En particulier, il comporte près d'une cinquantaine de vannes, 10 pompes, plusieurs dizaines de capteurs de température ou de pression et un certain nombre d'automatismes. Tout ceci est évidemment très difficile à contrôler à la main, et un système d'automate à base de modules NI Fieldpoint est utilisé pour contrôler numériquement tous les paramètres.
Le travail a été mené en deux temps. Dans un premier temps, il a consisté à reprendre le code de l'interface entre l'ordinateur de contrôle et les modules Fieldpoint de l'automate développée par G. Chardin sous environnement LabView, et à y intégrer les dernières fonctionalités demandés par les utilisateurs. Dans un second temps, il s'est agit de faire évoluer cette interface d'une version entièrement dépendante de l'ordinateur d'acquisition, à une version autonome embarquée sur les modules et dialoguant avec l'ordinateur sous la forme d'une interface utilisateur. L'intérêt était à la fois d'optimiser le système de contrôle des automates, mais aussi de me familiariser avec le language LabView que j'ai par la suite utilisé pour programmer le nouveau système d'acquisition (chapitre 3) ainsi que pour effectuer l'analyse primaire des données Edelweiss (chapitre 4). Un aperçu de l'interface utilisateur est donné en figure 2.9.

Ce travail a par la suite servi de base à une série d'automates pour des cryostats à dilution développés par l'équipe de P. Pari au CEA Saclay. Depuis, une troisième version de ces automates a été écrite au CRTBT, dans une refonte totale intégrant un interpréteur de commandes texte au programme pour l'écriture et la prise en compte au vol d'automatismes scriptables. Cette version est à son tour actuellement reprise par une équipe mixte CRTBT - CEA Saclay, de façon à autoriser le dialogue entre les différents automates utilisés par l'expérience, en particulier pour le contrôle et l'enregistrememnt d'informations sur les conditions de la prise de données.

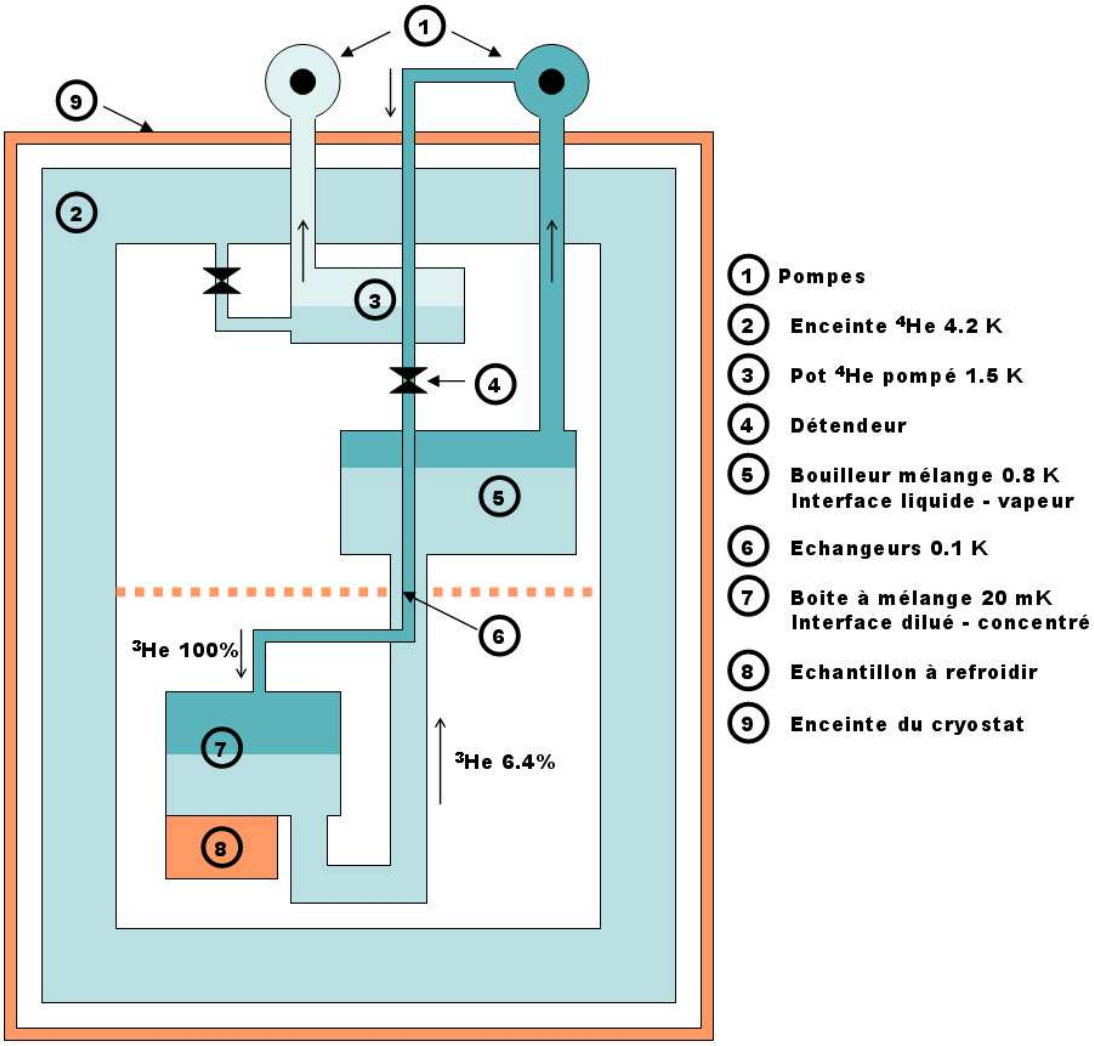

FIG. 2.8 – Schéma de principe d'un cryostat à dilution tel que celui utilisé par Edelweiss-I.

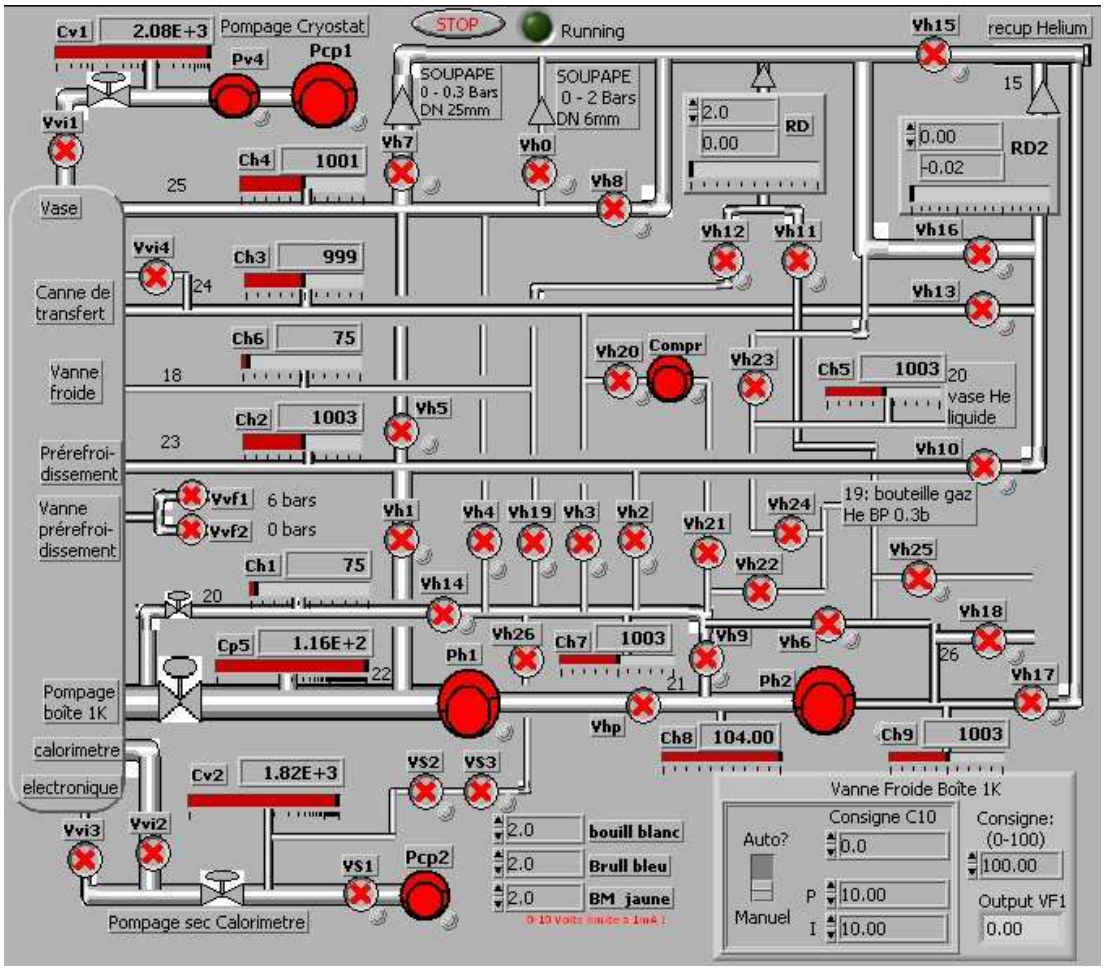

FIG. 2.9 – Interface utilisateur (ou "face-avant") d'une partie du programme de contrôle de l'automate du cryostat à dilution d'Edelweiss-II. Le programme est séparé en deux faces-avant, une pour la partie dilution proprement dite (circuit "Hélium 3"), et une autre pour l'étage de refroidissement des fluides (circuit "Hélium 4"). Il s'agit ici de la second partie. On y distingue les pompes (Pcp1, Pv4, Ph1, etc...), les vannes (Vh1, Vh2, etc...), les capteurs de pression (Cp, Ch3, etc...) ainsi qu'un certain nombre de dialogues liés à des automatismes programmables, comme par exemple le contrôle de la "Vanne froide" en bas à droite. Chaque objet est situé sur une représentation schématique du circuit physique, et affiche ou contrôle en temps réel l'état des différents composants.

Bibliographie

[1] D. Lesueur, Détection de rayonnements à très basse température, 3ème école d'Aussois (1996)

[2] A. Juillard, PhD Thesis, Université Paris XI Orsay (1999)

[3] X.F. Navick, PhD Thesis, Université Paris VII (1997)

[4] V. McLabe et al, Neutron cross-sections, Vol. 2, Academic Press, San Diego (1988)

[5] J. Lindard et al, Mat. Fys. Medd. p33 (1963)

[6] S. Marnieros, PhD Thesis, Université Paris XI Orsay (1998)

[7] A.L. Efrös et al, Electronic properties of Doped Semiconductors, Springer Verlag (1991)

[8] T.A. Shutt et al, Phys. Rev. Lett. 24, 3531 (1992)

[9] A. Benoit et al, Phys. Lett. B 545, 43 (2002)

[10] N. Mirabolfathi, PhD Thesis, Université Paris XI Orsay (2002)

[11] A. Juillard et al, Proceedings of the 11th Conference on Low Temperature Detectors (LTD-11), to be published in NIM-A (2005)

[12] A. Broniatowski et al, Nucl. Inst. Meth. in Phys. A 444, 327 (2000)

[13] S. Fiorucci et al, Proceedings of the 11th Conference on Low Temperature Detectors (LTD-11), to be published in NIM-A (2005)

[14] M.C. Perillo-Isaac, PhD Thesis, Université Bordeaux I (1993)

[15] V. Chazal, PhD Thesis, Université UCB-Lyon I (1997) ; G. Chardin and G. Gerbier, Proceedings of the 4th Int. Workshop on Identification of Dark Matter, York, UK (2002)

[16] S. Fiorucci et al, Identification of background for the Edelweiss experiment, to be published (2005)

[17] P. Pari, Réfrigération à dilution, approche expérimentale, utilisation et maintenance, *5ème école thématique de détection de rayonnements à très basse température d'Oléron* (2002)

Chapitre 3

Acquisition des Données

Ce chapitre présente le système d'acquisition des données d'Edelweiss dans ses phases successives, et en particulier le travail qui a été effectué dans le cadre de cette thèse concernant le développement d'un programme d'acquisition numérique basé sur le déclenchement sur la voie chaleur.

3.1 Définition des données à acquérir

Avant de décrire en détail le fonctionnement d'un système d'acquisition, il convient de présenter les principales caractéristiques des données à acquérir. Rappelons (chapitre 2) que les détecteurs Edelweiss sont des bolomètres mesurant l'énergie déposée par l'interaction d'une particule avec un électron on un noyau atomique du cristal grâce à deux voies simultanées :

- Une voie chaleur, mesurant l'élévation de température d'un capteur en germanium transmuté (NTD) grâce à la variation de sa résistance.

- Une voie ionisation, mesurant la quantité de charges collectées entre deux électrodes portées à une différence de potentiel de quelques Volt.

- De surcroît, chaque détecteur présente en fait deux voies ionisation distinctes grâce à la présence de deux électrodes concentriques sur l'une de ses faces, appelées électrode de centre et électrode de garde.

Au total, chaque détecteur possède donc 3 voies de mesure simultanées, qui se présentent sous la forme de tensions mesurées. En fonctionnement nominal, l'expérience peut comporter jusqu'à trois détecteurs en même temps. Un système d'acquisition approprié doit par conséquent être capable de traiter en temps réel et de manière synchrone un flux de données correspondant à 3 voies chaleur et 6 voies ionisation.

3.2 Bref historique des systèmes d'acquisition d'Edelweiss

Nous allons ici proposer un rapide survol des principales propriétés des systèmes d'acquisition antérieurs à ce travail. Ceci devrait permettre au lecteur à la fois d'obtenir des informations sur les éléments de la chaîne communs à l'ensemble de ces systèmes, qui ne seront pas décrits plus loin, et de mieux apprécier les différences entre ces systèmes et celui développé dans le cadre de ce travail.

3.2.1 Système d'acquisition en trigger analogique

La première version de l'acquisition Edelweiss-I était un système à déclenchement sur des signaux analogiques, c'est à dire encore non numérisés. On peut en décomposer les principales étapes ainsi :

a. A la sortie des détecteurs, chaque voie de mesure est associée à un transistor JFET à froid (4K) qui est l'étage d'entrée (transformateur d'impédance) des pré-amplificateurs, afin de limiter les perturbations du signal par minimisation de la longueur de fil sur laquelle le signal n'est pas amplifié. Les JFETs nécessitent une température propre de l'ordre de la centaine de Kelvin pour fonctionner. Cette température est maintenue en fonctionnement simplement par le passage du courant drain-source, mais il est nécessaire lors du démarrage du système de pré-chauffer les FETs pendant quelques minutes à l'aide d'une résistance de chauffage.

b. Les circuits amplificateurs proprement dits, développés à l'IPN de Lyon, sont placés à température ambiante. Ils comportent également un fonction de première mise en forme des signaux.

c. Les voies ionisation passent ensuite à travers un ensemble de filtres analogiques visant à maximiser le rapport signal sur bruit en limitant la plage de fréquence du signal à celle attendue pour des impulsions physiques. La décision de déclenchement s'effectue dans un module déclencheur qui compare les amplitudes instantannées de chaque voie à un seuil pré-déterminé.

d. Lorsqu'une voie remplit la condition de déclenchement, l'intégralité des voies ionisation et chaleur issues des amplificateurs en b. est numérisée grâce à des modules LeCroy LC6810 et LC6841, et envoyée à l'ordinateur d'acquisition à travers une interface CAMAC pour archivage sur disque dur. Les fréquences d'échantillonange sont typiquement de 5 kHz en chaleur et 1 MHz en ionisation, pour un seul détecteur.

3.2.2 Etage de numérisation

Afin de réduire le bruit venant perturber les signaux, il est rapidement apparu intéressant de numériser les voies dès que possible, et de découpler électriquement l'expérience de tout le reste de l'installation. C'est pourquoi en août 2001 le système d'ac-

quisition a été remplacé par une version "numérique".

Dans ce système, les points a. et b. du paragraphe précédent restent toujours d'actualité, mais l'ensemble des signaux est maintenant numérisé dès la sortie des cartes amplificateur sur deux cartes de numérisation au format industriel PXI (nome PCI étendue à l'instrumentation), après application d'un filtre anti-repliement.[1] Il s'agit typiquement d'un filtre de Bessel de type passe-bas du quatrième ordre pour les voies ionisation, et d'un simple filtre passe-bas RC pour les voies chaleur. La fréquence de coupure f_C est adaptée à celle de l'échantillonnage des voies, c'est-à-dire satisfait le critère de Nyquist avec $f_C < f_{ech}/2$.

Les voies ionisation sont toutes numérisées avec une profondeur de 12 bits sur une unique carte PXI-6070E pouvant accueillir jusqu'à 16 voies de mesure multiplexées. La carte permet d'effectuer jusqu'à 1.25 10^6 numérisations par secondes. Par conséquent, la fréquence d'échantillonage est fixée à 200 kilo-échantillons par seconde pour les 6 voies traitées de manière entrelacée. Les trois voies chaleur, qui présentent des constantes de temps caractéristiques typiquement deux ordres de grandeur plus longues qu'en ionisation, sont numérisées avec une profondeur de 16 bits sur une carte PXI-6052E à une fréquence d'échantillonnage de l'ordre du kilo-échantillon par seconde (la valeur exacte varie selon les campagnes de prises de données entre 1 kech/s à 2 kech/s). Les deux cartes sont rendues parfaitement synchrones grâce à une fonctionalité de l'architecture PXI qui permet de "passer" le signal d'horloge de la carte rapide à la carte lente, à travers un diviseur de fréquence adapté.

Les données ainsi numérisées sont ensuite transmises à l'ordinateur d'acquisition à travers un lien à fibre optique possédant un débit de 1.5 Gbit/s. Notons qu'à ce stade, il s'agit de l'intégralité des données brutes sans sélection, récupérées en temps réel et en flot continu.

3.3 Système d'acquisition en trigger numérique

Le flot de données dans l'ordinateur d'acquisition est contrôlé par le programme d'acquisition, entièrement écrit en LabView [1]. L'intérêt de l'environnement LabView est qu'il fournit une interface naturelle avec le matériel PXI, ainsi qu'une bibliothèque d'outils aussi bien graphiques que de gestion vectorielle des données en temps réel particulièrement adaptée à ce que l'on se propose de faire ici.
Le programme doit remplir 4 tâches principales :

- Gérer le flux de données en entrée, et la gestion des mémoires tampons, tout en conservant la synchronicité des voies et l'information en temps,

- Filtrer les voies pour optimiser le rapport signal sur bruit,

[1] voir Lexique : Filtre anti-repliement.

- Analyser les voies en fonction d'un ou plusieurs paramètres de déclenchement,

- Rassembler les données pertinentes, les mettre en forme et les enregistrer sur disque.

Mis à part le troisième point relatif à la stratégie de déclenchement (ou trigger), la philosophie du programme est essentiellement la même pour tous les (deux) types d'acquisition numérique développés pour Edelweiss. Sans rentrer dans le détail de la programmation, je vais ici en développer les aspects les plus importants, en essayant de conserver un ordre similaire au cheminement d'un paquet de données. Le lecteur pourra utilement se reporter à la figure 3.12 présentant le schéma logique d'une chaîne d'acquisition numérique.

3.3.1 Filtrage numérique

3.3.1.1 Motivations et principes généraux

Nous avons vu que les données étaient déjà filtrées au niveau de l'étage analogique des amplificateurs, afin d'éviter le repliement des fréquences lors de la numérisation. Le filtrage numérique est effectué dans une optique différente : il s'agit de faire "ressortir" au maximum le signal physique du bruit de fond électronique, de façon à obtenir une résolution et un seuil de déclenchement en énergie les plus bas possible.

Pour optimiser le rapport signal sur bruit, l'idée générale est de ne conserver dans l'espace des fréquences que les zones où l'on attend effectivement une contribution non négligeable du signal, et de couper celles où la contribution du bruit est dominante. Le filtre doit donc être adapté à la fois à la forme du signal recherché (en particulier à sa distribution spectrale) et également aux conditions réelles de bruit sur les données. Ces deux informations sont disponibles grâce à l'acquisition de données brutes (non filtrées) en continu et à leur analyse offline.

Il existe cependant de fortes contraintes sur la complexité de ce filtrage, car il est appliqué à un flux important de données et doit en conséquence être très efficace du point de vue du temps de calcul. Le principe de base d'un filtre numérique repose sur la convolution d'une séquence de données comportant un certain nombre d'échantillons avec un nombre fini de coefficients de filtrage, afin d'obtenir une séquence de données filtrée comportant le même nombre d'échantillons que la séquence d'entrée.

3.3.1.2 Types de filtres

Le but d'un filtre est toujours d'atténuer certaines fréquences tout en en conservant d'autres. Très naivement, on peut imaginer deux types de filtres de base : En fonction d'une fréquence de coupure f_c, le filtre peut soit couper en dessous de f_c auquel cas on parle de passe-haut, soit couper au-dessus auquel cas on parle de passe-bas. Deux autres types de filtres peuvent être dérivés si l'on superpose un passe-haut de fréquence

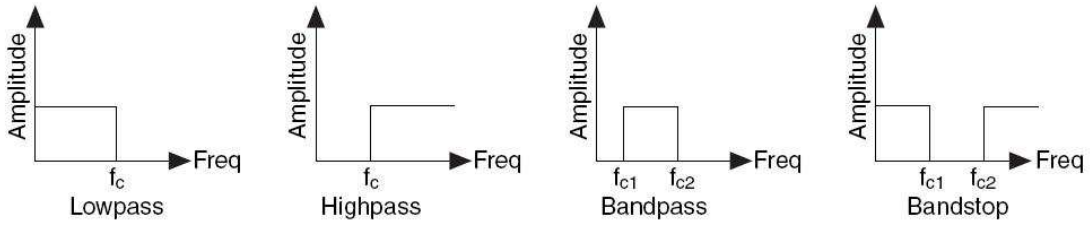

FIG. 3.1 – Les quatre formes de filtres de bases idéales, de gauche à droite : passe-bas, passe-haut, passe-bande et coupe-bande.

de coupure f_{c1} et un passe-bas de fréquence de coupure f_{c2}. Avec $f_{c1} < f_{c2}$ on obtient un filtre de type passe-bande. Le filtre complémentaire d'un passe-bande est appelé coupe-bande. La figure 3.1 présente les formes idéales de ces quatre types de filtres de base.

En pratique, une démarcation aussi nette entre les fréquences coupées et les fréquences conservées demanderait une largeur spectrale et un nombre de coefficients infinis. La qualité d'un filtre réel est ainsi évaluée à sa capacité à se rapprocher le plus possible de ce comportement idéal. On parle encore de "raideur" du filtre, faisant référence à la pente de l'atténuation d'amplitude qu'il offre dans sa "bande de transition" autour de la fréquence de coupure. La figure 3.2 présente le comportement réel de quatre exemples de filtres appartenant à chaque catégorie. En dehors de l'existence d'une bande de transition, on remarque que le comportement du filtre présente des oscillations à la fois dans la bande passante et dans la bande coupée.

On définit traditionellement la bande passante du filtre comme étant la plage de fréquences pour laquelle l'atténuation en amplitude par rapport au signal maximum est inférieure à 3 dB. Ces contraintes, associées éventuellement à des considérations de linéarité de comportement du filtre, permettent de déterminer quel type de filtre est le mieux à même de répondre à tel besoin spécifique, et quel nombre de coefficients (quel ordre) va être nécessaire. D'une manière générale, plus l'ordre du filtre est élevé, plus son comportement se rapproche du comportement idéal, mais ceci s'effectue au prix d'un temps de calcul accru.

3.3.1.3 Filtrage à réponse impulsionnelle finie (FIR) ou infinie (IIR)

Il existe deux grandes catégories de filtres numériques : les filtres à moyenne glissante, aussi appelés filtres à réponse impulsionnelle finie (FIR), et les filtres à réponse impulsionnelle infinie (IIR). La différence réside dans le fait que les filtres FIR utilisent

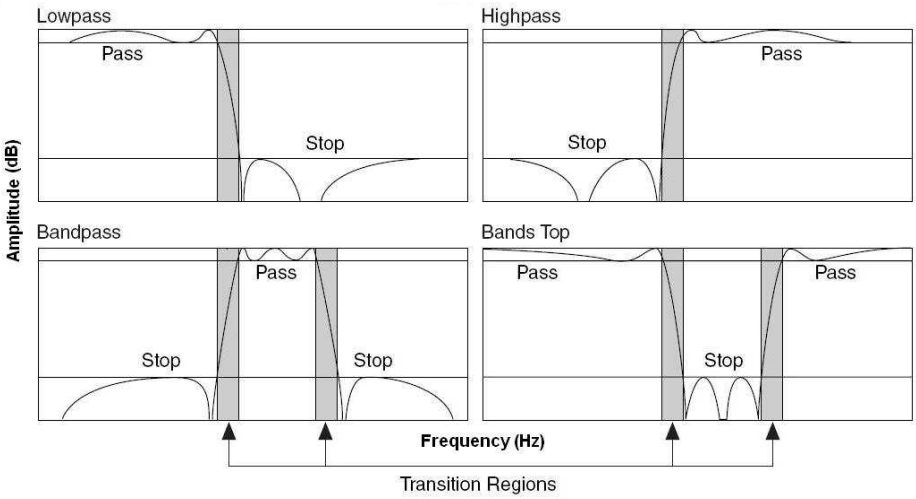

FIG. 3.2 – Exemples de formes de filtres réels pour chacune des quatre catégories de base. Les oscillations du gain en amplitude associées aux contraintes posées par l'utilisateur délimitent la bande passante, la bande coupée et la bande de transition.

en entrée uniquement les valeurs contenues dans la séquence d'entrée, alors que les filtres IIR utilisent également les résultat des séquences de sortie précédentes.

Si on considère une séquence de données en entrée $[E_n]_{n=0,N}$, on peut définir un filtre FIR par une série de coefficients $[f_i]_{i=0,I}$ avec I un entier typiquement compris entre 2 et plusieurs dizaines. La séquence de sortie $[S_n]_{n=0,N}$ sera alors définie point par point par :

$$S_n = \sum_{i=0}^{I} f_i \cdot E_{n-i} \tag{3.1}$$

Un filtre IIR sera défini par deux séries de coefficients $[f_i]_{i=0,I}$ et $[r_j]_{j=1,J}$, respectivement coefficients directs et inverses. La séquence de sortie sera déterminée point par point par :

$$S_n = \sum_{i=0}^{I} f_i \cdot E_{n-i} + \sum_{j=1}^{J} r_j \cdot S_{n-j} \tag{3.2}$$

Dans l'espace de Fourier, la fonction de transfert s'écrit à l'aide des mêmes coefficients (en utilisant la notation de la transformation Z) :

$$H(z) = \frac{\sum_{i=0}^{I} f_i \cdot z^{-i}}{1 - \sum_{j=1}^{J} r_j \cdot z^{-j}} \tag{3.3}$$

Chacun possède ses avantages et ses inconvénients, mais pour ce qui nous intéresse ici, la solution IIR est plus appropriée car beaucoup plus efficace numériquement : on

atteint des niveaux de filtrage équivalents - c'est à dire des atténuations beaucoup plus rapides aux fréquences de coupure - avec nettement moins de coefficients en utilisant un filtre IIR qu'avec un filtre FIR. L'un des principaux inconvénients est que l'on a besoin à tout moment du résultat du filtrage pour J points précédents la position actuelle ("feedback"). L'utilisation de ce type de rétroaction introduit des non-linéarités plus ou moins prononcées dans la réponse en phase du filtre, et peut également conduire à des instabilités numériques si l'ordre (∼le nombre de coefficients) du filtre est trop grand. Ce second point est généralement résolu en utilisant des cascades de filtres d'ordre inférieur pour construire des filtres d'ordre supérieur. Le principe de la cascade revient à factoriser la fonction de transfert du filtre dans l'espace de Fourier pour obtenir un produit de filtres d'ordre inférieur, généralement d'ordre 2 afin de conserver des coefficients réels.

$$H(z) = \frac{\sum_{i=0}^{I} f_i \cdot z^{-i}}{1 - \sum_{j=1}^{J} r_j \cdot z^{-j}} = \frac{f_0 \cdot \prod_{i=1}^{I} (z - z_i)}{z^{J-I} \cdot \prod_{j=1}^{J} (z - p_j)} \tag{3.4}$$

Quant au problème de non-linéarité de la phase, il dépend en partie du choix du filtre.

3.3.1.4 Choix d'un filtre IIR

En effet, une fois que l'on a opté pour la solution IIR, il existe encore différents types de filtres possibles. LabView en propose plusieurs sous forme de routines pré-intégrées et optimisées au niveau du temps de calcul. Ce sont les filtres de Butterworth, de Chebyshev (direct et inverse), de Bessel, et les filtres elliptiques. Nous allons chacun les présenter brièvement dans le cas simple du filtre passe-bas.

Les filtres de Butterworth (figure 3.3) possèdent une réponse en amplitude qui s'approche de manière monotone le plus près possible de la réponse idéale. Ils sont maximalement plats dans la bande passante et dans la bande coupée. Plus l'ordre du filtre est important, plus son comportement s'approche rapidement du comportement idéal. C'est dans la "mollesse" de leur transition que réside leur plus gros défaut : comparativement aux autres catégories de filtres (excepté les filtres de Bessel), il est nécessaire d'utiliser un filtre de Butterworth d'ordre très élevé si l'on veut réduire la largeur de la bande de transition, ce qui augmente d'autant le temps de calcul dans ce cas.

Les filtres de Chebyshev (figure 3.4) répondent précisément à ce besoin de minimisation de la largeur de la bande de transition. A ordre de filtre égal, l'atténuation est nettement plus rapide dans le cas d'un filtre de Chebyshev que dans celui d'un filtre de Butterworth. Toutefois, cela s'effectue au prix d'une réponse en amplitude non-plate dans la bande passante avec apparition d'oscillations. La réponse de ce filtre est monotone dans la bande coupée, avec une raideur dépendant fortement de l'ordre du filtre. Selon les applications, on peut préférer distribuer les oscillations dans la bande coupée et disposer d'une réponse plus plate dans la bande passante. Le filtre de Chebyshev

inverse (figure 3.5) répond précisément à ces exigences, avec une réponse symétrique à celle du filtre de Chebyshev.

Les filtres elliptiques (figure 3.6) présentent l'atténuation la plus rapide, comparativement aux autres filtres du même ordre. En revanche, leur réponse en amplitude présente des oscillations à la fois dans la bande passante et dans la bande coupée. Le signal est filtré très efficacement, mais au prix d'une forte distortion.

Enfin, les filtres de Bessel (figure 3.7) offrent une réponse en amplitude monotone et une atténuation relativement lente par rapport aux autres types de filtres, mais présentent l'appréciable avantage de minimiser la distortion des signaux avec une réponse en phase quasi-linéaire dans toute la largeur de la bande passante, ce qui n'est pas le cas des filtres plus "brutaux" de type Chebyshev ou elliptique par exemple.

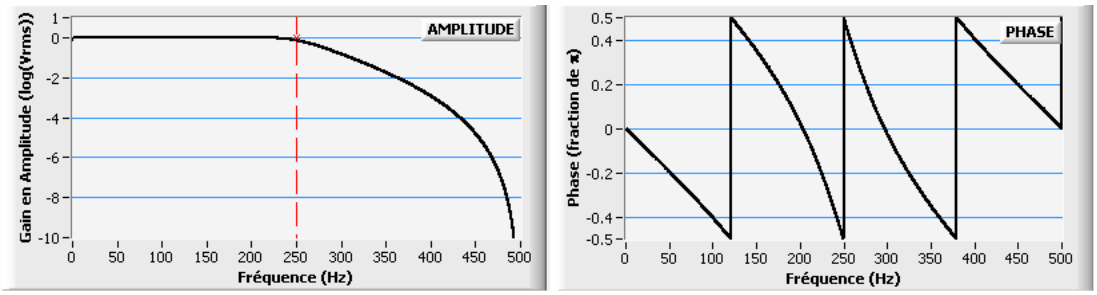

FIG. 3.3 – Réponse en amplitude et en phase d'un filtre passe-bas de type Butterworth. Pour les quatre figures suivantes, le principe est le même : on considère un filtre passe-bas IIR d'ordre 6, adapté à une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz, avec une fréquence de coupure à 250 Hz (ligne pointillée rouge). La partie gauche de la figure présente la réponse en amplitude (en log($V_r ms$), normalisée à 1 pour sa valeur maximale), et la partie droite la réponse en phase (en fraction de π).

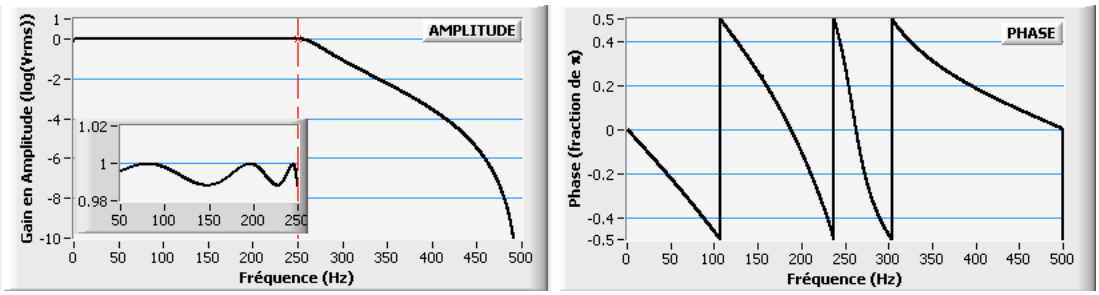

FIG. 3.4 – Réponse en amplitude et en phase d'un filtre passe-bas de type Chebyshev. L'encart dans la partie de gauche présente un zoom (en échelle linéaire) sur la réponse en amplitude dans la bande passante, de manière à mettre en évidence les oscillations qui s'y produisent.

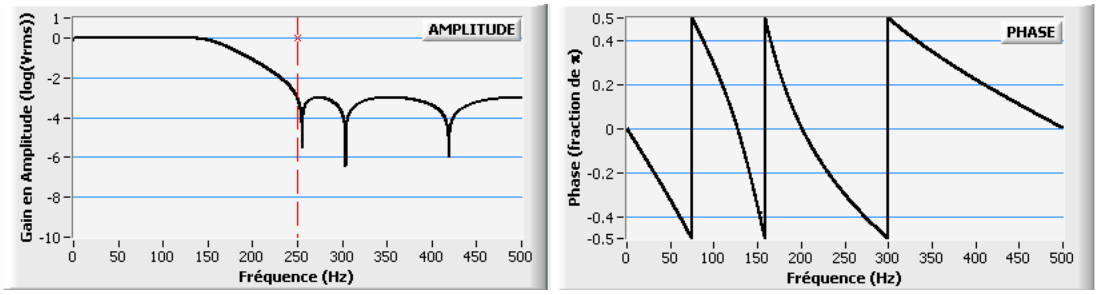

FIG. 3.5 – Réponse en amplitude et en phase d'un filtre passe-bas de type Chebyshev inverse. Contrairement au cas Chebyshev, les oscillations de la réponse en amplitude ne sont pas observées dans la bande passante mais dans la bande coupée.

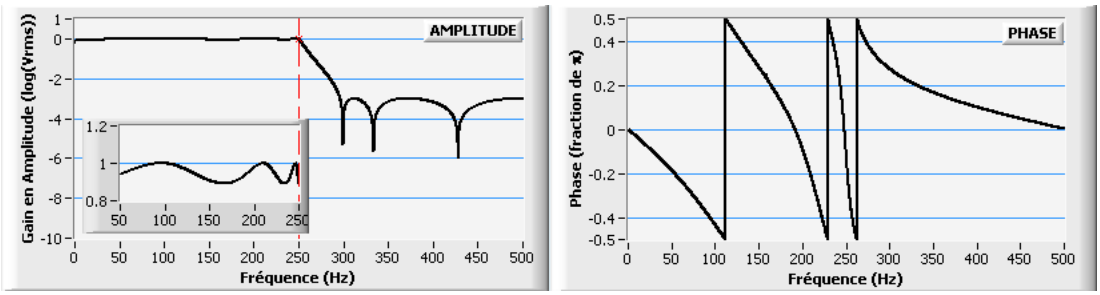

FIG. 3.6 – Réponse en amplitude et en phase d'un filtre passe-bas de type elliptique. La transition de la bande passante vers la bande coupée est maximalement raide, mais des oscillations de la réponse en amplitude sont observées à la fois dans la bande passante et dans la bande coupée.

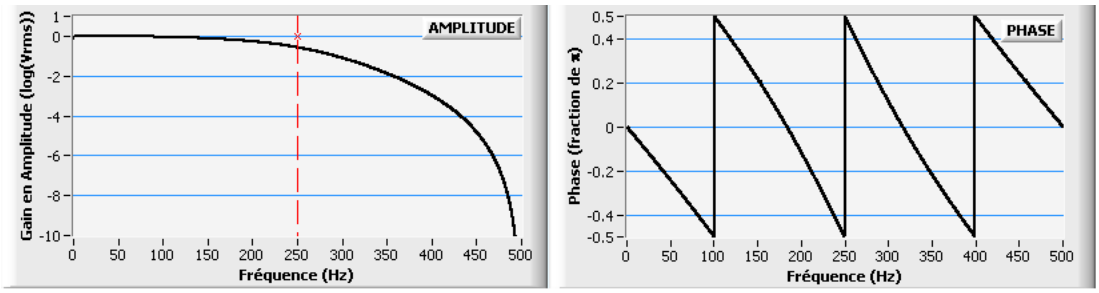

FIG. 3.7 – Réponse en amplitude et en phase d'un filtre passe-bas de type Bessel. La réponse en phase est maximalement linéaire dans la bande passante, mais au prix d'une forte atténuation de la réponse en amplitude dans la bande passante.

3.3.1.5 Construction des filtres

La solution retenue par Edelweiss est très fortement empirique et dictée par la recherche de la meilleure résolution sur la ligne de base. L'ordre des filtres a toutefois été limité afin de préserver le temps de calcul, et pour la même raison on a préféré utiliser des formes cascadées - un filtre du quatrième ordre peut par exemple être décrit par deux filtres du second ordre en série. Pour chaque voie nous avons ainsi utilisé un filtre passe-bande, dont les fréquences de coupures sont déterminées de la façon suivante : à partir de données enregistrées en continu (données "stream"), on construit deux spectres en fréquence distincts :

- Un spectre de fond, représentant la densité spectrale du bruit sur les voies en l'absence de signal. La bande passante de ce spectre n'est limitée que par la taille des échantillons de données analysés.

- Un spectre du signal attendu. Celui-ci est obtenu en moyennant pour chaque voie plusieurs dizaines de signaux physiques d'amplitude raisonnable (en général on sélectionne des signaux correspondant à une énergie d'une centaine de keV), de façon à éliminer le bruit aléatoire tout en conservant la forme générale du signal. On peut encore "nettoyer" ces templates en les faisant passer à travers un filtre à moyenne glissante, qui permet de s'affranchir à moindre coût de la majorité des composantes de bruit haute fréquence résiduelles. On effectue alors une simple transformation de Fourier sur cette moyenne pour en obtenir une représentation spectrale.

La fréquence de coupure basse correspond de manière optimale au point où la remontée en $1/f$ du bruit de fond - qui finit toujours par dominer les basses fréquences - croise le spectre du signal. La fréquence de coupure haute est choisie de telle façon que l'essentiel de la puissance du signal soit conservée. Il convient également de conserver une bande passante suffisamment large pour pouvoir éliminer lors de l'analyse offline les événements atypiques, sur des critères de forme et de temps de montée.
Ceci fournit les ordres de grandeur. Pour un réglage encore plus fin, on effectue plusieurs séries de prises de données en présence d'une source de Cobalt 57 dans différentes configurations de filtres, et on mesure la résolution de la ligne de base pour chaque voie. La configuration de filtre amenant à la meilleure résolution de ligne de base est celle qui sera retenue. Chaque voie de mesure peut ainsi disposer de son propre filtre optimisé en fonction de ses caractéristiques de bruit et de forme de signal. En pratique les voies présentent des comportements relativement proches et le travail effectué par Alexandre Juillard et Stefanos Marnieros [2] conduit à préférer l'utilisation de seulement trois filtres différents dans la dernière version de l'acquisition, dont les spécificités sont données dans le tableau 3.1.

La donnée des fréquences de coupures basse, haute et d'échantillonnage, d'un type polynomial et d'un ordre définit totalement un filtre numérique IIR. Les figures 3.9, 3.10 et 3.11 illustrent l'effet du filtrage pour chacun des trois filtres du tableau 3.1,

Voie	f_{ech}	f_{c1}	f_{c2}	Type	Ordre	Dénomination
Centre 1	200 kéch/s	600 Hz	20 kHz	Elliptique	4	Ion I
Centre 2	200 kéch/s	600 Hz	20 kHz	Elliptique	4	Ion I
Centre 3	200 kéch/s	600 Hz	20 kHz	Elliptique	4	Ion I
Garde 1	200 kéch/s	1 kHz	20 kHz	Elliptique	4	Ion II
Garde 2	200 kéch/s	600 Hz	20 kHz	Elliptique	4	Ion I
Garde 3	200 kéch/s	1 kHz	20 kHz	Elliptique	4	Ion II
Chaleur 1	1 kéch/s	2.75 Hz	50 Hz	Butterworth	3	Cha
Chaleur 2	1 kéch/s	2.75 Hz	50 Hz	Butterworth	3	Cha
Chaleur 3	1 kéch/s	2.75 Hz	50 Hz	Butterworth	3	Cha

TAB. 3.1 – Caractéristiques des filtres numériques optimisés sur chaque voie de mesure, pour les trois détecteurs utilisés dans la dernière campagne de prise de données d'Edelweiss-I ("runs phonon"). f_{ech} est la fréquence d'échantillonnage de la voie en kilo-échantillons/s, f_{c1} et f_{c2} les fréquences de coupure respectivement basse et haute du filtre.

respectivement nommés "Ionisation type I", "Ionisation type II" et "Chaleur". Chaque figure présente de manière explicite les paramètres du filtre utilisé, les deux séries de coefficients définissant totalement le filtre numérique en mode cascadé, l'allure d'une voie avant et après filtrage, et un spectre en puissance d'autocorrélation de la voie avant et après filtrage. Le spectre en puissance d'autocorrélation est défini par :

$$P(signal) = \frac{FFT^*(signal) \times FFT(signal)}{N^2} \tag{3.5}$$

où N est le nombre d'échantillons du signal, $FFT(signal)$ est la transformée de Fourier du signal et $FFT^*(signal)$ sa transformée complexe conjuguée.

On voit que les meilleurs résultats en ionisation ont été obtenus avec des filtres elliptiques, c'est à dire très raides, et ce même au prix d'une évolution du gain en fréquence non strictement monotone. La fréquence de coupure haute à 20 kHz, relativement basse, est responsable de la présence dans les signaux filtrés de nombreuses oscillations d'amortissement. En voie chaleur, on a préféré un filtre de Butterworth plus "doux" mais limitant très fortement la bande passante du signal avec une fréquence de coupure haute à 50 Hz. L'idée principale ici a été d'essayer de limiter au maximum l'influence des harmoniques du réseau électrique.

La figure 3.8 présente l'effet du filtrage en ionisation sur un motif de bruit blanc à distribution gaussienne d'amplitude. La nature gaussienne du bruit est conservée par le filtrage, mais la valeur du gain en fonction de la fréquence (en V^2 rms) subit de très nettes atténuations en dessous de f_{c1} et au dessus de f_{c2}. On obtiendrait un résultat similaire avec chacun des deux autres filtres.

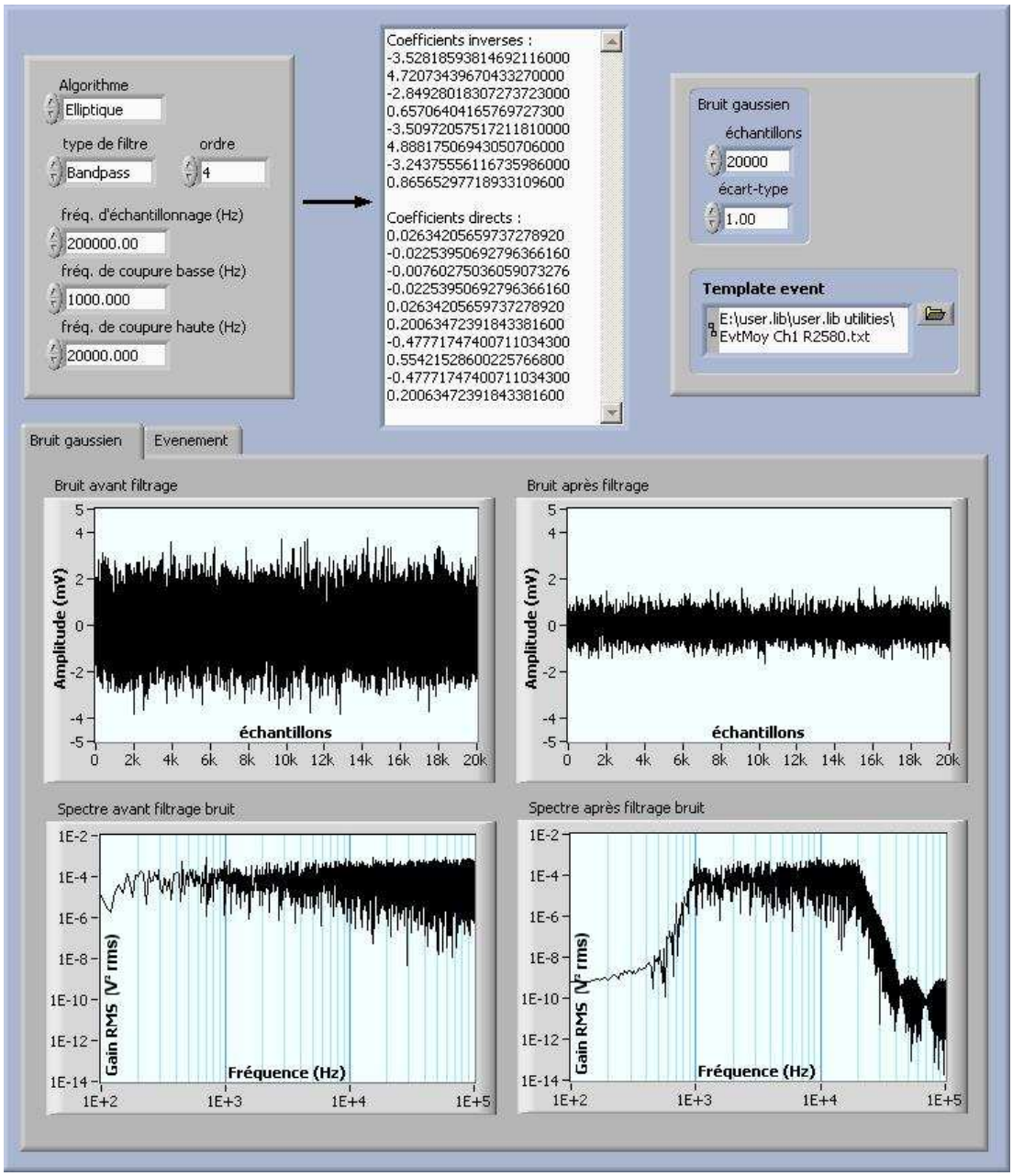

FIG. 3.8 – Effet du filtrage en ionisation de type II (Elliptique Ordre 4, f_{c1}=1 kHz, f_{c2}=20 kHz, f_{ech}=200 kéch/s) sur un bruit blanc gaussien contenant 20000 échantillons. Les échelles de fréquence sont en Hz. Les ordonnées sont en unités de gain correspondant à la valeur rms au carré des amplitudes d'entrée. Le gain est sensiblement constant entre f_{c1} et f_{c2}, et chûte rapidement en dehors.

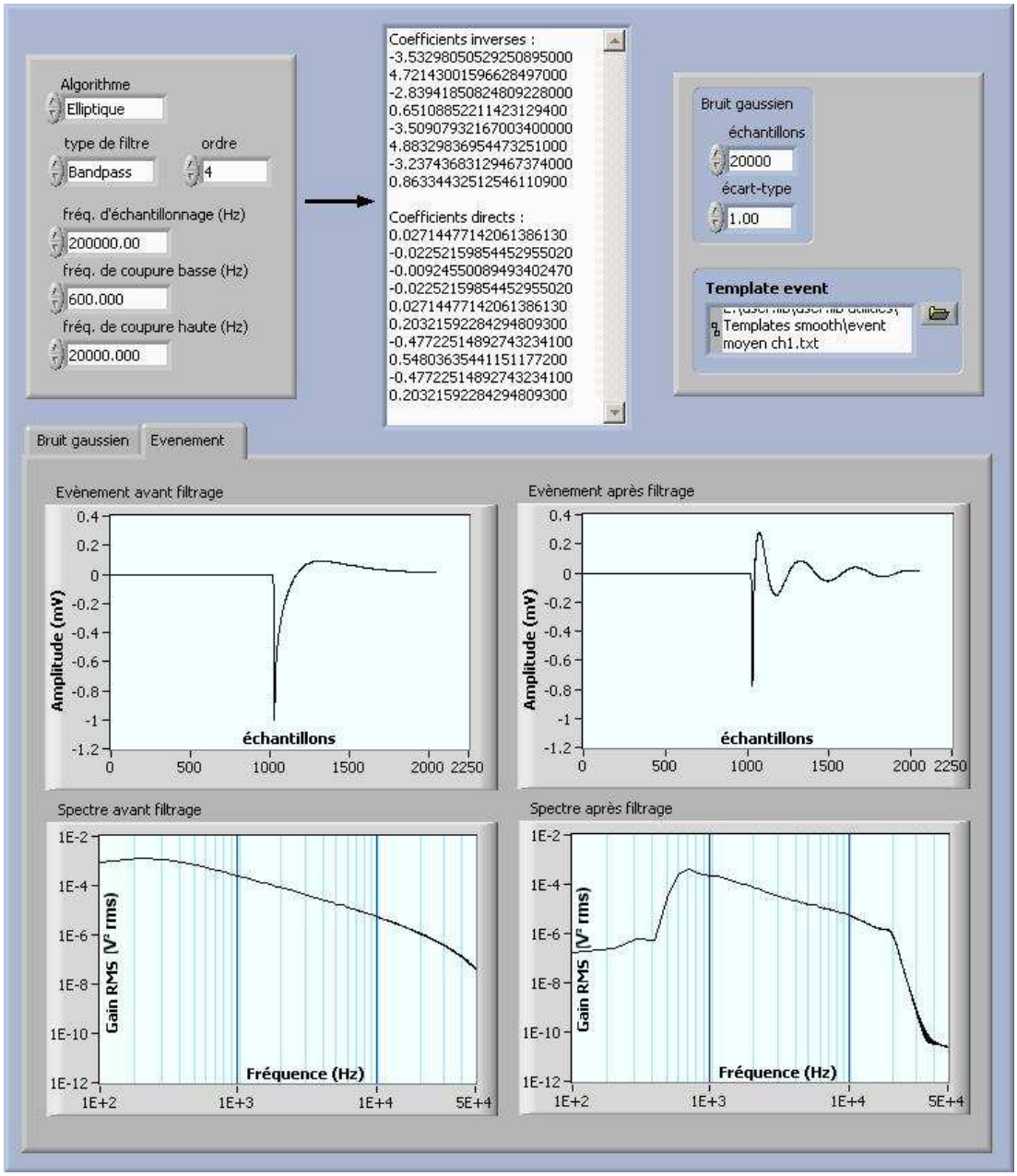

FIG. 3.9 – Effet du filtrage en ionisation de type I (Elliptique Ordre 4, f_{c1}=600 Hz, f_{c2}=20 kHz, f_{ech}=200 kéch/s) sur un événement quasi-idéal.

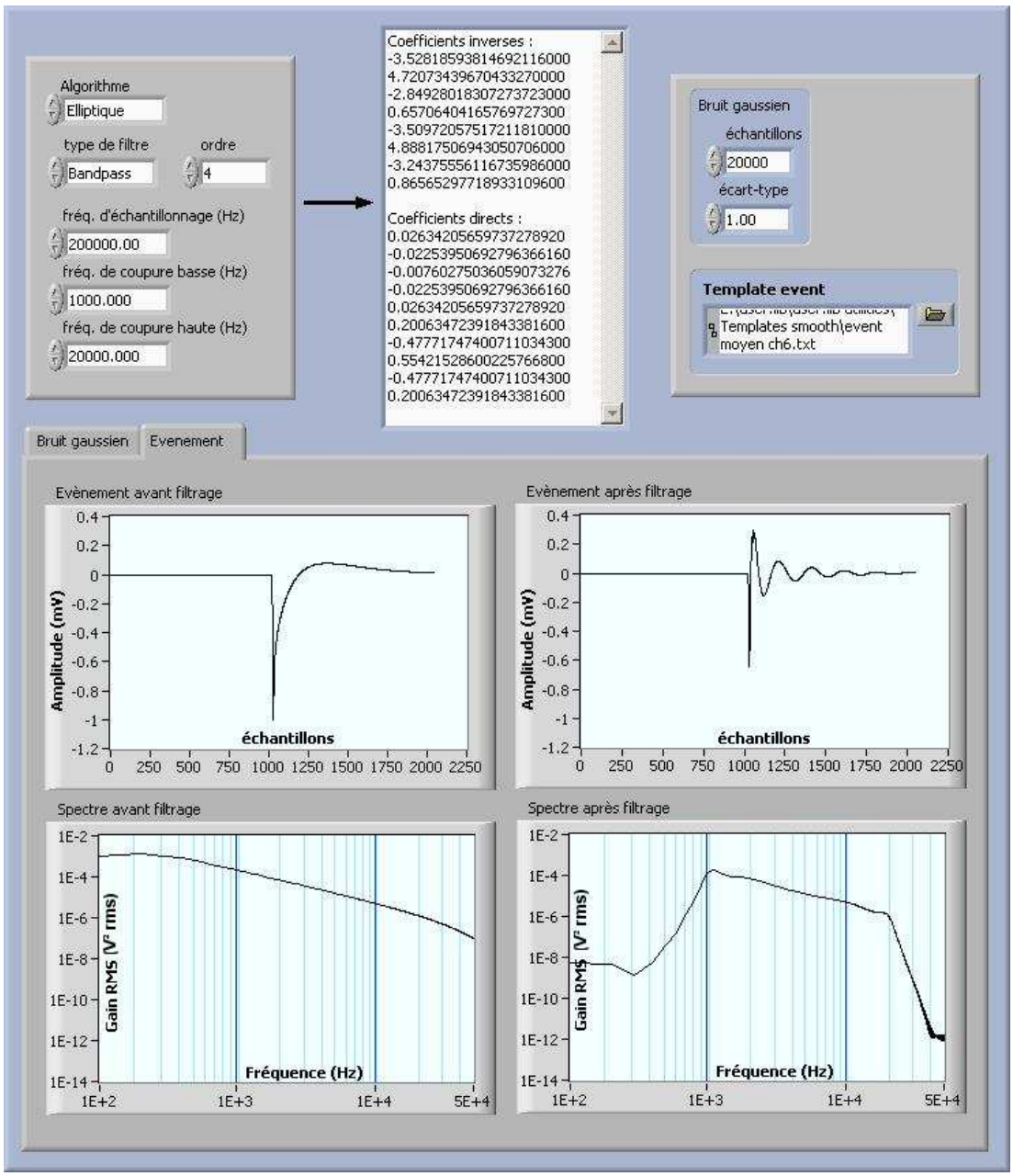

FIG. 3.10 – Effet du filtrage en ionisation de type II (Elliptique Ordre 4, f_{c1}=1 kHz, f_{c2}=20 kHz, f_{ech}=200 kéch/s) sur un événement quasi-idéal.

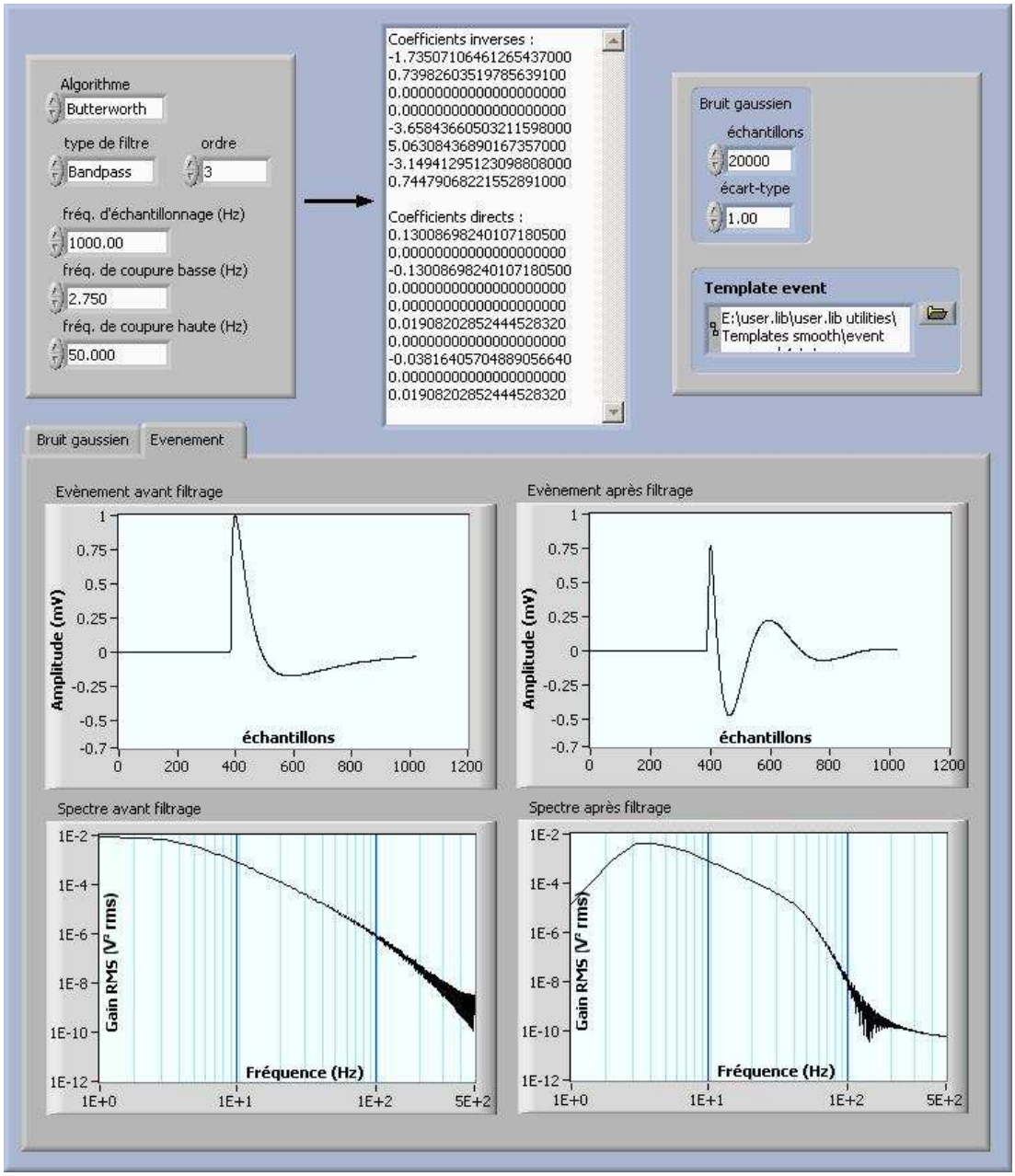

FIG. 3.11 – Effet du filtrage en chaleur (Butterworth Ordre 3, f_{c1}=2.75 Hz, f_{c2}=50 Hz, f_{ech}=1 kéch/s) sur un événement quasi-idéal.

3.3.2 Gestion des mémoires tampons (buffers)

Le fonctionnement du programme d'acquisition repose en grande partie sur une gestion des données en mémoire cohérente et pertinente. Il convient en effet de s'assurer que l'on récupère bien toutes les données, et cela indépendamment des éventuels délais liés aux aléas de la connection, à la charge instantanée des processeurs du PC d'acquisition, ou à d'autres problèmes matériels non identifiés. Il convient également de disposer en ligne de volumes de données assez grands pour contenir toute l'information dont l'acquisition peut avoir besoin, mais aussi assez petits pour rester maniables et ne pas limiter fortement les performances du système. Il convient enfin de limiter au maximum les "fuites de mémoire", c'est à dire la saturation de la mémoire vive de l'ordinateur. Ceci arrive généralement lorsque de grandes quantités de données sont traitées de manière répétitive sans qu'une architecture et une plage de mémoire spécifiques aient été désignées au système pour l'exécution de la tâche.
Pour cela, nous disposons d'un système de quatre étages distincts de mémoires tampons, eux-mêmes divisés en une partie ionisation et une partie chaleur. Le lecteur pourra utilement se reporter à la figure 3.12 au cours de la lecture de ces paragraphes.

3.3.2.1 Buffers d'acquisition

Le premier étage est constitué par les buffers d'acquisition. Le module LabView de dialogue avec les sorties numériques des interfaces PXI permet de spécifier une taille de buffer en nombre d'échantillons. Le système récupère ainsi en continu des données depuis le PXI et les stocke dans de grandes plages mémoire de type FIFO (First In First Out : premier entré premier sorti) contenant 4 millions d'échantillons pour chaque voie ionisation (soit 20 secondes à 200 kéch/s), et 100000 échantillons pour chaque voie chaleur (soit 100 secondes à 1 kéch/s). Ceci permet au système de pallier aux éventuels problèmes de charge processeur temporaire ainsi qu'aux délais de la connection, sensibles par exemple lorsqu'un utilisateur tente de se connecter par internet à l'ordinateur d'acquisition pour en prendre le contrôle à distance.

3.3.2.2 Buffers de lecture

Le second étage est constitué par les buffers de lecture. Leur longueur détermine quelle taille de plage de données est extraite des buffers d'acquisition et traitée (filtre, trigger) à chaque itération de la boucle principale d'acquisition. La condition de synchronicité entre les voies ionisation et chaleur impose que la valeur en secondes de la taille des buffers ionisation et chaleur soit la même. Etant donné qu'il existe un facteur 100 à 200 entre les deux fréquences d'échantillonnage, cela signifie une taille de buffer ionisation en nombre d'échantillons 100 à 200 fois plus importante qu'en chaleur. En outre, cette taille de buffer (en temps) doit être suffisamment petite pour permettre une lecture rapide des données, mais aussi assez grande pour que les processus de filtrage et de recherche de déclenchement restent efficaces numériquement. Un bon compromis a été évalué à 120 ms, soit 24000 échantillons à 200 kéch/s en ionisation et 120 échantillons à 1 kéch/s en chaleur.

3.3.2.3 Buffers circulaires de construction d'événement

Le troisième étage est constitué par les buffers circulaires de construction d'événement. Chaque buffer de lecture une fois filtré est inclus dans un plus grand buffer de taille fixe, construit de telle sorte que les nouvelles données remplacent les plus anciennes dans un cercle sans fin. L'existence de ces buffers se justifie par le fait que l'on a besoin de reconstruire les données qui seront enregistrées sur disque à partir du contenu de plusieurs buffers de lecture de 120 ms. Typiquement, l'intégralité d'un événement est contenue dans 10 ms en voie ionisation et 1 s en voie chaleur, intervalles qui mettent en jeu plusieurs buffers de lecture. De plus, il faut également tenir compte des possibles engorgements du programme, dans le cas d'un taux de déclenchement ponctuellement très élevé par exemple. La taille de ces buffers est donc aussi une sécurité assurant que toute l'information dont on aura besoin au moment de l'écriture sur disque est effectivement toujours disponible. En pratique, on conserve ainsi l'équivalent de 180 s de voies chaleur, soit 3 fois 180000 échantillons à 1 kéch/s. La quantité de données conservées en ionisation dépend fortement du type de système de déclenchement, pour des raisons que l'on verra un peu plus loin. Elle est de 480 ms (6 fois 96000 échantillons) pour un déclenchement sur l'ionisation, et de 3840 ms (6 fois 768000 échantillons) pour un déclenchement sur la voie chaleur.

3.3.2.4 Buffer d'événement

Enfin, la dernière catégorie de buffer est constituée par une zone mémoire de taille fixe, définie par la longueur de chaque voie. Lorsque l'algorithme de construction d'événement détermine que toutes les données nécessaires sont contenues dans les buffers circulaires, il le signale à une sous-routine qui copie simplement les portions de voies à enregistrer dans le buffer d'événement. Le contenu de ce buffer est ensuite envoyé au module de visualisation si l'utilisateur l'a demandé, et à l'écriture sur disque au format binaire.

3.3.3 Système à déclenchement sur l'ionisation

Il a semblé peu pratique, pour des raisons de quantité de données, de stocker l'intégralité de toutes les voies acquises en continu – 24 heures de données avec trois bolomètres représentent un peu moins de 200 giga-octets. Une fois les données filtrées, il convient donc d'effectuer en ligne une sélection des épisodes méritant d'être enregistrés sur disque, c'est à dire qui présentent un intérêt physique. Ceci est assuré par la définition d'un seuil sur la valeur absolue de l'amplitude de chaque voie, choisi lors du réglage de l'acquisition typiquement à 5 ou 6 sigma du niveau de bruit en l'absence de signal. Lorsque les conditions de prise de données sont optimales (tous les blindages en place), le faible taux d'interaction permet d'effectuer ce réglage sans trop de difficultés. Le principe est alors que si pendant la prise de données une voie dépasse ce seuil, les données entourant ce dépassement de seuil doivent être enregistrées.

3.3.3.1 Déclenchement par dépassement d'un seuil

Rappelons que chaque détecteur possède trois voies de mesure : deux en ionisation et une en chaleur. Une interaction conduit idéalement à un signal identifiable sur au moins une des voies ionisation et sur la voie chaleur. En théorie, l'une comme l'autre voie peut servir au déclenchement - voire les deux à la fois. Toutefois, le signal en voie ionisation est nettement plus rapide qu'en voie chaleur d'environ deux ordres de grandeur. Pour corréler en temps les informations issues des deux voies, il apparaît donc plus facile d'effectuer le déclenchement sur l'ionisation. C'est sur ce principe qu'est bâtie la première version de l'acquisition numérique d'Edelweiss, à laquelle on fait parfois dans la suite référence sous l'appellation d'acquisition en "trigger ionisation".

Les données sont traitées séquentiellement par "paquets" de 120 ms (les buffers de lecture présentés précédemment), ce qui représente 24000 points sur chaque voie ionisation. Le programme parcourt chaque voie à la recherche d'une valeur absolue de l'amplitude supérieure à celle spécifiée lors du réglage des seuils de déclenchement. Lorsqu'il en trouve une, il entre dans une phase de construction d'événement. Si plusieurs dépassements sont repérés sur la même voie, seul le premier est pris en compte. De la même façon si plusieurs voies présentent un dépassement, c'est celui qui intervient en premier qui est pris en compte. Le système ne cherche plus d'autre dépassement tant que la construction de l'événement à enregistrer n'est pas terminée, soit à la fin de l'intervalle d'une seconde de voie chaleur enregistrée. Ceci entraîne naturellement l'existence d'un "temps mort" dans l'acquisition après chaque déclenchement, qui doit être pris en compte lors du traitement des données. L'information contenu dans ce "temps mort" n'est toutefois pas totalement perdue, car le programme enregistre pour chaque voie sur toute la durée de l'événement le nombre de points qui ont dépassé le seuil. Ceci permet en particulier de rapidement contrôler la présence d'empilement.

Notons que dans cette configuration, la condition de déclenchement s'appuie uniquement sur la présence d'un signal sur l'ionisation, et est absolument indépendante de la présence ou non d'un signal sur la voie chaleur. La lenteur de la voie chaleur par rapport à l'ionisation garanti en effet la connaissance de la position d'un signal chaleur associé avec une précision plus que suffisante : avec environ 20 canaux d'incertitude sur la position du signal chaleur, la position du signal chaleur est déterminée à mieux qu'un bin près. Comme on le verra un peu plus loin, la situation devient plus complexe dès lors que le déclenchement s'effectue sur la voie chaleur.

3.3.3.2 Reconstruction de l'événement à enregistrer

Le facteur de l'ordre de 100 entre les constantes de temps caractéristiques des voies ionisation et chaleur garantit donc une connaissance exacte de la position du signal chaleur associé à un signal ionisation repéré par dépassement du seuil. Les données enregistrées sont bâties selon les principes suivants :

- Lorsqu'une voie déclenche sur un détecteur donné, toutes les voies de tous les dé-

tecteurs sont enregistrées de façon synchrone. Ceci permet lors de l'analyse des données a posteriori d'étudier les coincidences et l'efficacité du déclenchement et des différentes coupures, ou de diagnostiquer le (bon ou mauvais) fonctionnement d'un détecteur plus facilement, par exemple par l'observation de son bruit de fond.

- Toutes les voies, chaleur comme ionisation, sont enregistrées de façon à contenir la totalité de l'information physique ainsi qu'une partie de ligne de base appelée " fraction de pre-trigger ", ou simplement pre-trigger. Le démarrage du signal est ainsi toujours positionné au même endroit pour tous les événements, au temps de montée du signal près - quelques bins en ionisation.

- On enregistre ainsi 2048 échantillons sur chaque voie ionisation et 1024 sur chaque voie chaleur, représentant respectivement environ 10 ms et 1 s de données. Les données sont enregistrées au format binaire, chaque échantillon étant un entier signé de 16 bits codé sur 2 octets. Un événement complet, sur 6 voies ionisation à 200 kéch/s et 3 voies chaleur à 1 kéch/s, remplit donc 2x(3x1024 + 6x2048) = 30720 octets. Chaque événement est ainsi enregistré à la suite du précédent.

- Les informations complémentaires, comme le temps de l'événement, les voies ayant déclenché, la température instantanée de la platine supportant les détecteurs et le résultat résumé de la recherche de dépassement de seuil sur chaque voie, sont enregistrées sur un autre fichier au format ASCII appelé "fichier NTP".

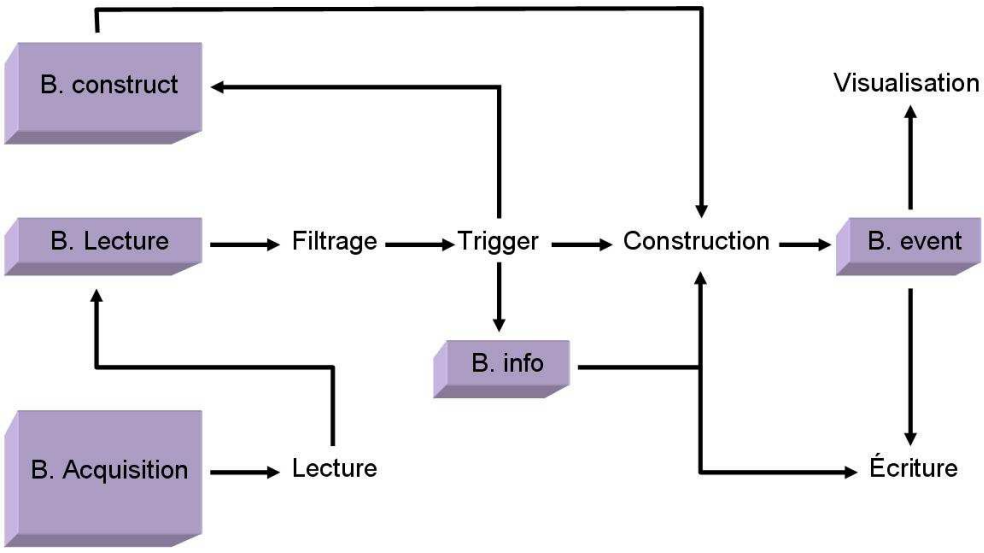

FIG. 3.12 – Schéma de principe du fonctionnement d'une chaîne d'acquisition numérique, telle qu'elle est mise en place dans Edelweiss. Les quatre buffers décrits dans le corps du texte sont reliés entre eux par les opérations effectuées par le programme. Le cinquième bloc "B. info" représente les informations complémentaires qui seront ensuite enregistrées dans le fichier "NTP".

3.4 Le système en trigger numérique sur la voie chaleur

3.4.1 Motivations

Les résultats des prises de données effectuées avec l'acquisition en déclenchement sur l'ionisation montrent que les résolutions de ligne de base sur les voies ionisation sont en général nettement moins bonnes que les résolutions sur les voies chaleur (tableau 3.2). De surcroît, l'effet de "quenching" que subissent les événements de recul nucléaire par rapport aux événements de recul électronique se traduit directement comme une perte d'efficacité de détection pour de faibles énergies déposées. Concrètement, avec une valeur de quenching de 0.3 à 40 keV de recul, un événement de recul nucléaire fournit une impulsion en ionisation environ trois fois moins importante qu'un événement de recul électronique à la même énergie. Les amplitudes des deux pics en voie chaleur, cependant, sont tout à fait comparables – à la correction d'effet Luke près (voir chapitre 2).

L'idée est donc, pour tenter d'améliorer le seuil de détection, de déclencher non plus sur la voie ionisation - rapide - mais sur la voie chaleur - lente. Le principal problème soulevé par cette méthode est d'être capable de retrouver le signal ionisation correspondant au signal chaleur détecté, qui doit se trouver quelque part en amont.

Détecteur	Résolution centre	Résolution garde	Résolution chaleur
Bolo 1	1.1 keV_{ee}	1.3 keV_{ee}	1.4 keV_{ee}
Bolo 2	1.2 keV_{ee}	1.4 keV_{ee}	0.6 keV_{ee}
Bolo 3	1.2 keV_{ee}	1.5 keV_{ee}	0.4 keV_{ee}

TAB. 3.2 – Valeurs des résolutions de ligne de base pour chaque voie de chaque détecteur, à l'issue de la prise de données 2002 en déclenchement sur l'ionisation. La notation keV_{ee} signifie keV-équivalent-électron et est expliquée dans le lexique.

3.4.2 Première étape : l'espion

Le premier pas dans cette direction a donc été d'installer sur l'acquisition en trigger ionisation un "espion", qui puisse nous renseigner sur la valeur typique du délai entre le dépassement d'un seuil sur la voie chaleur et la position du signal en voie ionisation. Pour cela, une routine parallèle a été ajoutée à l'intérieur du programme d'acquisition, qui repère la position du dépassement de seuil sur la voie chaleur et la compare au temps précis du dépassement de seuil en voie ionisation. Bien entendu, la précision de l'opération est limitée par la résolution en temps de la voie chaleur, qui est de l'ordre de la milliseconde. Mais tout ce que l'on cherche à obtenir ici est un intervalle en temps très conservatif, et la précision n'est par conséquent pas un problème.

La valeur en ms trouvée par l'espion est inscrite pour chaque événement dans une nouvelle colonne du fichier "NTP" évoqué plus haut. Une fois l'acquisition des données terminée, il est possible d'analyser ces valeurs pour en tirer une gamme temporelle

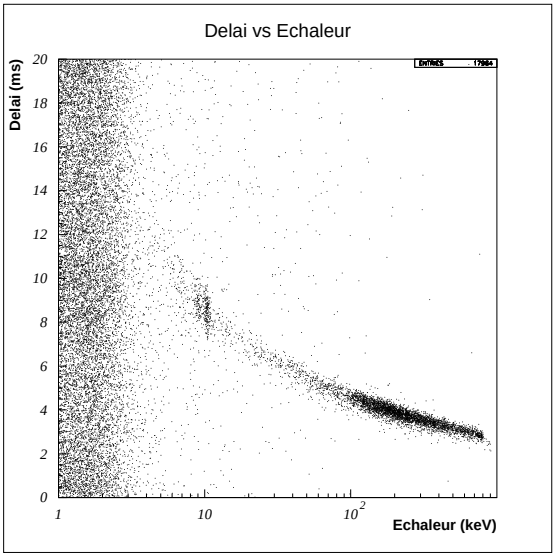

FIG. 3.13 – Delai entre le déclenchement sur la voie chaleur et la position du signal ionisation correspondant, en fonction de l'énergie reconstituée du signal chaleur. Les données utilisées sont issues des données de physique acquises en 2003 avec le système d'acquisition en déclenchement sur la chaleur. La sélection effectuée demande que le détecteur ait déclenché, que le signal sur la voie ionisation centre soit au moins trois fois plus important que sur la voie garde, et que le signal chaleur ne soit pas compatible avec un événement senseur (voir chapitre 4). Les événements "valides" forment clairement une route, les points en dehors de la route sont des événements pathologiques non coupés par la sélection non-optimisée utilisée ici. La perte de sensibilité à est clairement visible en dessous de 2 keV avec l'émergence d'un "front de bruit". La dynamique de 20 ms apparaît conservative.

dans laquelle on est sûr de trouver le signal ionisation correspondant à un déclenchement sur la chaleur. On trouve ainsi que pour des événements satisfasant la condition $E_{ION} > 2.5\ keV$, le signal ionisation est toujours compris entre 0 et 20 ms avant la position du déclenchement sur la chaleur. La figure 3.13 présente l'évolution de la valeur de ce delai en fonction de l'énergie reconstituée du pulse chaleur pour un des détecteurs (bolo 2). Il y apparaît assez clairement que 20 ms est une estimation conservative de la borne supérieure de la valeur de ce retard.
En toute logique, la valeur de ce delai ne doit pas dépasser le temps de montée d'un pulse chaleur, qui est d'environ 15 ms avec la configuration de filtre utilisée. Cette valeur est toutefois à pondérer par l'effet du bruit, surtout à basse énergie.

L'observation de la figure 3.13 permet en outre de déterminer assez précisément une relation directe entre la valeur du délai et l'énergie de l'interaction. Cette relation traduit simplement la forme du front de montée d'un pulse chaleur. Il ne paraît donc pas déraisonnable, dans ces conditions, d'envisager une approximation du délai beaucoup plus restreinte et fonction de l'énergie. En pratique, cette solution a été rejetée pour deux raisons : elle n'est pas efficace à basse énergie - qui est la région d'intérêt physique maximal, et elle suppose l'évaluation par l'acquisition de l'énergie des pulses chaleur.

3.4.3 Principe de mise en oeuvre

3.4.3.1 Recherche de l'ionisation par cross-corrélation

Une fois que la plage en temps sur laquelle on peut conservativement rechercher le signal ionisation a été déterminée, on peut commencer à construire un système de construction des événements basé sur le déclenchement sur la voie chaleur.

Le principe général de fonctionnement du programme reste le même, et la figure 3.12 est toujours d'actualité. L'unique différence se situe au niveau de l'étape "trigger". On ne recherche les dépassements de seuil que sur les voies chaleur. Dès qu'un dépassement est repéré, on passe en revue les voies ionisation (centre et garde) correspondantes sur une plage de 20 ms antérieure à la position du dépassement de seuil en chaleur. Ces données sont disponibles dans les buffers circulaires de construction d'événement.
Ce "scan" est en réalité une opération de convolution des données par un événement-type (template) propre à chaque voie. Ces templates sont construits une fois pour toutes par moyennage d'événements de calibration, et dépendent de la forme des filtres numériques. Ils sont produits de manière récursive de la façon suivante : on acquiert un lot de données en présence des filtres définitifs et de templates approchés, puis on utilise ces données pour construire les vrais templates.

L'opération de convolution peut se voir comme un ajustement linéaire à indice glissant. Si $[x_n]_{n=0,N-1}$ est le template correspondant à une voie donnée, comportant M échantillons, et que $[y_m]_{m=0,M-1}$ représente une plage de données de longueur arbitraire N, le résultat de l'opération de convolution - en réalité, de cross-corrélation - est un tableau de longueur M+N noté $[h_k]_{k=0,M+N-1}$ qui peut s'exprimer qous la forme :

$$h_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot y_{k+n-(N-1)} \tag{3.6}$$

Cette formule suppose que les valeurs de x_n et y_m sont égales à zéro pour les indices en dehors des zones de définition $[0; N-1]$ et $[0; M-1]$.

Comme l'illustre la figure 3.14, cette quantité fournit un excellent indicateur de ressemblance entre le template et les données, en chaque point de celles-ci. L'indice du maximum sur l'ensemble des $[h_k]$ de l'opération de cross-corrélation fournit ainsi la position du meilleur candidat pour le signal ionisation recherché, à la précision de l'échantillonnage près. Il est théoriquement possible d'obtenir une précision meilleure que l'échantillonnage en interpolant linéairement une valeur d'indice fractionnaire pour le maximum de convolution, mais cela rajoute de la complexité au procédé sans que l'information soit cruciale pour l'application que l'on veut en faire.

3.4.3.2 Importance du choix de la taille de la zone de recherche

On pourrait se demander s'il est réellement intéressant de limiter autant que possible la taille de la zone de recherche du signal ionisation. Nous avons vu grâce à "l'espion"

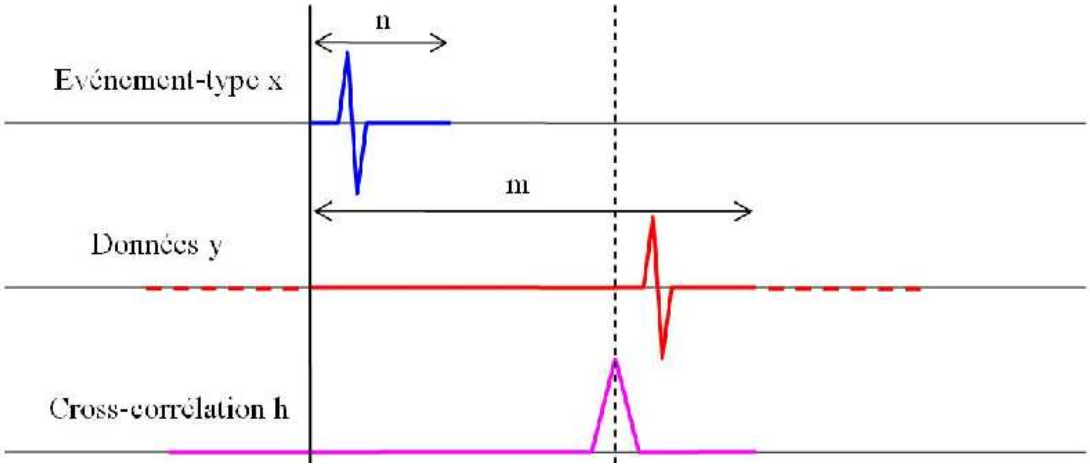

FIG. 3.14 – Schéma de principe illustrant le fonctionnement de l'opération de cross-corrélation entre un événement-type de longueur n et un lot de données de longueur m. La position du maximum de $[h]$ donne celle du meilleur ajustement du template aux données.

qu'il y avait de bonnes raisons de le faire, mais on pourrait tout aussi bien imaginer agrandir encore la taille de la zone pour plus de sécurité, voire effectuer la convolution en continu sur l'ensemble des données. Il existe en réalité deux raisons principales qui conduisent à ne pas retenir cette solution :

- Premièrement, l'économie de temps de calcul. Plus la taille de la zone de recherche est importante, plus l'opération de cross-corrélation est lourde, la charge processeur augmentant linéairement avec la taille du lot de données à convoluer. Ce point n'est pas essentiellement gênant étant donné la constante évolution des puissances des machines, et le système pourrait sans doute s'accommoder sans problème d'une zone deux fois plus grande. La convolution en continu pourrait cependant s'avérer plus problématique.

- Deuxièmement, l'efficacité à basse énergie. Ce point est lié à la présence d'un bruit de fond gaussien dans les données. De manière assez intuitive, on peut voir les choses ainsi : pour un signal de bruit gaussien avec un écart-type donné, plus l'échantillon considéré est grand plus on a de chance de trouver une valeur maximum de l'amplitude importante. Etant donné la forme des signaux recherchés (pulses très étroits) le résultat de la recherche du maximum de convolution point par point est fortement relié à la valeur instantanée de l'amplitude. Par conséquent, plus la taille de la zone de recherche est importante, plus le maximum de convolution sur des données de bruit est statistiquement grand.

C'est ce point en particulier qui est critique. L'acquisition en déclenchement sur la chaleur n'a d'intérêt que si on ne perd pas l'information en ionisation à basse énergie, en identifiant mal le signal ! On a donc tout intérêt à réduire la taille de la zone de

recherche autant que possible.

3.4.3.3 Détail de la construction d'un événement en ligne

Nous allons décrire ici plus en détail la logique de construction d'événement du nouveau système d'acquisition, qui est la réelle innovation apportée par rapport à la version précédente. Même si le déclenchement se fait sur la chaleur et non plus sur l'ionisation, le principe en reste essentiellement le même : on analyse un ensemble de voies en continu à la recherche de dépassements d'un seuil fixe. Que cette opération soit effectuée sur des voies chaleur ou ionisation ne change rien au procédé.

Le rassemblement des données à enregistrer, en revanche, demande une approche assez différente. Il suffisait auparavant de déclencher sur l'une ou l'autre des voies centre et garde d'un détecteur pour savoir avec précision quelle partie des données enregistrer pour les trois voies - centre, garde et chaleur. Toutes les voies de tous les détecteurs sont alors enregistrées de façon synchrone, en forçant la position des signaux à l'intérieur des fenêtres à une valeur fixe, imposée par la position du déclenchement. Si le signal est physique, centre et garde sont de toute façon totalement synchrones.
Avec ce nouveau système, nous avons vu que pour chaque déclenchement sur la chaleur, les voies centre et garde correspondantes doivent être analysées sur une plage de 20 ms pour déterminer la position du maximum de convolution par un événement-type. Lorsque l'on est proche du seuil, il y a de fortes chances que l'une des voies (voire les deux) ne présente pas de signal distinguable du bruit, et le résultat de la convolution donnera deux position différentes sur chaque voie. Comment dès lors décider qui de la garde ou du centre doit imposer le positionnement des fenêtres de données à enregistrer ?

La solution adoptée consiste à acquérir un premier lot de données en donnant comme consigne que la voie centre soit toujours la référence. On enregistre également dans le fichier NTP, pour chaque événement et pour chaque voie ionisation, la valeur du maximum de convolution. L'analyse de ces données permet de déterminer pour chaque voie une relation linéaire entre la valeur du maximum de convolution et l'énergie portée par le pulse. Les valeurs de ces gains sont ensuite entrées dans le programme d'acquisition et vont permettre de disposer en temps réel d'une estimation précise de l'énergie des signaux ionisation sur chaque voie. La décision entre voie centre et voie garde s'effectue alors en comparant des valeurs d'énergie. Si la voie centre présente une énergie supérieure à celle de la voie garde, c'est elle qui détermine le positionnement de toutes les fenêtres. On parle de voie centre "dominante". Par analogie, on parle aussi de détecteur "dominant" pour celui à qui appartient la voie chaleur qui a dépassé le seuil la première.

Toutes les voies ionisation de tous les détecteurs sont enregistrées de façon synchrone par rapport à cette voie dominante, et on enregistre environ 10 ms de données pour chaque événement (2048 échantillons à 200 kéch/s). De la même façon, les voies chaleur de tous les détecteurs sont positionnées par rapport à la position du déclenchement, et on enregistre environ 1 s de données par événement (1024 échantillons à

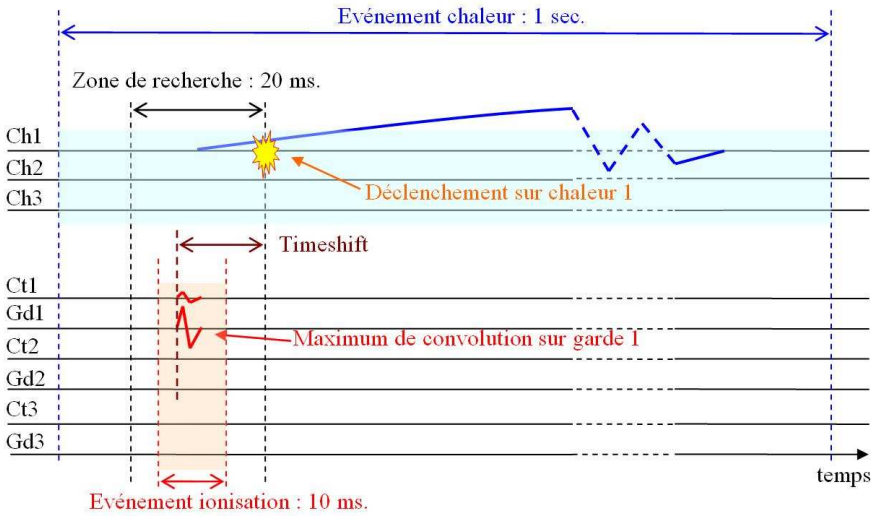

FIG. 3.15 – Schéma de principe illustrant la logique temporelle du système d'acquisition pour la construction d'un événement. Les voies de trois détecteurs sont symbolisées, avec en haut les trois voies chaleur (Ch) et en bas les trois voies centre (Ct) et garde (Gd). L'échelle brisée en abscisse figure le temps. Les zones entre deux lignes pointillées repésentent respectivement la zone de recherche du signal ionisation (noir), les données enregistrées en chaleur (bleu) et en ionisation (rouge).

1 kéch/s). La figure 3.15 présente une vision schématique du fonctionnement de toute l'opération de construction d'événement.

En toute rigueur, la taille des fenêtres de données enregistrées en chaleur et en ionisation aurait pû être optimisée plus avant. En raison de la relativement faible quantité de données attendues pour cette phase de l'expérience, le point n'était pas réellement critique. Le choix s'est arrêté sur les deux critères suivant : on veut disposer sur chaque voie de l'intégralité du signal, et on veut également disposer d'un échantillon de voie avant le signal, témoin des conditions de bruit. On appelle couramment cette portion de données "pre-trigger", et on l'exprime comme une fraction de la longueur totale de la voie enregistrée. Pour l'intégralité de la campagne d'acquisition 2003, les fractions de pre-trigger ont été fixées à 1/2 en ionisation et 3/8 en chaleur. La notion n'a toutefois pas tout à fait le même sens dans le deux cas. Pour les voies chaleur, elle siginifie que la fenêtre est positionnée de telle façon que le point de dépassement du seuil sur la voie chaleur dominante occupe la position 384 sur un total de 1024. En ionisation, elle signifie que le signal est positionné dans la fenêtre avec la fraction de pre-trigger la plus proche de celle du template utilisé pour la convolution. La principale différence est que dans le deuxième cas, la position du démarrage effectif du pulse est constante, alors qu'elle dépend de l'énergie dans le premier.

3.4.3.4 Enregistrement des fichiers complémentaires

En plus des informations déjà présentes dans la version précédente du fichier "NTP", cette nouvelle acquisition ajoute un certain nombre de données liées à la recherche des signaux en ionisation. Pour chaque voie ionisation, on enregistre ainsi la valeur du maximum de convolution en keV, la valeur du délai entre ce maximum et la position du déclenchement sur la voie chaleur en microseconde, le nombre de points ayant dépassé un seuil fixe pendant toute la durée de la seconde enregistrée en voie chaleur et l'intégrale du signal pour l'ensemble de ces points. Ces deux dernières grandeurs sont une indication de l'efficacité de la méthode de détection par convolution : si le nombre de points ayant dépassé le seuil est élevé mais que la valeur du maximum de convolution est relativement faible, on peut soupçonner un malfonctionnement de l'algorithme de recherche, ou encore une période particulièrement bruitée.

Deux autres types de fichiers sont encore enregistrés :

- Un fichier dit "max-min". A chaque itération de la boucle principale d'acquisition (c'est à dire pour chaque période de 120 ms correspondant à l'analyse du contenu des buffers de lecture), on enregistre pour chaque voie ionisation la différence algébrique entre le maximum et le minimum d'amplitude. Ceci permet d'obtenir à moindre coût une information très basique sur l'évolution du niveau de bruit des voies.

- Un fichier dit ".hst", qui conserve sous forme condensée (format binaire LabView) et pour chaque événement, le résultat de la convolution effectuée en ligne sur chaque voie ionisation. Les données se présentent sous la forme d'un tableau de 6x100 entiers et de 6 réels associés. Le tableau contient l'histogramme d'amplitude sur 100 canaux des 6 convolutions. Pour chaque histogramme, une grandeur réelle fournit la largeur de l'intervalle d'histogrammation et permet de reconstruire l'échelle en énergie. En pratique, ce type de fichier n'a pas été utilisé dans l'analyse finale, mais dans le cas où l'acquisition aurait eu un comportement non-attendu il s'agit d'un bon outil de diagnostic.

3.5 Evaluation des performances

3.5.1 Détermination en ligne de l'énergie ionisation

L'un des aspects intéressants de ce système d'acquisition tient à la détermination en temps réel de l'énergie associée aux signaux sur les voies ionisation. Comme on le verra au chapître "Analyse des Données", la détermination de l'énergie se fait alors par un processus d'ajustement de gabarit d'événement tout à fait similaire à ce qu'effectue le programme d'acquisition. Les mêmes gabarits d'événements sont même utilisés dans les deux cas. Une des différences toutefois réside dans le fait que la taille des blocs de données sur lesquels s'effectue la convolution est plus grande dans le cas en ligne (20 ms au lieu de 10 ms). L'analyse offline est contrainte d'utiliser du "padding" par des zéros du signal enregistré pour pouvoir effectuer la convolution en tout point. Ceci ne pose

pas de problème majeur tant que le signal enregistré est "évident", mais dès que l'on s'approche du niveau du bruit il est très possible que cela suffise à ce que les deux "maximums de convolution" ne soient pas au même endroit. Incidemment, on peut se servir de ce phénomène pour évaluer la distribution d'efficacité de détection du signal ionisation en fonction de l'énergie.

Contrairement à ce qui s'effectue dans l'analyse hors-ligne, les énergies en ionisation déterminées par l'acquisition ne sont pas corrigées de l'effet de diaphonie. La comparaison avec les énergies étalonnées issues du travail présenté au chapître 4 n'est donc pas immédiatement possible. Pour ce qui suit, les amplitudes des ajustements sur chaque voie effectués hors-ligne ont donc été préférentiellement utilisées, corrigées d'un facteur multiplicatif constant amenant en moyenne le rapport des deux grandeurs $E_{online}/E_{offline}$ à 1.

Les figures 3.16 et 3.17 présentent les distributions du rapport $E_{online}/E_{offline}$ pour différentes tranches d'énergie ionisation (on utilise l'énergie déterminée par le système d'acquisition comme référence). On s'intéresse respectivement aux plages :

$$0\ keV < E_{Ion} < 200\ keV$$
$$\text{et}$$
$$2.5\ keV < E_{Ion} < 200\ keV.$$

Les données considérées sont l'intégralité des données de fond acquises en 2003 (runs 2003p). Il existe une certaine différence de comportement entre les voies, mais d'une manière générale pour un détecteur donné, la détection de la voie centre apparaît toujours plus efficace à basse énergie que celle de la voie garde. La valeur R portée sur les figures indique la proportion totale d'événements pour lesquels le rapport $0.95 < E_{online}/E_{offline} < 1.05$. Cette proportion varie de 83 à 96 % si l'on considère toutes les énergies de 0 à 200 keV, mais elle est systématiquement supérieure à 96 % si l'on fixe un seuil à 2.5 keV. Sur les trois voies centre - qui sont celles d'intérêt physique principal - elle est même supérieure à 99.8 %.

La figure 3.18 présente les distributions toutes voies confondues de la grandeur Δt pour les même données que les figures 3.16 et 3.17, pour $0\ keV < E_{Ion} < 2.5\ keV$ (en haut) et $2.5\ keV < E_{Ion} < 200\ keV$ (en bas). Δt est définie comme la différence en bins d'échantillonage entre la position du maximum de convolution trouvé par le système d'acquisition et la position du meilleur ajustement effectué lors de l'analyse offline. En théorie cette valeur doit être égale à zéro. Elle ne peut pas être plus grande que 10 en valeur absolue car on force l'ajustement dans cette plage. La valeur de R portée sur les graphes correspond à la fraction totale d'événements pour lesquels $-1 \leq \Delta t \leq 1$ (On autorise une variation de $\pm$ 1 bin autour de la position zéro). Elle est de 99.6 % entre 0 et 2.5 keV, et de 99.9 % entre 2.5 et 200 keV. les 0.1 % restant correspondent à une poignée d'événements pathologiques qui seront éliminés par les coupures de qualité effectuées plus tard dans l'analyse.

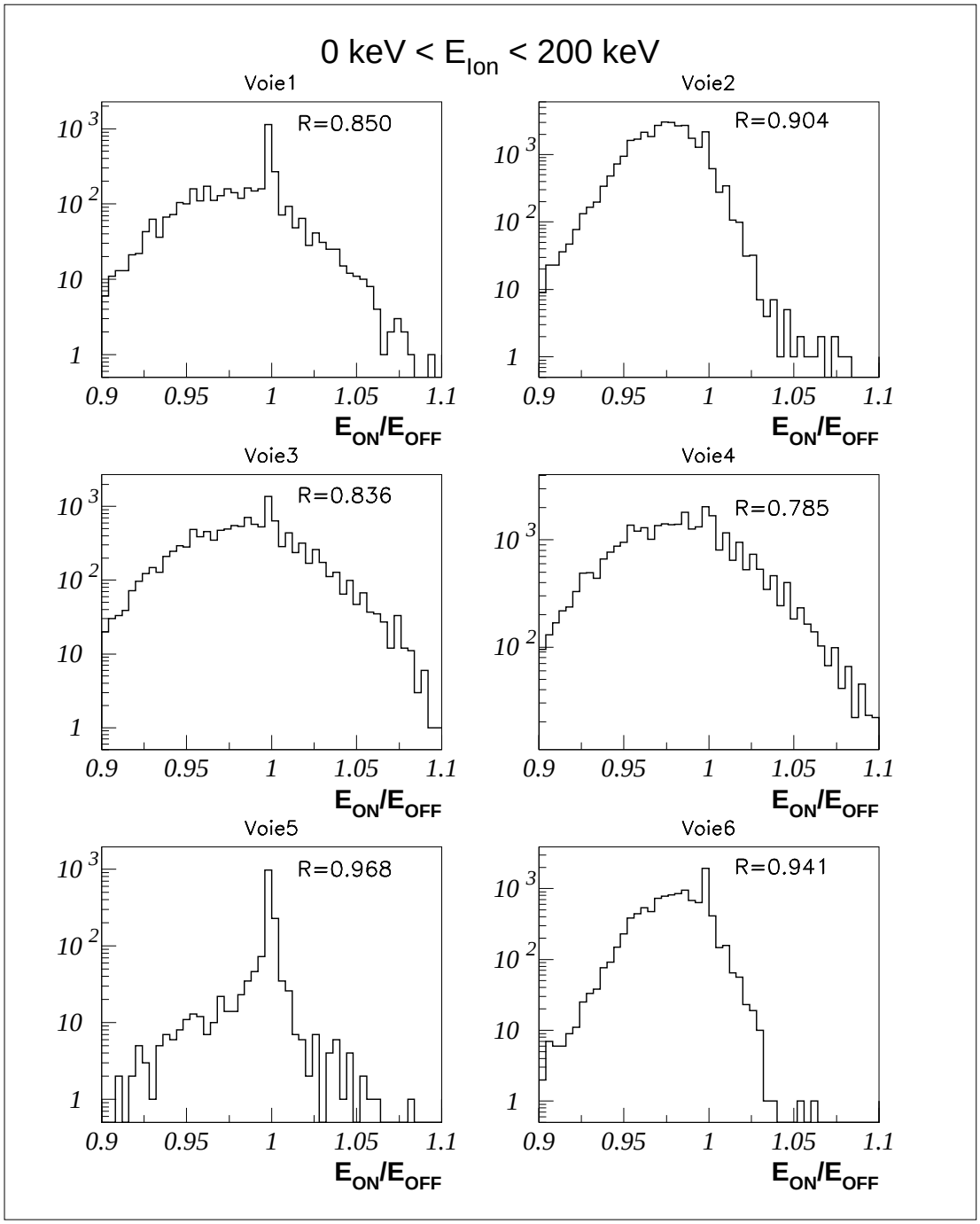

FIG. 3.16 – Distribution du rapport de l'énergie ionisation de la voie dominante, déterminée par le système d'acquisition et déterminée par l'analyse offline. Les distributions sont évaluées séparément pour chaque voie (notées 1 à 6, respectivement centre 1, garde 1, centre 2, garde 2, centre 3 et garde 3), pour 0 $keV < E_{Ion} < 200$ keV et à partir de l'ensemble des données du run 2003p. De ce fait, les données comprennent ici un grand nombre d'événements dus au bruit. La valeur R indique quelle proportion d'événements vérifie $0.95 < E_{online}/E_{offline} < 1.05$.

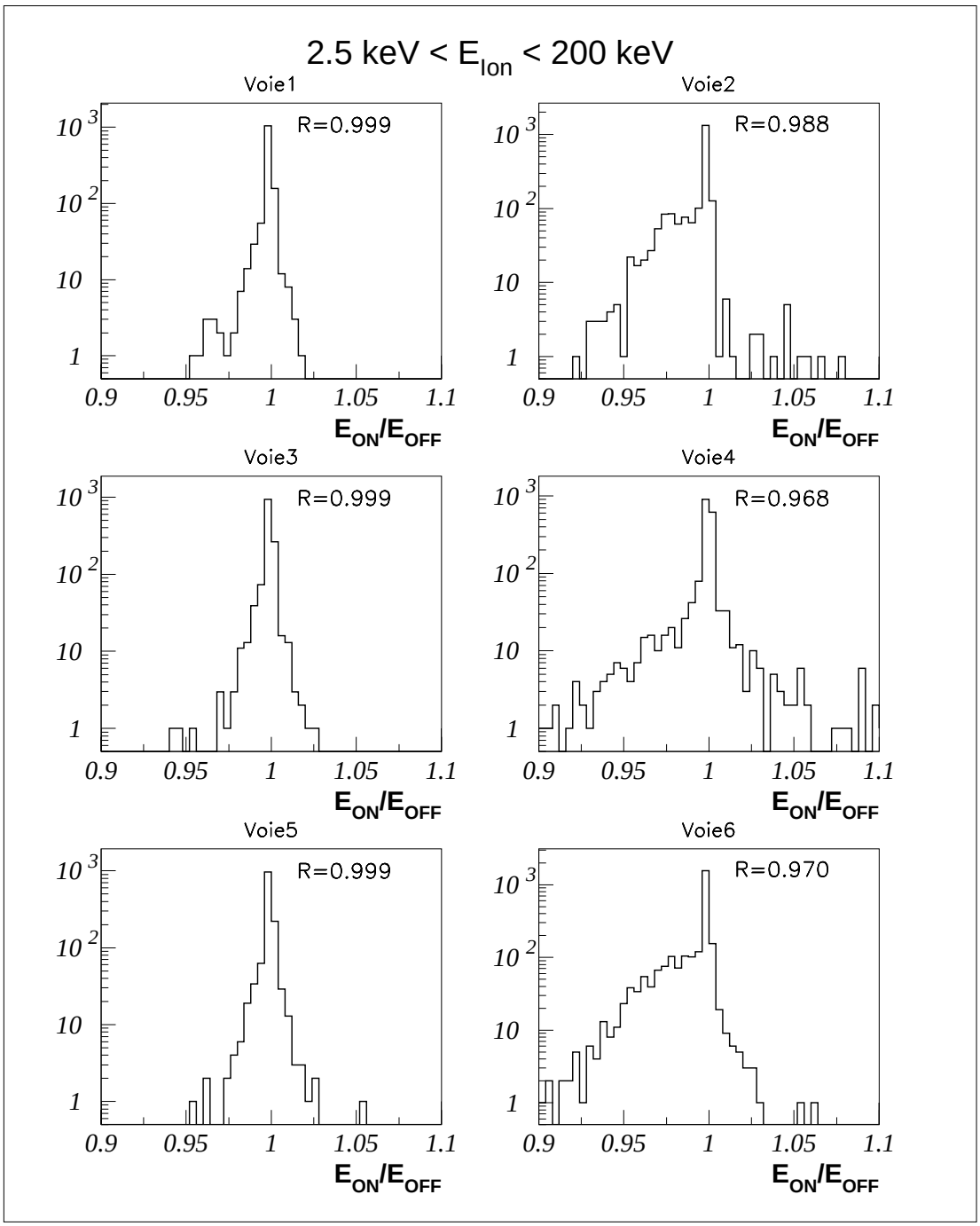

FIG. 3.17 – Même chose que Fig. 3.17, mais pour 2.5 $keV < E_{Ion} < 200\ keV$. R est meilleur que 99.8 % sur les trois voies centre.

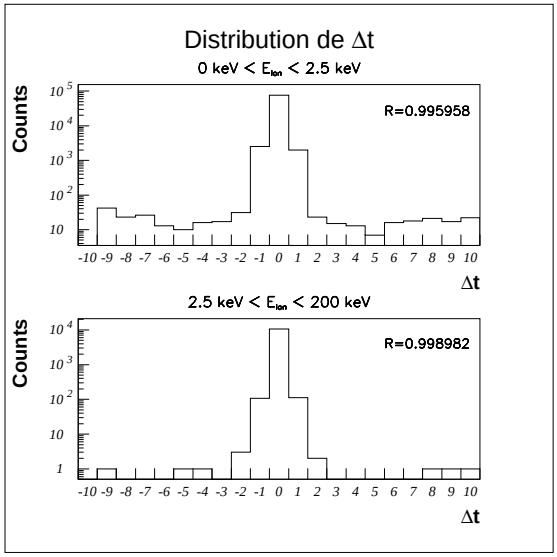

FIG. 3.18 – Distributions de la grandeur Δt définie comme la différence en bins d'échantillonage entre la position du maximum de convolution trouvé par le système d'acquisition et la position du meilleur ajustement effectué lors de l'analyse offline. La figure du haut correspond aux événements pour lesquels $0\ keV < E_{Ion} < 2.5\ keV$, et celle du bas à ceux pour lesquels $2.5\ keV < E_{Ion} < 200\ keV$. La valeur R donne la proportion d'événements pour lesquels $-1 \leq \Delta t \leq 1$.

Pour une énergie en ionisation supérieure à 2.5 keV, nous avons donc de bonnes raisons de penser que l'efficacité de détection du signal est supérieure à 99.9 %. En dessous de 2.5 keV en revanche, l'analyse par des méthodes très similaires peut fournir des amplitudes variant de plus de 5 %. La différence est liée à la prise en compte du bruit réel précédent l'événement enregistré lors de la détermination de l'énergie en ligne, alors que cette information est perdue lors de l'analyse hors-ligne. On peut légitimement s'interroger sur la pertinence physique d'un tel signal. C'est sur ces considérations qu'il a été décidé d'introduire un seuil sur l'ionisation totale à 2.5 keV pour l'extraction du résultat physique.

3.5.2 Efficacité de détection de WIMPs

Rappelons que l'objectif du nouveau système d'acquisition était avant tout d'augmenter la sensibilité de l'expérience à des événements de reculs nucléaires de basse énergie, et par là de baisser le seuil d'analyse en énergie de recul.
Le gain en sensibilité à basse énergie apporté par le système d'acquisition en trigger chaleur par rapport au système en trigger ionisation est aisément appréciable en termes de seuil. Le tableau 3.3 présente les valeurs moyennes des résolutions de ligne de base en chaleur et en ionisation pour les trois détecteurs utilisés, d'abord pour l'ensemble des données 2003 acquises en déclenchement sur l'ionisation (2003i) [4], puis pour celles acquises en déclenchement sur la chaleur (2003p). On y observe que les résolutions en

Données	Détecteur	Ionisation	Chaleur
2003i	Bolo 1	1.6 keV_{ee}	1.6 keV_{ee}
	Bolo 2	1.8 keV_{ee}	2.4 keV_{ee}
	Bolo 3	2.6 keV_{ee}	0.45 keV_{ee}
2003p	Bolo 1	1.6 keVee	1.3 keV_{ee}
	Bolo 2	1.8 keV_{ee}	0.7 keV_{ee}
	Bolo 3	1.9 keV_{ee}	0.35 keV_{ee}

TAB. 3.3 – Valeurs des résolutions de ligne de base LTMH ionisation et chaleur pour les trois détecteurs utilisés dans les deux séries de prise de données 2003.

Données	Détecteur	Ionisation	Chaleur	Recul
2003i	Bolo 1	3.3 keV_{ee}		14 keV
	Bolo 2	4.6 keV_{ee}		18 keV
	Bolo 3	5.8 keV_{ee}		23 keV
2003p	Bolo 1	2.5 keV_{ee}	4.3 keV_{ee}	11.9 keV
	Bolo 2	2.5 keV_{ee}	2.3 keV_{ee}	9.7 keV
	Bolo 3	2.5 keV_{ee}	1.6 keV_{ee}	9.5 keV

TAB. 3.4 – Valeurs des seuils en énergie d'ionisation, chaleur et recul pour les runs de physiques 2003. Les incertitudes sur ces valeurs sont typiquement de l'ordre du keV ou meilleures.

ionisation aussi bien qu'en chaleur sont plus ou moins du même ordre de grandeur dans les deux lots de données - légèrement meilleures en chaleur pour les données 2003p, notamment pour bolo 2.

Le tableau 3.4 en revanche présente les valeurs des différents seuils d'analyse utilisés, en énergie d'ionisation, chaleur et recul. Dans le cas des données 2003i, les seuils en ionisation correspondent aux niveaux de déclenchement réglés dans l'acquisition, et les seuils en chaleur n'existent pas. Pour les données 2003p, les seuils en chaleur correspondent aux niveaux de déclenchement, alors que les seuils en ionisation sont appliqués comme une coupure de qualité dans l'analyse. Enfin dans les deux cas, les seuils en énergie de recul correspondent à l'énergie à laquelle l'efficacité de détection d'un recul nucléaire atteint 50 %, évaluée grâce à l'étude des coincidences neutron. La méthode est décrite plus en détail dans la partie Analyse des Données au paragraphe [ref ?].

On note que les seuils en ionisation ont été nettement améliorés sur les trois détecteurs, passant de [3.3, 4.6, 5.8] keV_{ee} à 2.5 keV_{ee}. Ceci s'explique en partie par l'amélioration des conditions de bruit sur les voies, mais nous avons vu que les résolutions en ionisation n'ont pas été beaucoup améliorées d'un lot de données à l'autre. Alors que pour les données 2003i le rapport Seuil/Résolution est compris entre :

$$2.0 < Seuil/Resolution < 2.6$$

Pour les données 2003p on a :

$$1.3 < Seuil/Resolution < 1.6$$

Ceci traduit simplement le fait que l'algorithme de recherche du signal ionisation par convolution avec un événement-type, utilisé en temps réel par l'acquisition, couplé à la pré-sélection de la fenêtre de recherche, est plus efficace à basse énergie qu'un simple seuil en amplitude sur la totalité des données. La coupure en ionisation à 2.5 keV_{ee} est de surcroît relativement conservative et correspond à pratiquement 100 % d'efficacité de reconnaissance de signal physique, comme on l'a vu au paragraphe précédent. Une proportion non-négligeable de signaux identifiés est encore valide en dessous de cette valeur.

L'amélioration des résolutions sur les voies chaleur s'ajoute à cette augmentation de la sensibilité en ionisation et on obtient les valeurs de seuils en énergie de recul correspondant à une efficacité de détection de 50 % portés dans le tableau 3.4, tous aux alentours de 10 keV. Ce gain d'un facteur 1.2 (Bolo 1) à 2.4 (Bolo 3) en seuil est un résultat très positif de l'acquisition en trigger chaleur.
La figure 3.19 issue du travail présenté dans [4] montre l'efficacité simulée de détection d'un signal de reculs nucléaires associé à un WIMP de masse 100 GeV/c^2, à partir des paramètres d'entrée de résolutions et de seuils ionisation et chaleur des données 2003i et 2003p. Les valeurs fournies par les trois détecteurs ont été moyennées pour obtenir cette figure, mais le gain sur le seuil en énergie de recul obtenu entre les deux configurations est très net.

3.6 Analyse critique et améliorations possibles

Le nouveau système d'acquisition a montré qu'il était performant, mais il est néanmoins loin d'être parfait. Nous allons ici développer quelques uns de ses travers, et le cas échéant présenter des solutions possibles envisagées après coup pour y remédier.

3.6.1 Temps mort de l'acquisition

La façon dont a été conçu le système introduit naturellement un temps "mort" ou "aveugle" à chaque déclenchement, pendant lequel l'acquisition n'est plus sensible à une interaction. En effet, lorsqu'une voie chaleur d'un détecteur donné déclenche, le programme entre dans une phase de "construction d'événement" dont il ne sortira que lorsque l'intégralité des données à enregistrer aura été acquise, c'est à dire à la fin des 1024 échantillons de voie chaleur qui composent chaque bloc de données sauvé sur disque. Pendant tout ce temps, on ne recherche pas d'autre déclenchement sur aucun des détecteurs, afin premièrement d'éviter de déclencher deux fois sur le même événement, et deuxièmement de limiter le taux d'acquisition et de ne pas engorger le système en cas de période de bruit intempestive.

L'événement est positionné au temps de montée près (environ 15 échantillons, soit 15 ms à 1 kHz de fréquence d'échantillonnage) à X points du début de l'enregistrement.

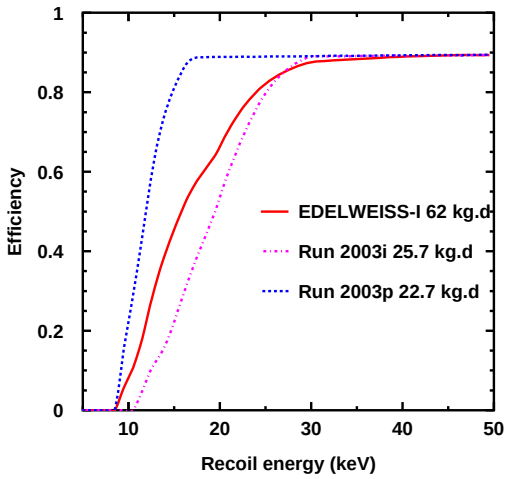

FIG. 3.19 – Efficacités comparées des systèmes d'acquisitions en trigger ionisation (2003i) et chaleur (2003p), simulées pour un signal de WIMPs de 100 GeV/c^2 [4]. Les paramètres de résolutions ligne de base et de seuils en énergie sont extraits directement des données pour chaque configuration. Le système en déclenchement sur la chaleur montre une amélioration du seuil en énergie de recul d'un facteur environ deux par rapport à son prédécesseur. Figure issue de [4].

X est ce que l'on appelle couramment la fraction de pre-trigger, ou pre-trigger. X a ici été fixée à 384 ms pour l'ensemble des runs considérés. Par conséquent, une fois qu'un déclenchement a eu lieu, il reste au plus (1024 - 384) = 640 ms de voies chaleur à acquérir.
Les données sont de plus traitées par blocs de 120 ms - les buffers de lecture. Il est donc possible que dans la pire des configurations, on ait besoin de traiter 119 ms supplémentaires pour compléter la construction de l'événement, ce qui nous amène à 759 ms de données à traiter après le déclenchement initial. A chaque événement enregistré sur disque correspond donc près de 0.76 s que l'on doit considérer comme un temps mort de l'acquisition, et ce sur tous les détecteurs.
Selon le taux d'événements enregistrés par minute, cela peut représenter une proportion non-négligeable de la totalité du temps d'acquisition. Pour les données 2003p avec un taux d'événements moyen de l'ordre de 3 par minute tous détecteurs confondus, on a ainsi un temps mort correspondant à environ 4 % du temps total d'acquisition.

Ce phénomène est certes ennuyeux car il réduit la statistique, mais son effet reste marginal tant que le taux d'événement global est faible. Dans la phase II de l'expérience, ce ne sont plus trois mais d'abord une vingtaine, puis une centaine de détecteurs qui seront opérés simultanément. Même en considérant une amélioration du rejet du bruit de fond qui mènerait à un gain d'un ordre de grandeur sur le taux d'interaction par détecteur (vision optimiste), pour 100 détecteurs le temps mort ainsi créé serait de

l'ordre de quelques dizaines de pourcent, ce qui est inacceptable.
Dans la plupart des cas, cette restriction *a posteriori* du temps d'acquisition est trop conservative. Même si les voies ne sont pas analysées par l'acquisition à la recherche d'un dépassement de seuil pendant toute la durée du post-trigger, elles sont tout de même présentes dans les données enregistrées, du moins pour les voies chaleur. L'empilement évident de plusieurs événements sur une même voie ou les coincidences réelles entre plusieurs détecteurs restent des phénomènes très marginaux dans les données de fond.

Il apparaît donc comme raisonnable, dans un futur système d'acquisition pour Edelweiss-II, d'imaginer un algorithme de déclenchement plus complexe, doté d'un système sommaire d'analyse en temps réel et d'un module de décision sur l'intérêt physique d'une voie vis à vis de l'événement en construction. Ce module pourrait être basé par exemple sur l'énergie reconstituée des signaux, la forme des pulses, l'information fournie par les vétos muons ou encore les positions relatives des détecteurs. Les détecteurs jugés comme ne participant pas à l'événement en cours peuvent alors être exclus du processus de construction, et redeviennent disponibles pour une nouvelle recherche de déclenchement. Cette méthode présente le double avantage de réduire le temps mort de l'acquisition et de réduire également le volume de données enregistrées, le limitant pour chaque événement aux voies des détecteurs y participant réellement.

Tout ceci reste cependant fortement assujetti d'une part à la stabilité en temps des comportements des voies de mesure, et d'autre part à la définition précise de critères de rejet univoques du bruit à basse énergie. L'introduction d'un étage supplémentaire de décision dans le programme correspond de toute façon de manière systématique à l'ajout d'une fonction d'efficacité. Il s'agira de s'assurer que cette dernière possède le moins d'influence possible sur le résultat physique final.

3.6.2 Enregistrement des données non-filtrées

Le système d'acquisition que nous avons mis en place enregistre sur disque le contenu des voies filtrées numériquement (voir Fig. 3.12). Ce choix a été fait car les filtres numériques mis en place permettent de se débarrasser de façon efficace du bruit, et notamment du bruit basse fréquence. Si les voies non filtrées avaient été enregistrées, cette opération n'aurait pas pû être effectuée après-coup car la fréquence minimale accessible f_{min} est liée à la longueur des voies N et à la fréquence d'échantillonnage f_{ech} par la relation :

$$f_{min} = 2 \cdot \frac{f_{ech}}{N}$$

Ainsi pour une voie ionisation de 2048 échantillons à 200 kéch/s, on n'a accès au mieux qu'aux fréquences supérieures à ∼195 Hz. Une composante de bruit de fréquence plus basse est très difficile voire impossible à filtrer correctement. Or la plus grande partie de la puissance de bruit se trouve typiquement à basse fréquence. Nous avons donc préféré enregistrer les données déjà filtrées.

Cela présente toutefois un inconvénient : comme on l'a vu au paragraphe 3.3.1.5, les signaux filtrés sont relativement déformés. Cela ne pose pas de problème à basse et moyenne énergie car les filtres utilisés ont une réponse en amplitude maximalement plate dans leur bande passante, et les amplitudes des signaux filtrés sont reliées à celles des signaux non-filtrés par un simple rapport de proportionalité. En revanche, à très haute énergie les signaux issus des numériseurs sont saturés et présentent un "plateau" d'amplitude maximale constante, dont la longueur est fonction de l'amplitude réelle du pulse. La distribution spectrale d'un tel signal est très différente de celle d'un signal non saturé et possède des harmoniques bien en dehors de la bande passante du filtre. Cela se traduit par une relation entre amplitude et énergie fortement non-linéaire, et des données difficilement exploitables.
Typiquement, les voies ionisation commencent à saturer vers 1 MeV, et les voies chaleur vers 500 keV (détecteurs 1 et 2) ou même 300 keV (détecteur 3). Pour de tels signaux, où le niveau de bruit n'est pas un problème, on préfèrerait nettement disposer des données avant filtrage pour la détermination de l'amplitude.

Ce point était connu au moment de l'élaboration de l'acquisition et de la mise en place des filtres, mais il avait été argumenté à l'époque que la partie intéressante des données - celle correspondant à un signal de WIMPs - se trouvait de toute façon nettement en dessous de ces valeurs de saturation.
Les données à plus haute énergie ont toutefois un intérêt non négligeable pour la détermination de la nature du fond. Comme on le verra au chapitre 5, une courte série de données a été acquise plus tard avec des gains dix fois plus faibles sur les amplificateurs de façon à sonder une gamme en énergie jusqu'à une dizaine de MeV. Elles ont permis entre autres choses de mettre en évidence la présence d'un fond d'interactions de noyaux alphas en surface des détecteurs, ainsi qu'un certain nombre de raies gamma caractéristiques. Il aurait été intéressant que ces informations soient directement et simplement accessibles depuis l'intégralité des données de fond acquises, avec une statistique beaucoup plus importante.

Le dilemne est donc que l'on veut à la fois pouvoir conserver la possibilité de sonder les hautes énergies tout en restant capable de maximiser le rapport signal sur bruit par filtrage des basses fréquences lors de l'analyse hors-ligne, avec une taille d'échantillon finie. Une solution possible a été suggérée par Michel Gros [5], en charge du développement de l'acquisition d'Edelweiss-II, qui consiste à utiliser les données filtrées pour l'algorithme de déclenchement, puis à enregistrer sur disque les données non-filtrées accompagnées des conditions initiales du filtre IIR ("feedback") nécessaire pour reconstituer le signal filtré. Ces coefficients, typiquement de l'ordre d'une dizaine pour chaque événement sur chaque voie, contiennent en quelque sorte à eux seuls toute l'information basse fréquence du signal. Cette technique permet donc de concilier les avantages des données filtrées et des données non-filtrées. Un inconvénient, toutefois, est qu'elle ne permet le filtrage des signaux que par le même filtre que celui utilisé par l'acquisition. Il faut donc que celui-ci soit optimisé de manière pertinente.

Bibliographie

[1] LabView software, copyright National Instruments, www.ni.com

[2] A. Juillard, Cahier de Manip Edelweiss-I, entrée du 20 Mars 2003

[3] V. Sanglard et al, Phys. Rev. D 71, 122002 (2005)

[4] V. Sanglard, PhD Thesis, UCB-Lyon I (2005)

[5] M. Gros, Note interne sur le système d'acquisition d'Edelweiss-II (2004)

Chapitre 4

Analyse des données

4.1 Extraction des données brutes

4.1.1 Format des données

Avant de commencer à analyser les données, il convient de se familiariser avec le format sous lequel elles se présentent. Le détail de la construction des différents fichiers par le système d'acquisition est décrit au chapitre 3, aussi ne rentrerons nous pas ici dans les détails. Le lecteur pourra se reporter au lexique pour plus de précisions sur un terme particulier.
Les données sont rangées par dossier de run. Un run est un ensemble de données cohérent en temps et en conditions d'acquisition. Concrètement, cela veut dire que lorsque l'on démarre un run, les événements sont enregistrés à la suite les uns des autres, et aucun paramètre d'acquisition (comme les seuils de déclenchement) n'est changé en cours de route, ni l'acquisition stoppée (bien qu'elle puisse être mise en pause lors de brèves sessions de régénération préventive des détecteurs). Chaque dossier de run contient trois fichiers principaux : un fichier "frame0", un fichier "ntuple", et un fichier "binaire".

- Le fichier "frame0" contient les informations générales relatives au run : temps de début et de fin d'acquisition, voies acquises, nombre d'événements enregistrés, détail des périodes de régénération, informations complémentaires entrées par l'opérateur au démarrage, etc.

- Le fichier "ntuple" regroupe au format tableur ASCII des informations résumées sur chaque événement, dans l'ordre où ils ont été enregistrés : temps de l'événement, configuration de déclenchement (bit trigger), température instantanée des détecteurs, et pour chaque voie ionisation de chaque détecteur un certain nombre d'informations sur la reconstruction en ligne du signal ionisation par produit de convolution (voir chapitre 3).

- Le fichier binaire, enfin, contient les données brutes enregistrées sous formes de chaines d'entiers de 16 bits. Tous les événements sont enregistrés consécutivement, et toutes les voies d'un même événement sont accolées les unes aux autres, toujours dans

le même ordre (décrit dans le fichier frame0). La taille d'une voie étant constante tout au long d'un run, il suffit de disposer de cette information pour décoder le fichier. Typiquement pour l'ensemble des données acquises en trigger chaleur, les voies chaleur sont composées de 1024 points et les voies ionisation de 2048 points. Chaque point est un entier signé de 16 bits, et prends donc 2 octets. Un événement complet remplit donc :

$$2 \times (3 \times 1024 + 6 \times 2048) = 30720 \text{ octets}$$

Il est important de noter également que tous les événements présentent à l'intérieur du bloc enregistré une position de départ du signal physique constante, aux erreurs d'alignement près. Ces erreurs sont principalement dues au temps de montée du signal sur les voies chaleur, ainsi que dans une moindre mesure à la précision du système de recherche du signal ionisation.

4.1.2 Récapitulatif des données acquises en trigger phonon

Le tableau 4.1 résume l'intégralité des données acquises avec le système d'acquisition à déclenchement sur la voie chaleur, qui sont celles sur lesquelles porte cette étude. Toutes utilisaient les mêmes détecteurs, c'est à dire GSA3, GSA1 et GGA3, respectivement positionnés de haut en bas dans le cryostat et que nous désignerons plus souvent dans la suite sous les appelations de "Bolo1", "Bolo2" et "Bolo3". Les conditions opératoires sont - sauf accident enregistré - restées constantes pour toutes les acquisitions, avec une tension de polarisation de -4.0 V et une température de fonctionnement régulée à 17.00 ± 0.03 mK.

Type	Runs	Période	Exposition	Observations
Mise au point	2608-2637	04/04-25/04	-	Mise au point acquisition
Neutrons	2638-2644	26/04-01/05	4.19 kg.j	-
Fond	2645-2647	02/05-07/05	2.96 kg.j	-
Cobalt 57	2648-2649	07/05-09/05	1.29 kg.j	-
Fond	2650-2667	09/05-30/05	13.50 kg.j	Arrêt 2667 : panne cryogénie
Diagnostic	2668-2671	30/05-04/06	-	Réparation cryogénie
Cobalt 57	2672-2674	04/05-05/06	0.96 kg.j	-
Cesium 137	2675-2684	06/06-12/06	-	2675-2682 : Bolo3 en panne
Fond	2685-2709	13/06-17/07	23.03 kg.j	2685-2692 : Régulation T difficile
Cesium 137	2710-2724	18/07-30/07	7.61 kg.j	Pollution source par Cf 252

TAB. 4.1 – Résumé de la campagne de prise de données utilisant le système d'acquisition en déclenchement sur la chaleur ("trigger phonon"). Les données sont organisées en "runs", du run 2608 à 2724. Ces runs sont encore classés dans des catégories décrivant leur intérêt physique : "Runs de fond" pour les données bas bruit, "Neutrons", "Cobalt 57" et "Cesium 137" pour les acquisitions en présence d'une source radioactive. L'exposition totale (non fiducielle) en kg.jour est indiquée lorsque cela est pertinent.

4.1.3 Construction des gabarits d'événements

Il existe plusieurs méthodes possibles pour déterminer une énergie à partir des signaux enregistrés. Celle présentée ici n'est pas la seule utilisée dans Edelweiss, et toutes donnent aux différences d'étalonnage près les mêmes résultats. Toutefois, celle-ci présente l'avantage de fournir par son principe même un premier indice de la qualité des données pour chaque événement, à travers l'information dite de "χ^2".
La méthode consiste à ajuster les données enregistrées par un gabarit d'événement idéal, ou template, afin d'attribuer à chaque signal une amplitude qui pourra ensuite être traduite en termes d'énergie. Elle se base sur une hypothèse forte mais facilement vérifiable expérimentalement, qui est que les signaux sont homothétiques dans toute la gamme d'énergie considérée par Edelweiss.
Cela suppose donc de disposer de templates pour chaque voie d'acquisition. Ceux-ci sont construits à partir des données elles-même : On somme un certain nombre de signaux réels - typiquement plusieurs dizaines à une centaine, sélectionnés à des amplitudes similaires pour limiter d'éventuels effets de non-homothétie, et assez hautes pour que la contribution du bruit ne soit pas trop envahissante. Les données acquises en présence d'une source de Cobalt 57 se prêtent bien à ce processus car elles fournissent une proportion importante des signaux d'énergie voisine de 122 keV. Cette opération a pour conséquence de conserver l'allure du signal physique tout en moyennant et donc éliminant le bruit qui s'y superpose. La figure 4.1 présente une comparaison entre un événement réel d'énergie environ 15 keV et le template obtenu par la méthode exposée ci-dessus, et qui va servir à ajuster les données. Les deux figures du haut se réfèrent à la voie ionisation centre, et celles du bas à la voie chaleur du détecteur 1.

4.1.4 Ajustements des données par les gabarits de signaux

Une fois tous les gabarits obtenus, on peut procéder à l'ajustement linéaire des données par ces gabarits sur chaque voie, pour tous les événements enregistrés. Toutefois, l'opération est compliquée par deux phénomènes principaux : l'incertitude sur la position de démarrage du signal dans l'échantillon, et le fait que les voies ionisation centre et garde sont acquises séparément alors que les signaux recueillis sur l'une et sur l'autre sont fortement corrélés si ils sont physiques. Ces deux points vont être développés dans les paragraphes qui suivent.

4.1.4.1 Principe de l'ajustement linéaire

Commençons par introduire la notion d'ajustement linéaire. Si on dispose d'un signal réel S, composé de n échantillons S_i, dont on définit la norme :

$$\|S\|^2 = \sum_{i=0}^{n-1} {S_i}^2$$

et d'une série de J fonctions de référence R^j, définies numériquement :

$$\forall j \in [0; J-1], \left\|R^j\right\|^2 = \sum_{i=0}^{n-1} {R_i^j}^2$$

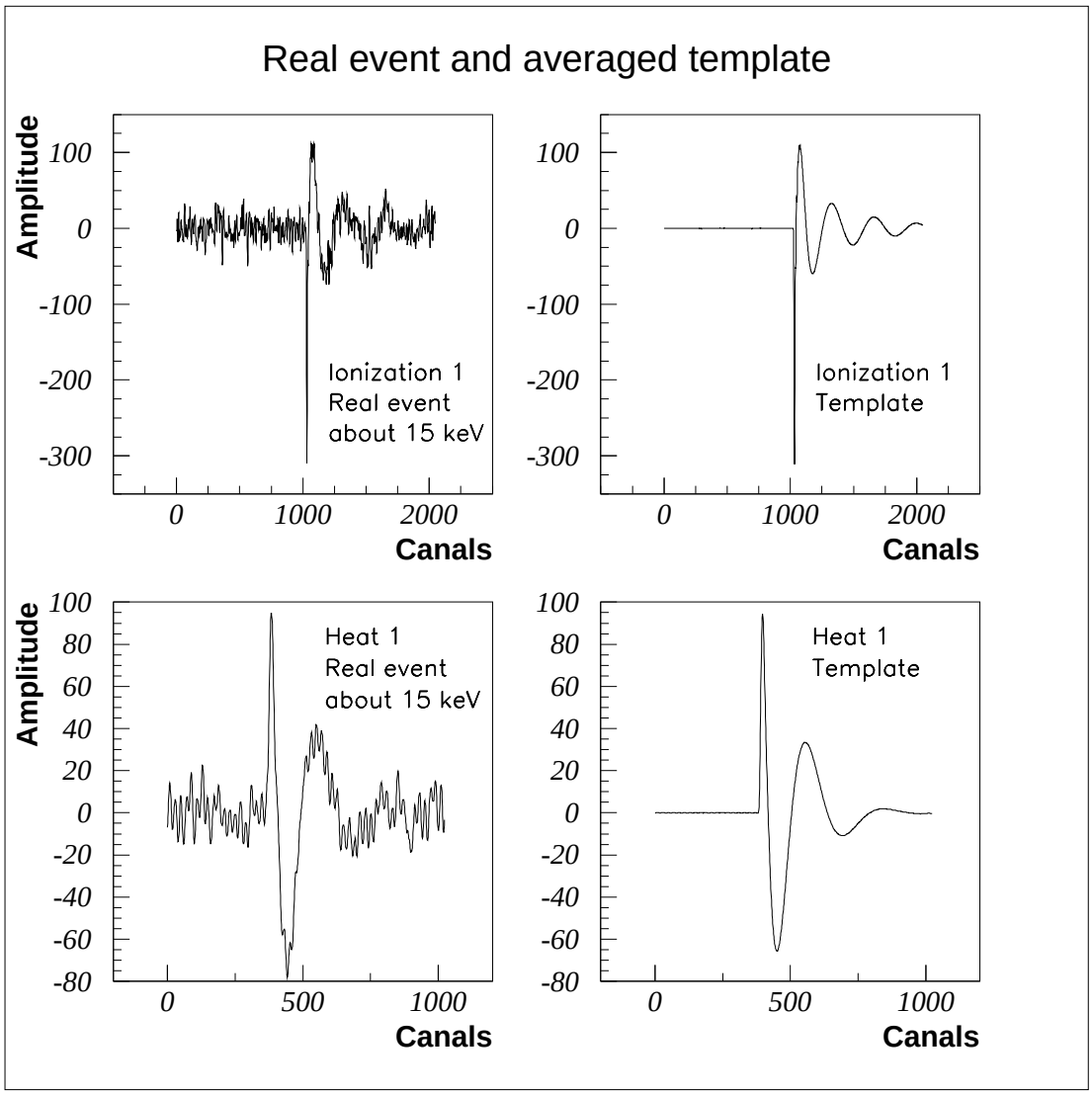

FIG. 4.1 – Comparaison entre un événement réel issu des données correspondant à une interaction de recul électronique d'environ 15 keV enregistrée sur le détecteur 1, et les templates utilisés pour effectuer l'ajustement linéaire, mis pour l'occasion à la même échelle. Les amplitudes sont en mV corrigées d'un facteur d'amplification numérique de 10. La composante de bruit du signal est très efficacement moyennée par le processus d'ajustement afin de déterminer une amplitude avec une grande précision.

Alors il existe une série de coefficients a_j qui minimisent au sens des moindres carrés le module de :

$$S - \sum_{j=0}^{J-1} a_j \cdot R^j$$

La procédure d'ajustement linéaire vise précisément à déterminer ces coefficients. Etant donné que l'on a affaire à un signal réel, donc bruité, la solution exacte n'existe probablement pas. On considère donc que la solution du système correspond à la série de coefficients a_j qui permettent de reproduire "au mieux" le signal.

Le choix des fonctions de référence est évidemment crucial pour la pertinence de l'ajustement. Dans notre cas, trois fonctions distinctes sont utilisées :
- Une fonction principale représentant le gabarit d'un événement idéal, construit comme indiqué au paragraphe précédent.
- Une fonction constante, afin de tenir compte d'un offset éventuel sur le niveau moyen de la ligne de base.
- Une fonction exponentielle décroissante, afin de modéliser d'éventuels effets d'empilement de signaux pouvant conduire à une ligne de base non plate. La constante de temps caractéristique de l'exponentielle est fixée en fonction des paramètres de la voie analysée.

La procédure d'ajustement se déroule ensuite de la façon suivante :
On commence par construire la matrice temporelle M du système, de dimension $J \times J$ et définie comme :

$$\forall (k,l) \in [0; J-1]^2, M_{kl} = R^k \cdot R^l$$

où $\cdot$ désigne l'opérateur de produit scalaire. On note également V le vecteur défini par :

$$\forall j \in [0; J-1], V_j = S \cdot R^j$$

Trouver le meilleur ajustement de S par une combinaison linéaire des R^j revient alors à trouver le vecteur A qui minimise le module du vecteur $(M \cdot A - V)$

$$\text{avec } ||M \cdot A - V||^2 = \sum_{j=0}^{J-1} \left(R^j \cdot (S - \sum_{k=0}^{J-1} A_k R^k) \right)^2$$

Cette minimisation est effectuée automatiquement par la routine LabView de résolution de systèmes linéaires d'équations, et il n'est pas utile ici d'entrer plus avant dans les détails. Les valeurs des A_k résultantes s'identifient ensuite trivialement aux coefficients a_j recherchés.

Dans notre cas, a_0 correspond à la normalisation de la composante liée au template de l'événement idéal, a_1 correspond à la composante constante, et a_2 à la composante exponentielle décroissante.
Pour la grande majorité des événements enregistrés, a_1 reste faible car les filtres numériques appliqués à toutes les voies ont également pour effet de ramener la ligne de base

à zéro.
Le paramètre a_2 est un bon estimateur de l'empilement, car il traduit le fait que la ligne de base n'est pas plate. Typiquement si a_2 est non-négligeable devant a_0, cela signifie que le pulse considéré démarre alors que le pulse précédent n'est pas encore totalement atténué. Concrètement cela n'arrive que dans les prises de données en présence de sources radioactives intenses.
Le paramètre a_0, enfin, représente le meilleur estimateur de l'amplitude des impulsions. Sa pertinence est d'autant plus grande que les templates utilisés sont proches du signal idéal, dénué de toute composante résiduelle de bruit. Ceci explique le soin maximum qui doit être apporté à la construction de ces templates. La méthode s'appuie aussi fortement sur la parfaite homothétie des signaux enregistrés dans toute la gamme d'énergie considérée. Comme nous le verrons plus loin dans l'analyse, il est possible de vérifier la linéarité de l'étalonnage au moins des voies ionisation, ce qui valide cette hypothèse d'homothétie. Le cas de la chaleur est un peu plus complexe en raison - entre autres - de la variation de chaleur spécifique du cristal liée à la montée en température induite par chaque événement (chapitre 2).

Il existe encore certains raffinements que l'on peut apporter à la méthode. Le premier est en réalité nécessaire et concerne la position exacte du signal dans les données enregistrées. Le point sera développé plus en détail dans le paragraphe suivant, mais la solution consiste à repérer la position la plus probable du signal par un procédé de convolution tout à fait similaire à ce que fait le système d'acquisition (paragraphe 3.4.3.1), puis à décaler les points de la fonction "template" pour l'aligner avec cette position. La précision de cette procédure est toutefois limitée par l'échantillonnage des voies, effet qui est d'autant plus important que l'amplitude des signaux est grande.
Le second raffinement tient à la possibilité de n'utiliser qu'une partie des données pour effectuer l'ajustement. Il est en effet possible de multiplier le signal ainsi que les fonctions de référence par une fonction "masque" binaire, de façon à ignorer des parties du signal que l'on sait différer du comportement normal pour une raison ou une autre. Par exemple, on peut vouloir pour des événements de très haute énergie ignorer la partie du signal qui correspond à la saturation du numériseur. Il faut toutefois garder à l'esprit que plus l'ajustement porte sur un nombre élevé d'échantillons, plus la méthode est robuste.

4.1.4.2 Ajustement restreint en temps et impact sur les données de fond

Revenons un moment au problème de l'incertitude en position des signaux. Elle est directement liée au système d'acquisition, et à la manière dont les données physiques sont repérées et enregistrées.
Rappelons (chapitre 3) que le déclenchement de l'acquisition s'effectue lorsque la voie chaleur d'un détecteur dépasse un certain seuil en valeur absolue d'amplitude. Lors de l'enregistrement, c'est la position du passage du seuil qui est utilisée pour "centrer" les données, et qui se retrouve à position fixe dans tous les échantillons (en l'occurrence, au 384e bin sur 1024). Toutefois, les signaux chaleur présentent un certain temps de

montée, qui s'étale environ sur une quinzaine de canaux (soit 15 ms). Suivant que l'on a affaire à un événement de très grande ou très faible énergie, le passage du seuil va s'effectuer plus ou moins tôt dans ce front de montée. On comprend bien dans ces conditions qu'un événement de basse énergie, passant juste au-dessus du seuil à la fin de son temps de montée, pourra présenter un décalage de son maximum jusqu'à 15 bins par rapport à un événement très énergétique, qui dépasse le seuil dans le premier bin de son front de montée.
Pour mémoire, il était impossible ou au moins très difficile de "cadrer" les données correctement lors de leur enregistrement car cela aurait supposé d'avoir accès à l'amplitude du signal chaleur, donc à une méthode de détermination de cette amplitude en ligne, ce qui demande un surcroît de temps de calcul dans une application déjà assez limitée de ce point de vue. Il faut aussi considérer que le recul apporté par l'analyse de ces données a posteriori n'était pas disponible au moment de l'élaboration du programme d'acquisition... La méthode est toutefois très sérieusement à l'étude pour le système d'acquisition de la phase II de l'expérience, qui opère sur une toute autre échelle.

Il reste que la procédure d'ajustement doit être la même pour tous les événements, indépendamment de l'amplitude des signaux. Il existe donc une certaine liberté en temps dans le choix de la position d'ajustement du gabarit. Le programme est en conséquence conçu pour rechercher par la méthode des moindres carrés la position optimale d'ajustement à l'intérieur d'une certaine plage en temps. La largeur de cette plage est toutefois limitée à ce qui a physiquement un sens.
Ainsi on a vu que le temps de montée d'un signal chaleur était d'environ 15 ms, soit 15 bins à une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz (paragraphe 3.4.2). L'acquisition enregistre les données de la voie chaleur en positionnant le bin de passage du seuil à la position 384. On va donc rechercher le meilleur ajustement au moins dans les 15 ms précédant le passage du seuil. On rajoute 5 ms de sécurité de chaque côté de cette tranche temporelle pour tenir compte des eventuels effets de dispersion à basse énergie liés au bruit.
En voie ionisation, le problème est différent car le signal a déjà été "trouvé" en ligne par le système d'acquisition par un processus d'ajustement très similaire. Le signal est donc beaucoup plus précisément positionné qu'en voie chaleur. On autorise néanmoins la recherche du meilleur ajustement à $\pm$ 10 bins autour de la position théorique, mais les résultats de cette opération sur toute la statistique ne fournissent une déviation de la position centrale supérieure à 1 bin que dans moins de 0.5 % des cas (voir figure 3.18). Pour un signal d'énergie supérieure à 2.5 keV, sur la voie ionisation centre, cette proportion est encore meilleure, de l'ordre de 0.1 %. Encore une fois, ce résultat n'a rien d'étonnant dans le sens où la même technique est utilisée en ligne et hors ligne. Il permet au mieux de vérifier le bon fonctionnement de la méthode en ligne.
La dispersion que l'on observe en dessous de 2.5 keV n'est pas négligeable, cependant comme on le verra par la suite (paragraphe 4.4), l'extraction du résultat physique nécessite l'emploi d'un certain nombres de coupures dont en particulier une sur la valeur de l'énergie de la voie ionisation. Tous ces signaux ionisation inférieurs à 2.5 keV - qui ont une probabilité importante de n'être que du bruit - ne vont pas être pris en compte.

4.1.4.3 Deuxième ajustement sur les voies ionisation avec calage temporel sur la voie dominante

Le deuxième point de difficulté est lui aussi une conséquence de cette incertitude de position. En effet, en suivant le raisonnement du paragraphe précédent on se rend compte que les voies ionisation centre et garde sont analysées indépendamment. Pourtant, l'information qu'elles contiennent, si elle est physique, est fortement corrélée : si on observe un signal mixte centre / garde, les deux signaux doivent être parfaitement synchrones. Ceci est parfaitement observé lorsque signal centre et signal garde sont tous deux d'amplitude suffisante. A plus basse énergie, le problème se pose toutefois lorsque l'une des deux voies est dominée par le niveau de bruit de fond : si on laisse au programme le choix - même limité - de la position d'ajustement, il n'y a aucune raison pour que celle-ci corresponde à celle trouvée pour la voie où le signal ressort plus clairement. Les analyses des signaux centre et garde ne sont alors pas corrélées en temps, et la somme des deux amplitudes pour obtenir la valeur totale du signal ionisation n'a aucun sens. Deux solutions s'offrent alors à nous :

- soit nous décidons que toute voie dont l'amplitude est en dessous d'un certain seuil de bruit est considérée nulle, et ce faisant nous introduisons un biais qui sous-estime en moyenne la valeur de l'énergie ionisation totale mais permet de gagner un facteur $\sqrt{2}$ sur la valeur de la résolution,

- soit nous forçons les analyses des deux voies à être toujours synchrones. C'est cette deuxième solution que nous avons retenue ici, car elle a le mérite de ne pas introduire de biais, bien qu'au prix d'une dégradation de la résolution ligne de base (en raison de l'addition des bruits).

Comme nous le verrons un peu plus loin (paragraphe 4.2.2), toutes les voies ont des sensibilités très voisines (et dans la pratique, il se trouve que la différence joue en faveur de la voie centre qui est celle d'intérêt physique). Par conséquent, on se contente de comparer, événement par événement, les amplitudes non-étalonnées des voies ionisation centre et garde, obtenues après la première série d'ajustements décrite au paragraphe précédent. La voie présentant la plus grande amplitude en valeur absolue est décrétée voie dominante, et on effectue un deuxième ajustement sur la voie dominée en forçant cette fois-ci la position de l'ajustement pour l'aligner sur celle de la voie dominante. A la fin de cette procédure, toutes les voies centre et garde de tous les détecteurs ont été analysées de façon synchrone, et il est justifié de sommer algébriquement les énergies dérivées de leurs amplitudes.

4.1.4.4 Préparation des fichiers de fit

Les résultats de ces ajustements, en voie chaleur et ionisation, sont regroupés événement par événement dans des fichiers au format tableur (fichiers "xls"). Outre l'amplitude des signaux, ces fichiers contiennent également des informations spécifiques sur chaque ajustement, comme l'écart entre la position exacte d'ajustement retenue et la

position "standard", ou l'erreur quadratique moyenne par échantillon ("χ^2") entre le gabarit ajusté et le signal. Cette dernière grandeur nous fournit une information sur la qualité de l'ajustement, ou bien encore en voyant les choses d'un autre angle, sur le degré de conformité du signal réel avec son gabarit idéal. Elle est définie comme :

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=0}^{n-1} (x_i - y_i)^2 \tag{4.1}$$

où n est le nombre de bins d'un échantillon, $[x]_n$ est le signal réel, et $[y]_n$ le gabarit ajusté aux données.
Cette information ne sera réellement utilisée par la suite que dans le cas des voies chaleur, et uniquement en conjonction avec une autre information de même type que nous présenterons un peu plus loin (paragraphe 4.4.5). Ces fichiers tableurs sont également tous rassemblés dans un fichier au format ntuple PAW [1], afin de pouvoir effectuer la première phase de l'analyse que vont présenter les paragraphes qui suivent.

4.2 Etalonnage et correction des non-linéarités

4.2.1 Correction de diaphonie

Il existe un effet de diaphonie lié à l'électronique qui relie les voies ionisations centre et garde d'un même détecteur, et qui peut être fidèlement reproduit par l'introduction d'un simple facteur proportionnel de correction. Concrètement, lorsqu'un signal d'une certaine amplitude est présent sur la voie centre d'un détecteur, la voie garde enregistre un signal non-physique, dont l'amplitude est celle du signal centre multipliée par un facteur constant (de l'ordre de 4 %). De même, lorsqu'un signal est présent sur la voie garde, une "image" non-physique apparaît sur la voie centre. Cet effet a besoin d'être corrigé pour éviter de surestimer l'énergie totale d'ionisation, qui est la somme des deux voies centre et garde.
La figure 4.2 montre les amplitudes des signaux sur les voies centre et garde de chaque détecteur, pour un run de calibration avec source de Cobalt 57, avant et après correction de la diaphonie électronique entre ces deux voies. Le phénomène est considéré purement linéaire dans toute la gamme d'énergie considérée - on peut se donner une idée de l'échelle d'énergie en repérant les raies γ du ^{57}Co à 122.1 et 136.5 keV sur les figures.

La correction prend la forme d'une simple matrice 2x2 appliquée au vecteur (centre, garde), dont les coefficients sont obtenus par régression linéaire sur les population d'événements "centre pur" et "garde pure", aisément identifiables sur les figures. La population "centre pur" forme une bande étroite le long de l'axe des ordonnées, tandis que la population "garde pure" se situe le long de l'axe des abscisses.
On applique la correction avant étalonnage des voies car c'est un effet électroniqe, ne dépendant pas de la sensibilité des détecteurs. L'étalonnage des voies pourra éventuellement changer au cours du temps, la correction de diaphonie restera la même.

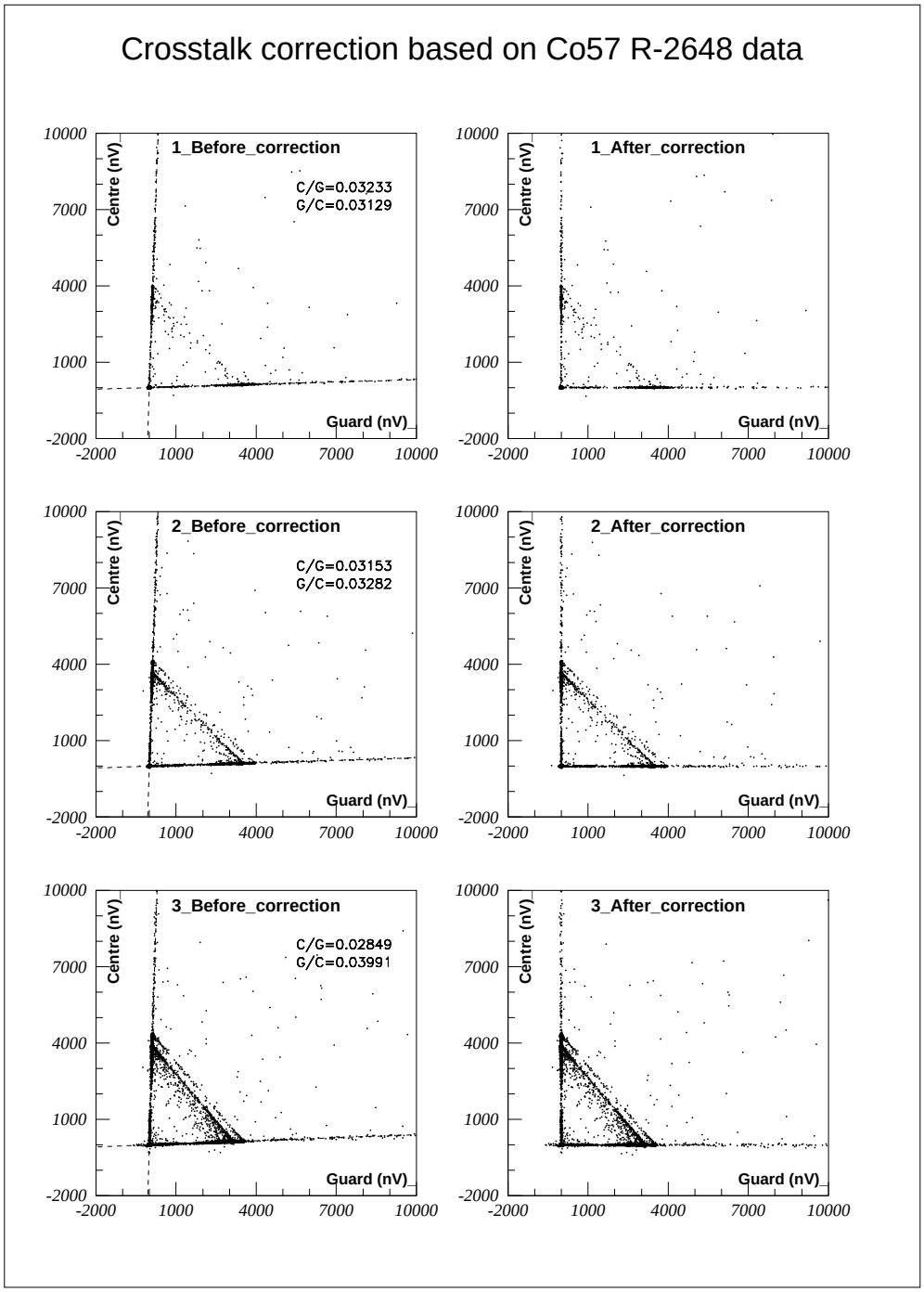

FIG. 4.2 – Correction de diaphonie (crosstalk) centre-garde pour chacun des trois détecteurs. Les données utilisées proviennent d'un run d'acquisition en présence d'une source de ^{57}Co, d'où la présence de deux raies caractéristiques à 122.1 et 136.5 keV. Les figures de gauche représentent les données non-corrigées, et celles de droite les même données corrigées. Les coefficients C/G et G/C portés sur les figures de droite correspondent aux coefficients utilisés respectivement pour corriger la diaphonie des voies garde et centre.

	c1	g1	c2	g2	c3	g3
c1c	1	-0.03129	0	0	0	0
g1c	-0.03233	1	0	0	0	0
c2c	0	0	1	-0.03282	0	0
g2c	0	0	-0.03153	1	0	0
c3c	0	0	0	0	1	-0.03991
g3c	0	0	0	0	-0.02849	1

TAB. 4.2 – Valeurs des coefficients de correction due à la diaphonie centre-garde pour chacun des trois détecteurs. L'incertitude est typiquement de $\pm 2\ 10^{-5}$ sur chaque coefficient.

Le tableau 4.2 regroupe toutes les valeurs de correction sur chacun des 3 détecteurs. Les coefficients se lisent par lignes de la façon matricielle suivante :

$$\text{centre1(corrigée)} = \text{centre1 - 0.03129} \cdot \text{garde1}$$

4.2.2 Etalonnage des voies ionisation

Afin d'étalonner les voies, c'est à dire de relier l'amplitude des signaux en mV à une énergie en keV, nous avons besoin de points de repères, de préférence proches de la gamme d'énergie qui nous intéresse pour la recherche de WIMPs, c'est à dire typiquement du keV à quelques centaines de keV. Ce type de repère nous est fourni par l'acquisition de données en présence d'une source radioactive de gammas d'énergie déterminée. Nous utilisons traditionellement trois sources de ce type : Cobalt 57 (122.1 et 136.5 keV), Césium 137 (662 keV) et Cobalt 60 (1173 et 1333 keV).

L'étalonnage des voies ionisation a toutefois prouvé par le passé qu'il était raisonnablement linéaire de quelques keV à plusieurs centaines de keV, ce qui excède très largement la gamme d'énergie où l'on attend un signal de WIMPs. Pour l'analyse des données de physique, il est donc justifié de ne considérer que les données Cobalt 57 pour l'étalonnage des voies ionisation.
On effectue donc un spectre en amplitude des données acquises, sur chaque voie, en corrigeant au préalable de l'effet de diaphonie centre-garde. Cette opération fait distinctement apparaître deux pics correspondant aux énergies de 122.1 et 136.5 keV. En ajustant une forme gaussienne sur le pic à 122.1 keV (majoritaire), et en considérant que la sensibilité est linéaire au moins dans toute la gamme d'énergie qui nous intéresse pour la recherche d'interactions WIMPs, on obtient pour chaque voie centre et garde de chaque détecteur une valeur de sensibilité en mV/keV, et une valeur de résolution à 122 keV, exprimée en keV dans la suite, correspondant à la largeur totale a mi-hauteur de la gaussienne.

centre1	garde1	centre2	garde2	centre3	garde3
2.89	2.86	2.99	2.86	3.16	2.87

TAB. 4.3 – Valeurs des sensibilités des voies ionisation corrigées de l'effet de diaphonie, en mV/keV.

La figure 4.3 résume ces résultats en présentant les paramètres des ajustements gaussiens, ainsi que les valeurs de sensibilité et de résolution qui en sont dérivées, pour chacune des voies centre et garde des trois détecteurs. Ces dernières sont également reportées dans le tableau 4.3, en mV/keV.

On a pu vérifier grâce à des prises de données dédiées régulières que les valeurs de sensibilité sur toutes les voies ionisation étaient très stables dans le temps, avec une variation maximale inférieure à 1 %. L'hypothèse de linéarité de l'étalonnage en voie ionisation sur toute la gamme d'énergie considérée - et particulièrement à plus basse énergie, qui est la zone d'intérêt physique - sera vérifiée un peu plus loin au paragraphe 4.2.4.

4.2.3 Etalonnage de la voie chaleur

L'étalonnage des voies chaleur est un processus sensiblement plus complexe, et ce pour deux raisons principales :

- La sensibilité n'est pas strictement constante dans toute la gamme d'énergie considérée.

- On observe des variations - très lentes, mais distinctes - des paramètres d'étalonnage au cours du temps.

Ainsi, les runs effectués en présence d'une source de ^{57}Co ne sont pas d'une grande utilité pour étalonner les voies chaleur de manière définitive : la seule connaissance d'un point à 122 keV ne permet pas d'obtenir une loi de sensibilité valable pour toute la gamme d'énergie, et même si c'était le cas, celle-ci ne serait pas valable pour toutes les données en raison de la lente évolution temporelle des paramètres.

4.2.3.1 Nécessité d'étalonner la chaleur sur les données de fond elles-même

L'unique solution est donc d'étalonner les voies chaleur directement sur les données elles-mêmes. Par définition des grandeurs "Energie chaleur" et "Energie ionisation", celles-ci doivent être égales pour un événement de type "recul électronique", qui constitue l'immense majorité du fond d'Edelweiss. Si, pour un ensemble de données de fond, on trace l'amplitude chaleur non-calibrée *vs* l'énergie ionisation, on voit ainsi se dessiner clairement une bande représentant les événements de reculs électroniques, qui n'est pas exactement une droite. Toute paramétrisation de cette bande en fonction de l'énergie est une loi de sensibilité qui tient lieu d'étalonnage de la voie chaleur.

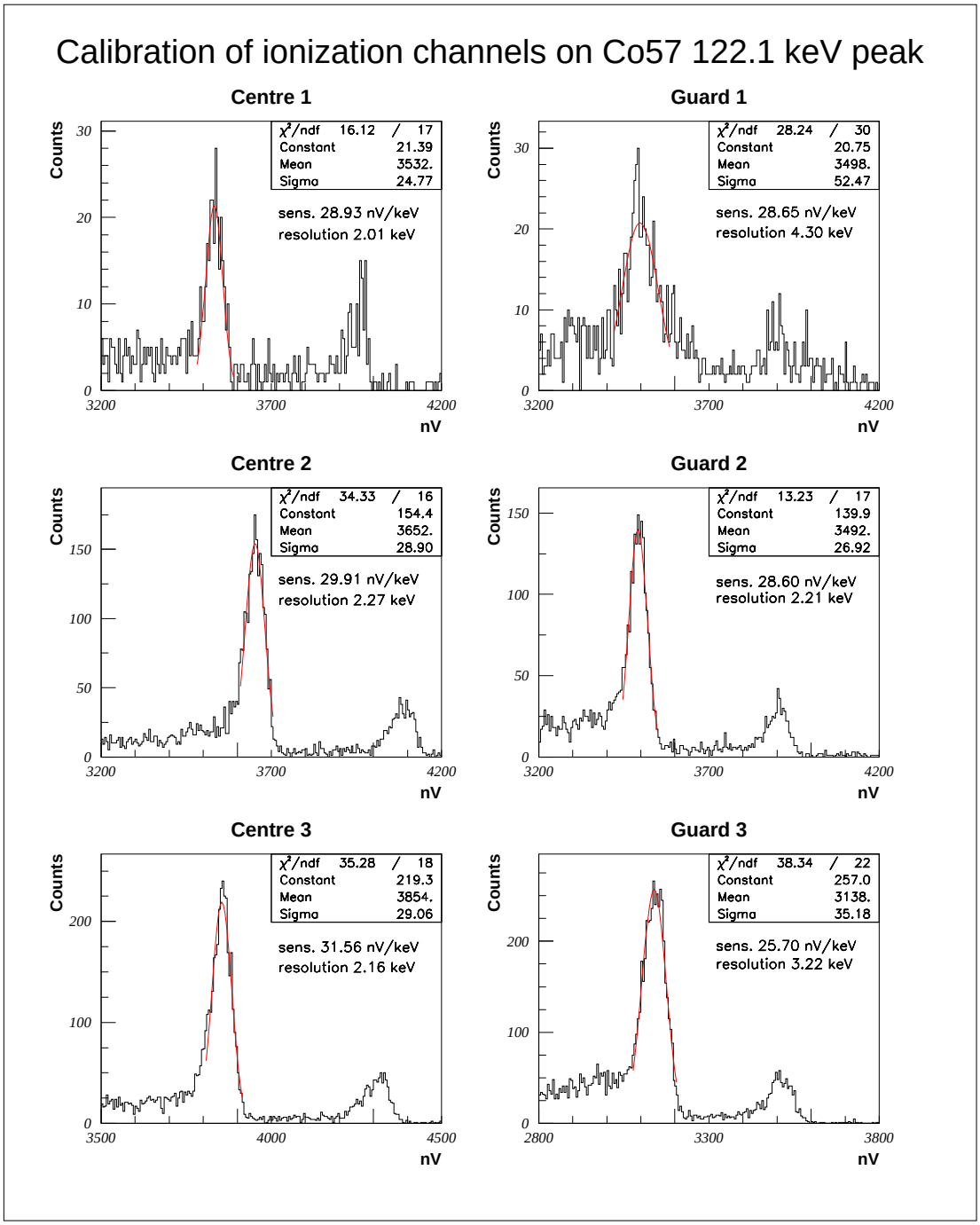

FIG. 4.3 – Etalonnage des voies ionisation de chacun des trois détecteurs grâce aux données acquises en présence d'une source radioactive de ^{57}Co. Chaque figure présente le spectre en amplitude des signaux enregistrés sur chaque voie, ainsi que l'ajustement gaussien effectué sur le pic principal correspondant à une énergie moyenne de 122.1 keV. Les paramètres de l'ajustement fournissent la valeur de la sensibilité de la voie, ainsi que sa résolution à 122 keV. Ces deux valeurs sont portées sur chaque figure. Notons que la raison pour laquelle bolo1 présente nettement moins de coups que bolo3 est liée à la position de la source.

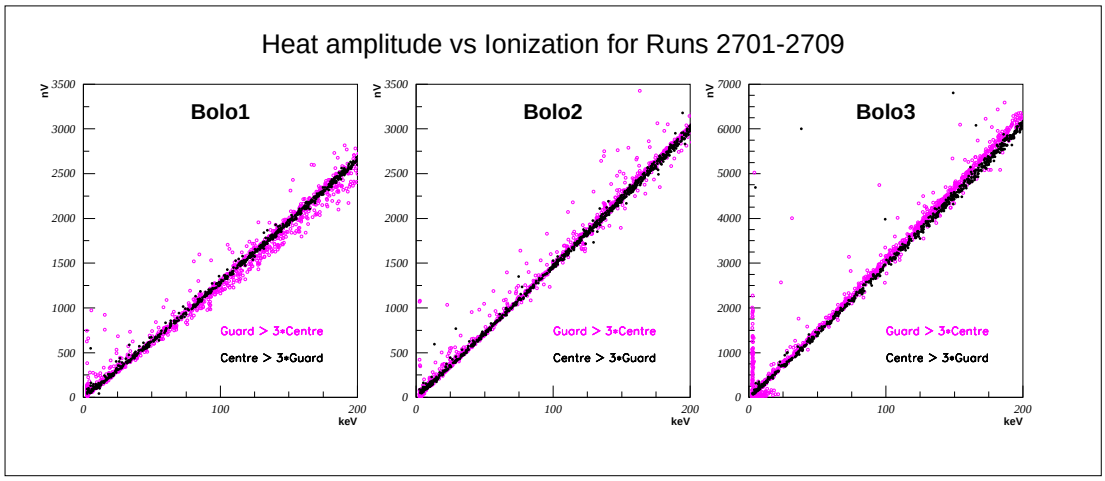

FIG. 4.4 – Illustration du comportement non-linéaire de la loi de sensibilité de la voie chaleur. L'amplitude du signal en voie chaleur est portée en ordonnée, et l'énergie calibrée de la voie ionisation en abscisse. On observe une déviation légère mais nette du comportement linéaire. Les cercles pleins noirs correspondent aux événements du volume fiduciel ($centre > 3 \times garde$), et les cercles vides mauves à une population miroir pour laquelle $garde > 3 \times centre$. Les deux populations démontrent des lois de sensibilités légèrement différentes.

4.2.3.2 Différence d'étalonnage chaleur entre événements centre et garde

La figure 4.4 présente une illustration du comportement non-linéaire de la sensibilité chaleur, pour les données de fond correspondant aux runs 2701 à 2709 (dernier groupe cohérent de données de physique acquis avec la configuration de déclenchement sur la voie chaleur). Elle illustre également une propriété supplémentaire, qui est la différence de sensibilité observée selon que l'on considère des événements "centre pur" ou "garde pure" (définis comme $centre > 3 \times garde$ et $garde > 3 \times centre$, respectivement).
Dans la suite de l'analyse, considérant que les événements "garde" sont de toutes façons rejetés - c'est même là la raison d'être de cette électrode de garde - on n'utilisera que les événements "centre" ou "de volume fiduciel" pour établir l'étalonnage des voies chaleur. Le fait que l'on effectue ce processus d'étalonnage sur la même population que celle que l'on va ensuite considérer lors de l'analyse des données d'intérêt physique permet de s'affranchir du biais introduit par cette dissymétrie centre/garde.

4.2.3.3 Etalonnage par paquets de runs

Pour régler le problème de l'évolution des paramètres d'étalonnage des voies chaleur avec le temps, la méthode utilisée est de grouper les données par tranches de temps, pendant lesquelles l'étalonnage peut être considéré comme constant pour un détecteur donné. Lorsque l'on considère les trois détecteurs à la fois, cela nous donne trois périodes distinctes correspondant aux découpages en termes de "runs" [2645-2685], [2686-2701] et [2702-2709].

La figure 4.5 illustre ces évolutions de sensibilité, pour chacun des trois détecteurs et pour les trois périodes définies ci-dessus, en présentant l'évolution en fonction de l'énergie ionisation des événements d'une variable "cosmétique" permettant simplement de mieux apprécier les différences, définie comme :

$$\text{Var} = \text{Amplitude chaleur - coef} \times \text{Energie ionisation}$$

"coef" a été choisi dans chaque cas de telle sorte que les différences de comportement entre chaque paquet de runs soient les plus évidentes possibles.
Cette variable permet à la fois d'observer que les trois groupes de données présentent effectivement des comportements de la sensibilité des voies chaleur nettement différents, mais aussi d'apprécier le caractère non-linéaire de ces lois de sensibilité en fonction de l'énergie.
Les événements considérés pour construire ces graphes sont tous ceux compris entre 2.5 et 350 keV en ionisation totale, et respectent la coupure dite "fiducielle" : $centre > 3 \times garde$. Ils sont regroupés par bins de 20 keV.

4.2.3.4 Etalonnage linéaire par tranches d'énergie

Pour chacune des trois périodes définies ci-dessus, et pour chaque détecteur, on effectue sur les données "fiducielles" un étalonnage que l'on peut qualifier de "linéaire par morceaux". En effet, des essais ont montré que l'ajustement d'une fonction analytique à ce type de profil (exponentielle, polynomiale ou autre) donnait en définitive des résultats moins précis, notamment à très basse énergie - typiquement, en dessous de 15 keV. De surcroit, on ne dispose d'aucun argument théorique pour attribuer telle ou telle forme analytique à ces profils de sensibilité. Quitte à imposer une forme arbitraire, on ajuste donc "à la main" plusieurs segments de droites consécutifs de façon à reproduire le plus fidèlement possible l'évolution de la loi de sensibilité en fonction de l'énergie. Les seules contraintes imposées sont que le premier segment passe par l'origine, et que tous les segments soient jointifs. L'éloignement finalement assez faible du comportement linéaire assure que les discontinuités du second ordre ainsi introduites n'aient que très peu d'impact sur le résultat final.

Typiquement, on définit ainsi six "tranches" d'énergie sur la gamme [0-300 keV], de tailles inégales (plus reserrées à basse énergie). La figure 4.6 présente une estimation de l'erreur sur l'étalonnage de la chaleur par rapport à l'ionisation, qui reste systématiquement inférieure à 1 %. Cette erreur est évaluée grâce à la variable suivante :

$$Err = \frac{Cha^2 - Ion^2}{Ion^2}$$

où Cha représente la valeur de l'énergie de la voie chaleur ainsi étalonnée, et Ion celle de la voie ionisation totale. La population considérée ne comprend pas uniquement des événements de reculs électroniques, notamment à basse énergie, mais ceux-ci restent néanmoins suffisament majoritaires pour que cette variable moyennée ait encore un sens. L'estimation de l'erreur effectuée à basse énergie est dans ce sens conservative.

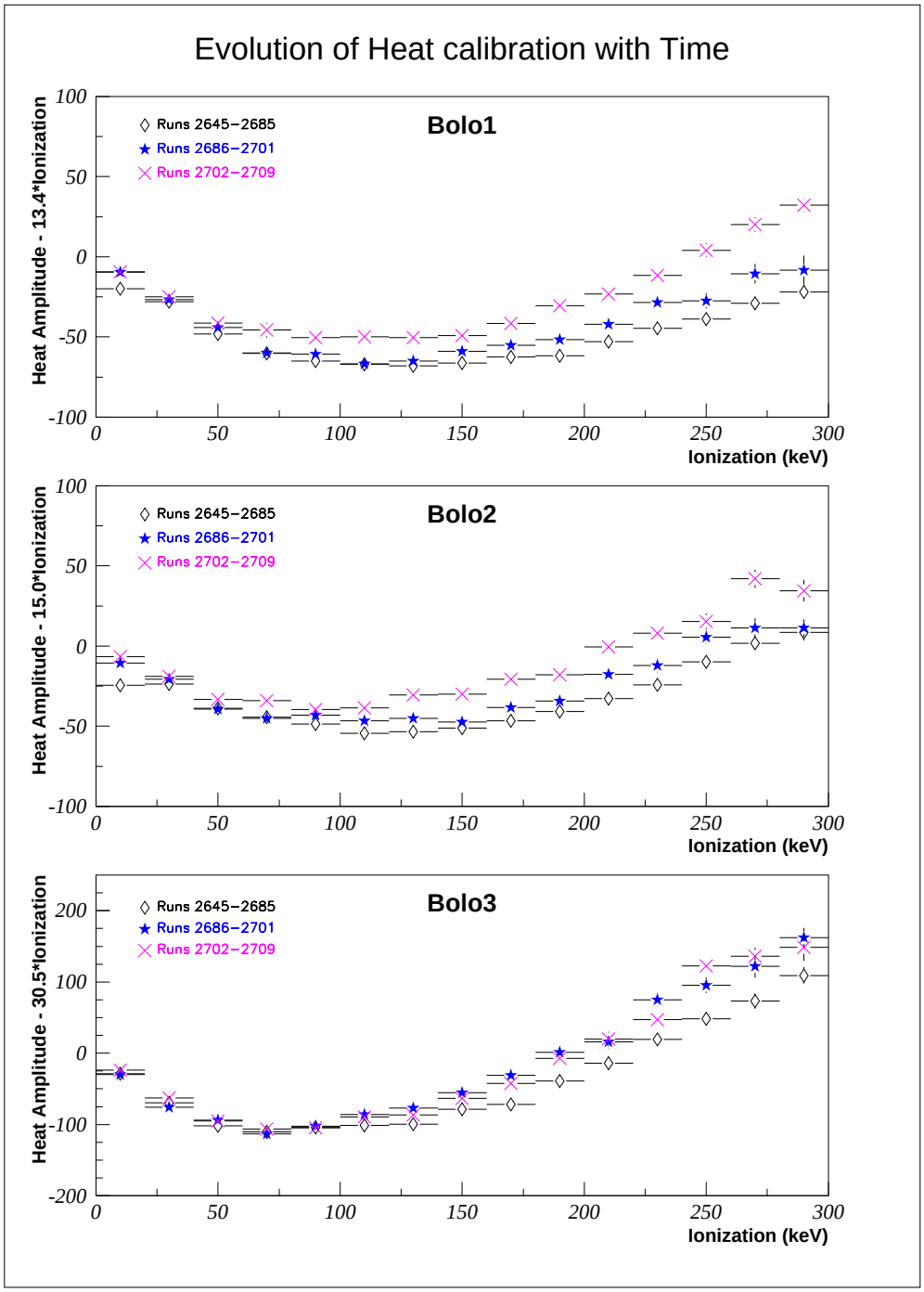

FIG. 4.5 – Illustration de l'évolution temporelle des lois de sensibilité des voies chaleur. Chaque type de marqueur représente un "paquet de runs" distinct. La variable portée en ordonnée n'a d'intérêt que purement cosmétique, et représente l'éloignement de la sensibilité d'un comportement linéaire "moyen". Elle a dans chaque cas l'avantage de magnifier ces différences de comportement, et de permettre de vérifier de manière évidente le caractère non-linéaire ce cette divergence de la loi constante.

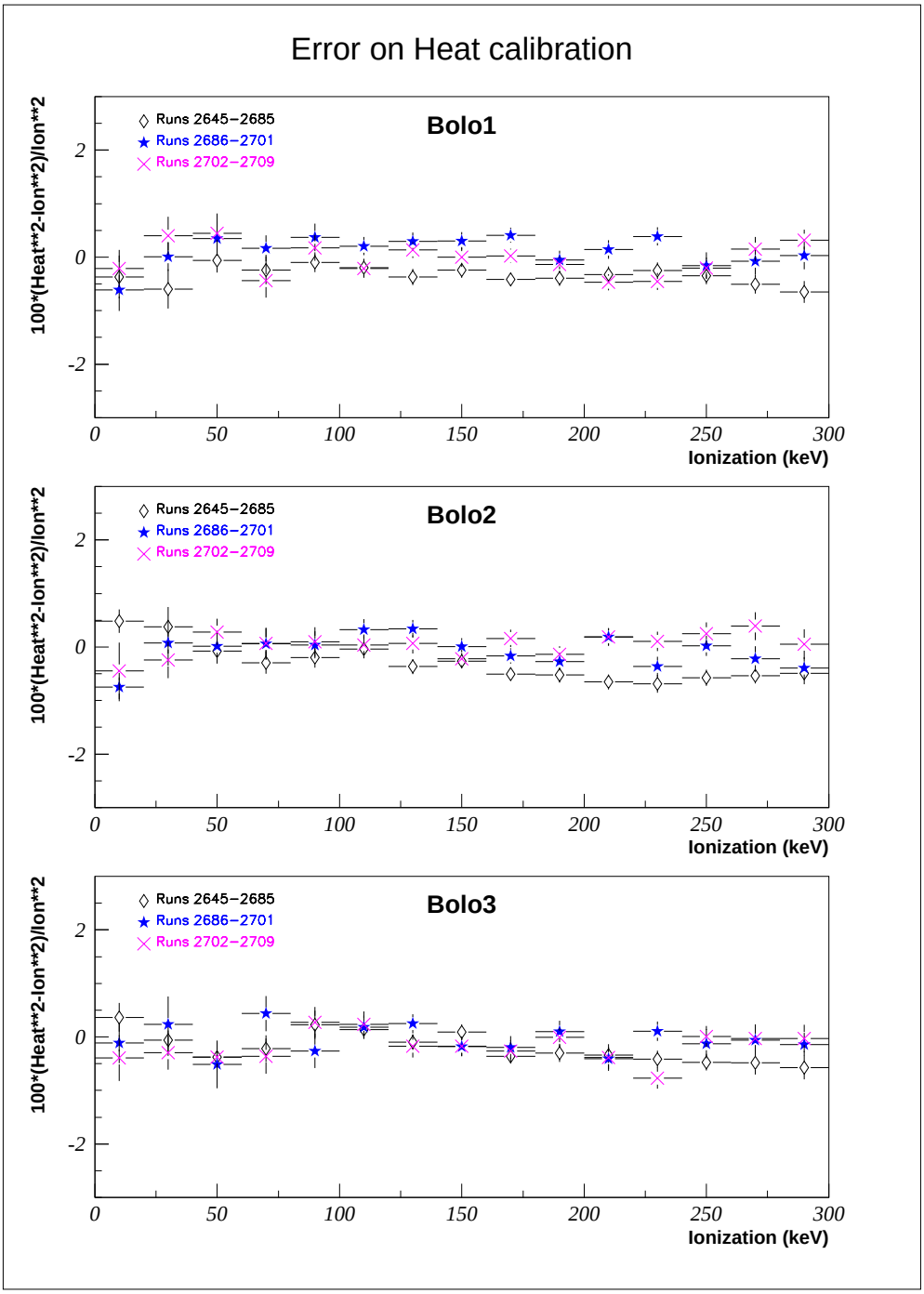

FIG. 4.6 – Evaluation de l'erreur effectuée sur l'étalonnage des voies chaleur, par bins de 20 keV, pour chaque détecteur et pour chaque "paquet de runs". L'erreur est définie comme $Err = \frac{Cha^2 - Ion^2}{Ion^2}$. Elle reste toujours inférieure à 1 %.

4.2.4 Vérification de la validité de l'étalonnage chaleur à basse énergie

Les données de fond nous fournissent un moyen assez pratique de vérifier l'exactitude de l'étalonnage grâce aux raies à 8.98 et 10.37 keV issues de l'activation cosmogénique du germanium naturel - nettement visibles à partir d'une statistique de quelques kg.j. Ces raies sont dues à l'action des rayons cosmiques sur le germanium naturel des détecteurs, lorsque ceux-ci sont fabriqués ou transportés en surface.

Il existe trois isotopes susceptibles de fournir ces raies [2]. ^{68}Ge et ^{65}Zn sont tous les deux produits par exposition du germanium naturel à des rayons cosmiques. Leurs périodes de décroissance radioactive sont respectivement 271 et 244 jours, ce qui est un temps suffisament long pour nous permettre d'observer encore leur contribution au fond radioactif après quelques années d'opération en site souterrain. Un troisième isotope, ^{71}Ge, possède un temps de vie nettement plus court (11 jours) mais peut être créé à partir de l'isotope stable ^{70}Ge par absorption de neutrons thermiques, produits en grande quantité lors de "calibrations neutrons" où l'on place une source de ^{252}Cf à proximité immédiate des détecteurs.

Ces isotopes instables se désintègrent par des processus de capture électronique :

$$\begin{array}{l} {}^{71}_{32}Ge + e^- \rightarrow {}^{71}_{31}Ga + \nu_e + trou_K \\ {}^{68}_{32}Ge + e^- \rightarrow {}^{68}_{31}Ga + \nu_e + trou_K \\ {}^{65}_{30}Zn + e^- \rightarrow {}^{65}_{30}Cu + \nu_e + trou_K \end{array}$$

Le trou créé dans la couche K est une configuration électronique instable, et on assiste à une cascade de transitions électroniques dont les énergies s'ajoutent pour fournir finalement un X d'énergie égale à l'énergie totale de liaison d'un électron de la couche K de l'atome final - en l'occurrence gallium ou cuivre. Ces énergies sont connues et sont respectivement de 10.37 keV et 8.98 keV.

La figure 4.7 présente un zoom entre 0 et 20 keV$_{ee}$ sur les spectres en énergie de chacune des trois voies : centre - garde - chaleur, ainsi que les ajustements de deux pics gaussiens sur les voies chaleur. Les coefficients d'ajustement sont portés sur les figures. On voit qu'en voie chaleur les deux pics sont tout-à-fait distincts, au moins pour les détecteurs 2 et 3, et distinguables pour le détecteur 1. Les valeurs moyennes des pics sont en accord avec 8.98 et 10.37 keV à mieux que 0.4 %.

4.2.5 Vérification de la linéarité de l'étalonnage ionisation

En voie ionisation en revanche, les pics sont pratiquement indiscernables l'un de l'autre, ce qui est un effet de la résolution, bien meilleure en chaleur qu'en ionisation.

On peut toutefois vérifier la validité de l'étalonnage ionisation grâce à ces raies en sélectionnant les événements appartenant à chacune des deux raies avec l'information de la voie chaleur, où l'on a vu qu'elles étaient mieux séparées. On effectue donc deux

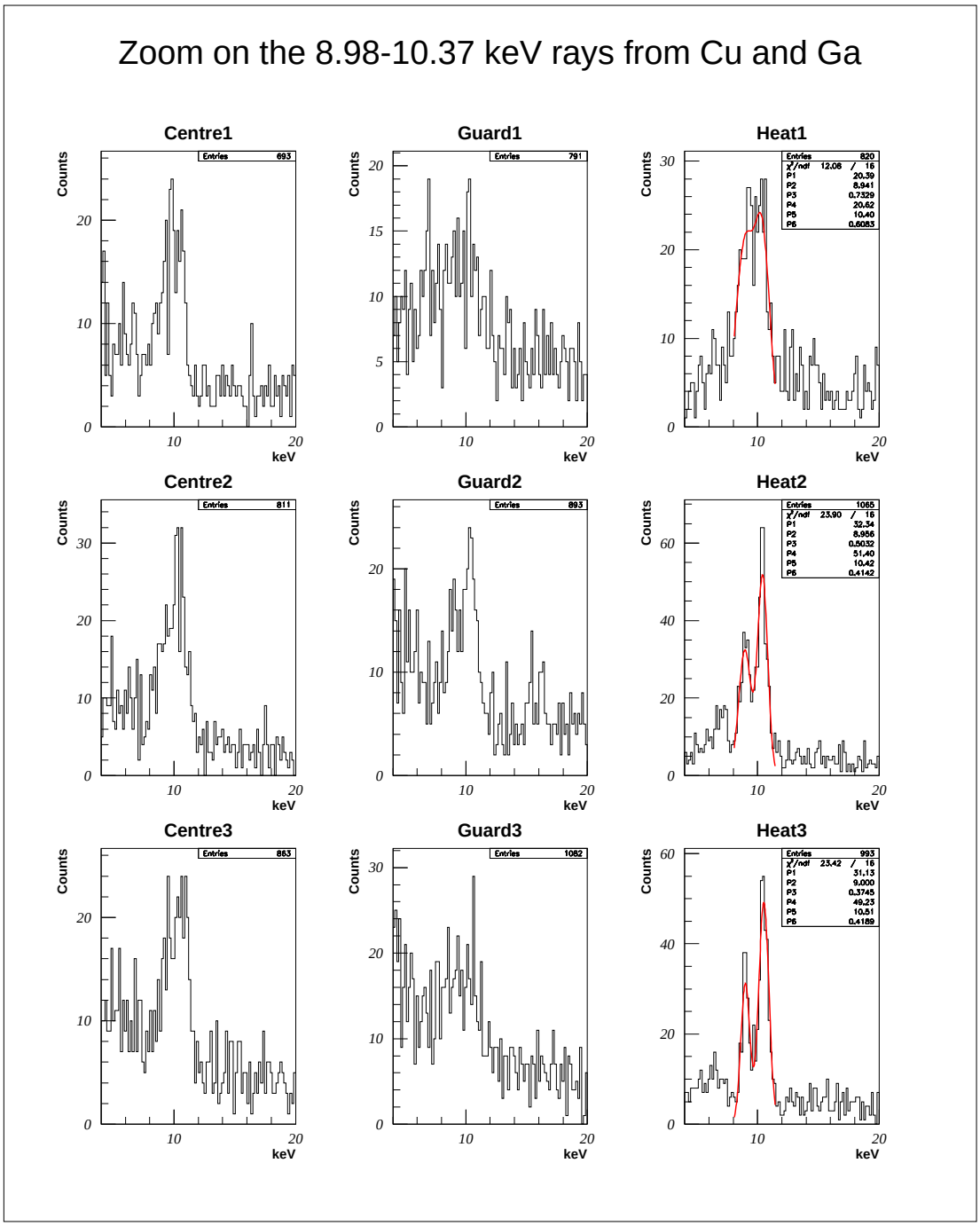

FIG. 4.7 – Spectre en énergie sur chaque voie de mesure de chaque détecteur, entre 0 et 20 keV (avec une coupure limitant au mieux la prise en compte du bruit). Si un pic est net sur chaque voie, il n'est en revanche possible d'en distinguer deux que sur les voies chaleur. Deux ajustements gaussiens ont été effectués sur les voies chaleur, qui fournissent des valeurs moyennes compatibles avec 8.98 et 10.37 keV à mieux que 0.4 %.

sélections à $\pm 1\sigma$ sur la valeur de la voie chaleur, autour des pics supposés gaussiens à 8.98 et 10.37 keV. On obtient les résultats portés sur la figure 4.8, qui présente pour le détecteur 3 les spectres en énergie ionisation pour les sélections à 8.98 et 10.37 keV respectivement, pour les voies centre, garde, et ionisation totale (centre + garde). On retrouve des valeurs centrales des pics compatibles avec 8.98 keV et 10.37 keV à moins de 1.5 % près, et ce même avec une statistique assez faible. Cette précision devient même meilleure que 0.6 % lorsque l'on considère l'ionisation totale, ce qui est satisfaisant car c'est là la variable d'intérêt physique. Notons que la résolution à ces énergies est supérieure à 10 %, et que c'est l'ordre de grandeur que l'on retrouve en considérant la largeur totale à mi-hauteur des pics de la figure 4.8. On obtient des résultats tout à fait similaires avec les deux autres détecteurs.

Ceci permet donc de confirmer la validité de l'hypothèse de linéarité des sensibilités en ionisation à des énergies au moins aussi faibles que 8 keV. Etant donné que les voies chaleur ont été étalonnées avec l'ionisation comme référence, cela valide également le résultat du paragraphe précédent.

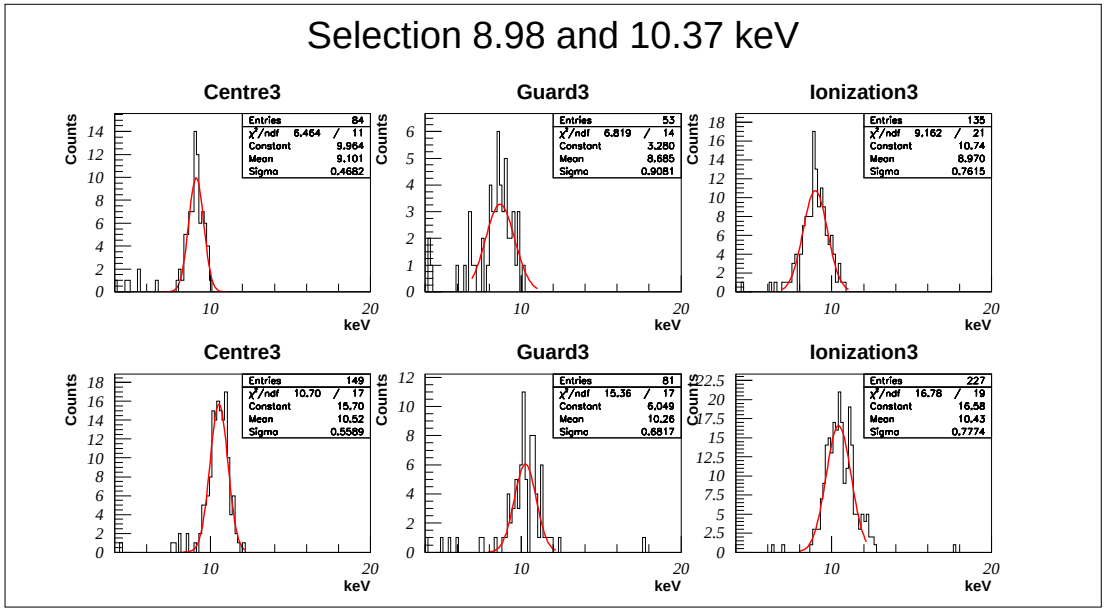

FIG. 4.8 – Spectres en énergie d'ionisation pour les voies centre, garde, et ionisation totale du détecteur 3, pour des événements sélectionnés à partir de la valeur de la voie chaleur. Les figures du haut correspondent à une sélection à $\pm 1\sigma$ autour de la valeur centrale du pic à 8.98 keV, et les figures du bas à la même sélection sur le pic à 10.37 keV. Les données considérées sont l'ensemble des données de fond acquises en déclenchement sur la chaleur. Malgré la faible statistique, on retrouve des positions moyennes des pics compatibles avec 8.98 keV et 10.37 keV à mieux que 1.5 %.

4.2.6 Correction de Température

Le système d'acquisition a été modifié à peu près au milieu de la campagne de runs de fond en trigger phonon de façon à intégrer dans le fichier "NTP" résumant les données une information de température de la chambre à mélange, qui est reliée à celle des détecteurs par l'impédance de la fuite thermique. Si on trace pour chaque événement de la zone fiducielle la valeur calculée du facteur de quenching en fonction de la température, on obtient la figure 4.9, qui illustre assez clairement qu'il existe une dérive de l'étalonnage (a priori de la voie chaleur) avec la température, que l'on peut paramétriser, puis corriger. Sur les figures sont portées les équations Q=f(T) qui vont permettre de "corriger" les données. La correction s'effectue toujours sur les paramètres d'étalonnage des voies chaleur. Ceux-ci sont reliés à la paramétrisation de Q en fonction de T par les relations suivantes :
avec E_H énergie chaleur, E_I énergie ionisation et V tension de polarisation, partant de :

$$E_R = \frac{1+V}{3} \cdot E_H - \frac{V}{3} \cdot E_I \tag{4.2}$$

soit encore :

$$E_R = \frac{1+V}{3} \cdot E_H - \frac{V}{3} \cdot Q \cdot E_R \tag{4.3}$$

où Q est la valeur du facteur de quenching avant correction, on obtient :

$$E_H = \frac{3}{1+V} \cdot \left(\frac{1}{Q} + \frac{V}{3} \right) \cdot E_I \tag{4.4}$$

Si on introduit maintenant la correction de température comme un facteur multiplicatif q(T) appliqué à Q, l'équation devient :

$$Q^* = Q \cdot q(T) \tag{4.5}$$

et

$$E_H^* = \frac{3}{1+V} \cdot \left(\frac{1}{Q \cdot q(T)} + \frac{V}{3} \right) \cdot E_I \tag{4.6}$$

et

$$E_R^* = \frac{1+V}{3} \cdot E_H^* - \frac{V}{3} \cdot E_I \tag{4.7}$$

Les paramétrisations de $q(T)$ sont effectuées par ajustement d'une forme analytique empirique directement sur les données comme illustré sur la figure 4.9. Le caractère largement dominant du fond de radioactivité gamma dans les données rend l'opération possible. Pour les détecteurs 2 et 3, cette forme semble compatible avec une exponentielle $q(T) \sim e^{a \cdot (T-17)}$. Pour le détecteur 1 en revanche cette forme ne convient pas et l'on est contraint d'utiliser un profil parabolique. Les équations exactes des expressions de q(T) utilisées pour chaque détecteur sont portées sur la figure 4.9. L'intégralité des données est ensuite corrigée pour tenir compte de ces équations. L'effet est essentiellement indiscernable pour la grande majorité des événements, pour lesquels T = 17 ± 0.03 mK.

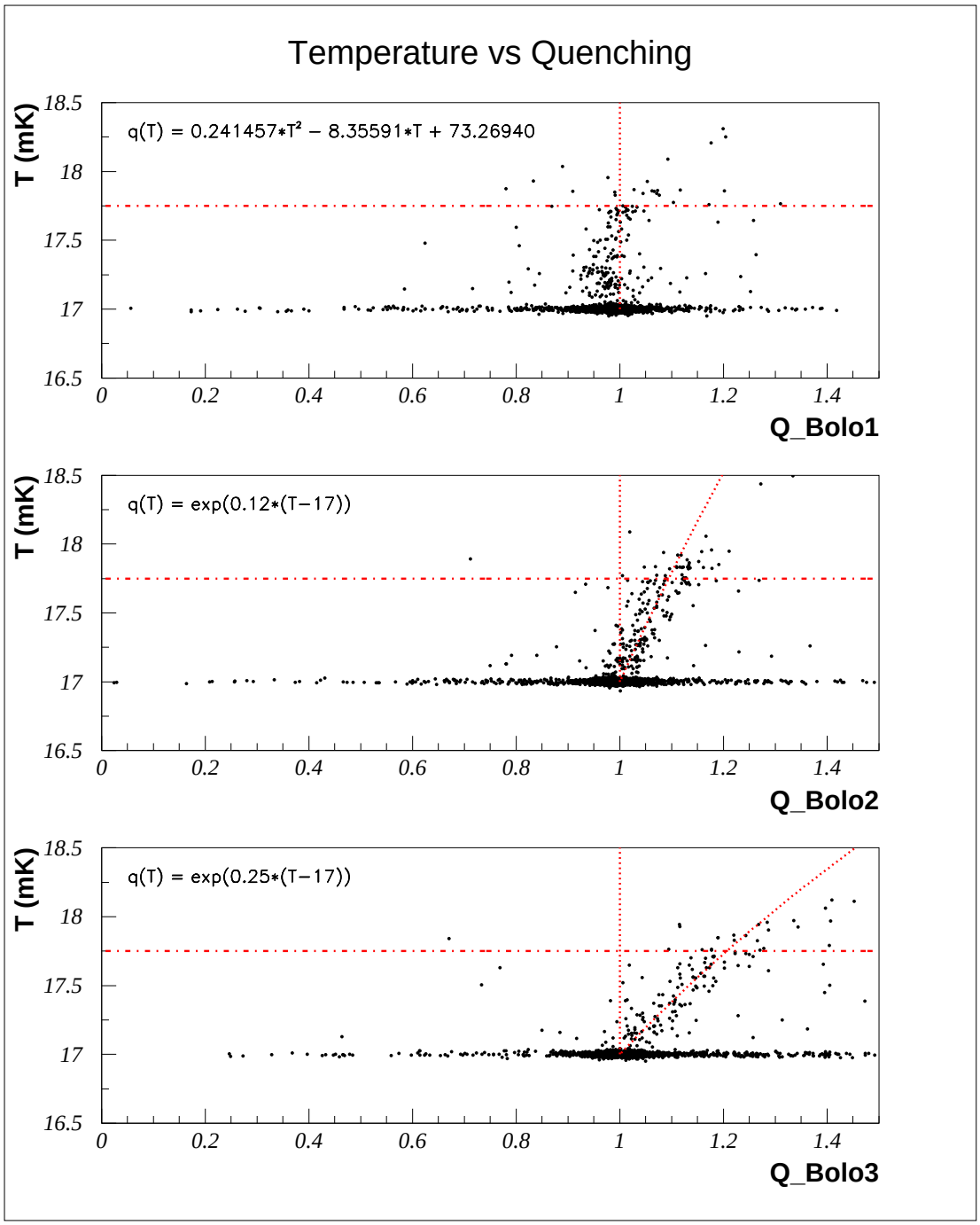

FIG. 4.9 – Paramétrisation de q(T) pour la correction de l'étalonnage de la voie chaleur, pour chacun des trois détecteurs. La ligne pointillée verticale à Q=1 représente la position attendue pour des reculs électroniques. La paramétrisation de la correction adoptée est représentée par la seconde courbe pointillée, et son équation est donnée sur chaque figure. La ligne horizontale point-tiret correspond à la coupure de qualité $T < 17.75$ mK qui sera effectuée sur le données pour l'obtention du résultat final.

Par souci de prudence, on effectue une coupure de qualité au delà de 17.75 keV, valeur de T à laquelle les points semblent s'éloigner sensiblement de la paramétrisation. Mais même en dehors de cette considération, il paraît sage au vu de la vitesse à laquelle les paramètres évoluent, et de la sensibilité du capteur thermique, de ne pas chercher à trop corriger, mais simplement de rejeter les données dont la température s'éloigne de l'optimum de fonctionnement de plus de 5 %. Ceci revient concrètement à ne couper que cinq épisodes particulièrement agités, représentant de l'ordre de 8 heures de temps d'acquisition. L'impact de cette coupure sur l'analyse des données et la statistique totale sera étudié plus en détail un peu plus loin (paragraphe 4.4.6).

4.3 Lois de résolution

La résolution en énergie d'une voie représente la précision statistique avec laquelle une énergie mesurée correspond effectivement à la grandeur physique réelle. Elle est liée en grande partie à la qualité de la voie de mesure, et aux conditions de bruit. C'est une grandeur qui peut évoluer en fonction de l'énergie considérée, et on parlera alors de loi de résolution en fonction de l'énergie.
Considérons une source radioactive produisant des gammas monochromatiques, comme par exemple une source de ^{137}Cs. Celle-ci envoie des photons sur les détecteurs à une énergie totalement déterminée de 662 keV. Si la résolution d'une voie de mesure était parfaite, et en négligeant toute autre contribution au fond, on devrait observer en effectuant un spectre en énergie des données sur cette voie un pic parfaitement défini. En pratique, on observe une distribution gaussienne centrée sur cette valeur théorique. On définit alors traditionnellement la résolution à 662 keV comme la largeur totale à mi-hauteur du pic. Si le pic est parfaitement gaussien, cette grandeur est liée à l'écart-type σ de la distribution par :

$$resolution = 2.354 \cdot \sigma$$

Si on dispose de plusieurs pics de ce genre à différentes énergies, il est possible d'établir un profil de résolution en fonction de l'énergie pour chaque voie.

Un cas particulier concerne la valeur de la résolution à 0 keV. Celle-ci est également appelée "résolution de ligne de base", car elle correspond à la largeur du pic de bruit en l'absence de signal physique.
Il est difficile avec le système d'analyse actuel d'effectuer une analyse de la ligne de base à partir des "fichiers de fit" (contenant les résultats de tous les ajustements sur chaque voie), simplement parce que ce procédé implique une certaine liberté dans le choix du décalage temporel - de façon à trouver la position du meilleur ajustement (paragraphe 4.1.4). Lorsque cette opération s'effectue sur des données enregistrées qui ne contiennent pas de signal visible (par exemple parce que le signal est sur un autre détecteur), la liberté laissée à l'algorithme pour la détermination de la position de l'ajustement biaise le résultat vers les hautes énergies. Le spectre obtenu n'est pas une gaussienne centrée sur zéro, mais présente deux distributions de Poisson symétriques par rapport à l'origine.

4.3.1 Ligne de base : Méthode d'ajustement

Il est en théorie possible de dériver des valeurs de résolution de ces distributions de Poisson, mais il nous a paru plus simple et plus sûr de procéder différemment.

On effectue le même type d'ajustement par template sur l'ensemble des données, mais à une position fixe pour éviter les effets de biais statistique, et située dans le pré-trigger - c'est à dire la zone des données enregistrées où l'on s'attend à ne trouver que du bruit. Pour éviter des effets liés à la longueur des signaux, on impose une sélection supplémentaire des échantillons, qui ne doivent pas présenter de signal visible, c'est à dire pas de déclenchement sur la voie chaleur. En effet, comme on peut s'en rendre compte en observant la forme d'un signal type (figure 4.1), à cause de l'effet du filtrage les signaux présentent un certain nombre d'oscillations et occupent une plage en temps non-négligeable vis à vis de la taille totale de l'enregistrement. L'ajustement de ce même événement type avec une position de départ dans le pré-trigger peut conduire à un résidu important si un événement physique d'amplitude "honorable" est présent plus loin dans l'enregistrement. La prise en compte de ces échantillons est donc potentiellement perturbatrice vis à vis d'une évaluation correcte de la résolution ligne de base, et c'est pourquoi on préfère ne pas les considérer, au prix d'une perte d'un tiers de la statistique.

Les distributions ainsi obtenues sont toutes des gaussiennes centrées autour de la position zéro. La largeur totale à mi-hauteur de cette gaussienne définit la résolution ligne de base.

4.3.2 Ligne de base : évolution et choix des valeurs

On regroupe les données de façon naturelle par "runs", correspondant aux acquisitions physiques consécutives. Un run peut avoir une durée et un nombre d'événements assez variable, aussi tous n'ont pas le même poids statistique. Pour chaque run, on trace les distributions en énergie de la ligne de base, et on effectue un ajustement par une forme gaussienne. On obtient des résultats similaires à ceux de la figure 4.10, qui sont ensuite compilés pour fournir la figure 4.11. On y voit clairement que d'une manière générale, les valeurs des résolutions ne sont pas constantes au cours du temps.

Comme nous le verrons par la suite, les valeurs des résolutions jouent un rôle important dans la définition des populations de reculs nucléaires et électroniques. Afin de pouvoir présenter les résultats sur un graphe unique, il est souhaitables de disposer de lois de résolution aussi constantes que possible. L'approche la plus conservative consiste à utiliser pour chaque voie la valeur de résolution la plus mauvaise. Toutefois, cette méthode apparaît inutilement pénalisante vis-à-vis du résultat final. Nous proposons donc de pondérer la valeur fournie par chaque run par sa durée en temps et d'en tirer une valeur moyenne. Les résultats de cette opération figurent dans le tableau 4.4, et sont également reportées sur la figure 4.11.

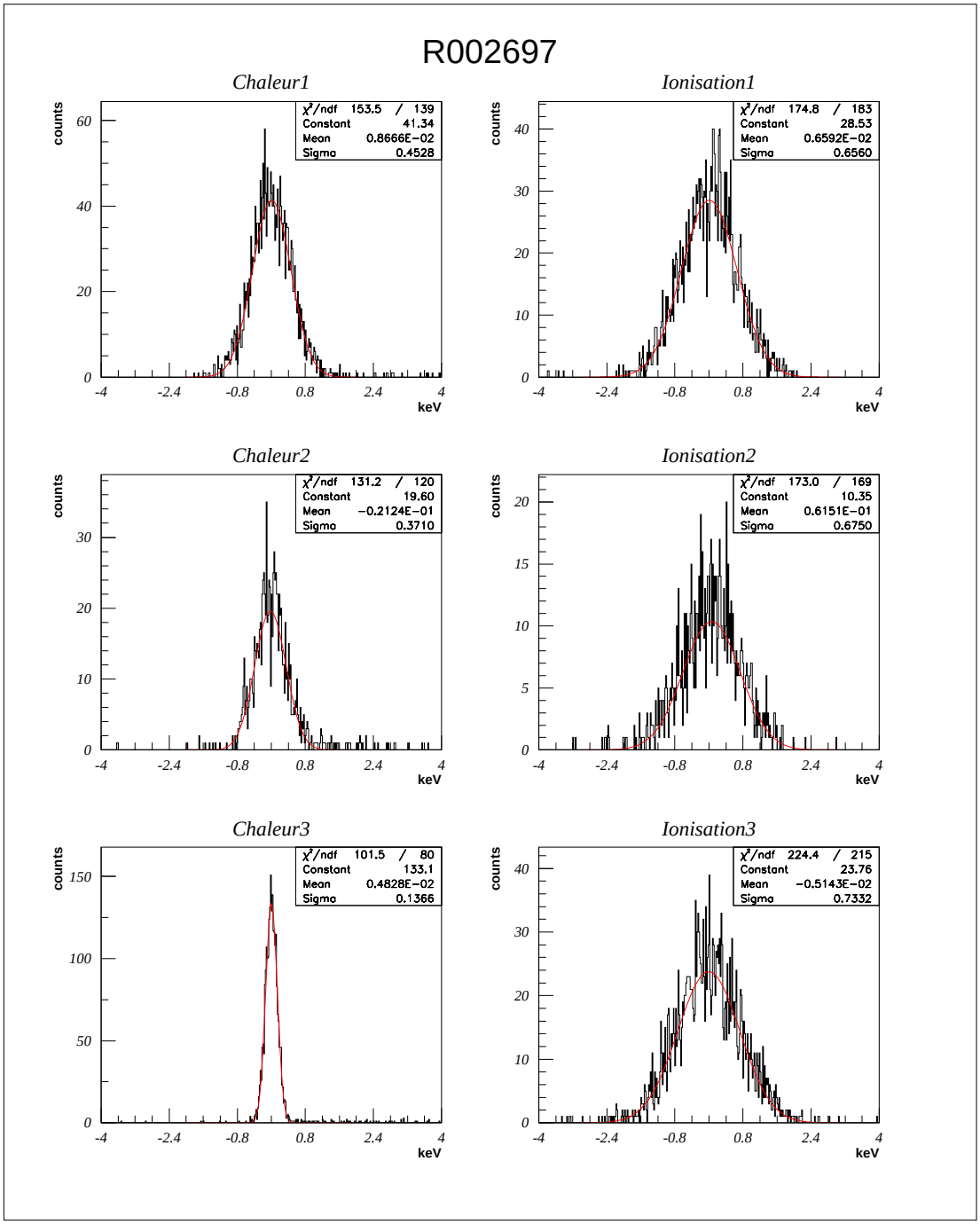

FIG. 4.10 – Exemple d'ajustement d'une forme gaussienne sur la distribution d'amplitude de la ligne de base des voies chaleur et ionisation totale (centre + gharde) de chaque détecteur, pour le run "2697". La largeur totale à mi-hauteur de chaque distribution définit la valeur de la résolution de ligne de base de chaque voie pour ce run.

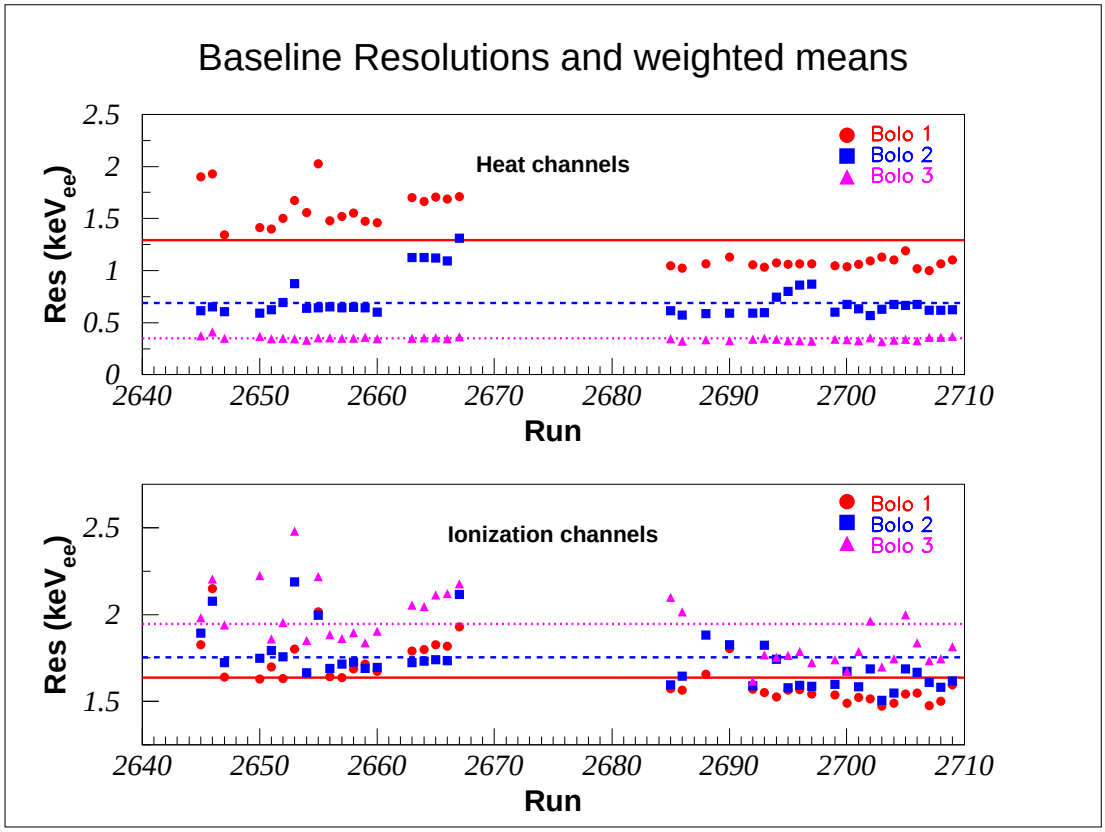

FIG. 4.11 – Evolution des résolutions de ligne de base pour les voies chaleur et ionisation totale de chacun des trois détecteurs, en fonction du numéro du run. Les lignes horizontales rouges (trait plein), bleues (tirets) et mauves (pointillés) représentent respectivement les moyennes pondérées par le poids statistique des runs des résolutions sur chaque voie, pour l'intégralité des runs considérés, pour les détecteurs 1, 2 et 3. Ce sont ces valeurs qui sont utilisées dans la suite pour la définition des populations de reculs nucléaires et électroniques.

	Cha1	Ion1	Cha2	Ion2	Cha3	Ion3
Moyenne	1.294	1.636	0.689	1.753	0.348	1.944
Max	2.025	2.148	1.311	2.188	0.411	2.801
Min	1.001	1.472	0.569	1.506	0.318	1.617

TAB. 4.4 – Valeurs minimales, maximales et moyennes des résolutions de ligne de base obtenues sur chaque voie pour l'intégralité des données de fond en déclenchement sur la chaleur. Les valeurs sont exprimées en keV$_{ee}$. La valeur moyenne correspond à la moyenne des résolutions de tous les runs, pondérée par le poids statistique de chaque run.

4.3.3 Résolution à 122 keV de la voie chaleur

Nous avons vu (figure 4.3) que les données accumulées en présence d'une source de Cobalt 57 ont permis d'extraire des valeurs de la résolution à 122 keV pour les voies ionisation, à travers la largeur du pic. De la même manière, et maintenant que la chaleur est étalonnée, ces même données fournissent des valeurs de résolution à 122 keV pour les voies chaleur, ce qu'illustre la figure 4.12.

Notons que la forme du pic principal n'est pas tout-à-fait une gaussienne mais présente une queue vers les basses énergies associée à la dégradation des photons de la source passant à travers les écrans de cuivre, ce qui explique que l'ajustement ne soit pas impeccable. L'effet est tout à fait reproduit par les simulations. Il est toutefois possible d'utiliser la partie droite du pic, non modifiée par cet effet, pour ajuster une distribution gaussienne avec une précision suffisante. Dans tous les cas, la résolution évaluée de cette façon ne peut être que supérieure à sa valeur réelle et il s'agit donc d'une valeur conservative. La largeur totale à mi-hauteur de la distribution fournit, comme précédemment, la valeur de la résolution.

4.3.4 Détermination des lois de résolution en énergie

Avec les valeurs des résolutions ligne de base ρ_0 et à 122 keV ρ_{122} sur chaque voie, on peut déterminer les lois de résolution en fonction de l'énergie. La paramétrisation adoptée est :

$$\rho(E_R) = \sqrt{\rho_0^2 + a^2 E_R^2} \tag{4.8}$$

Cette forme a été validée dans des travaux précédents [3], et nous ne la redémontrerons pas ici. Le paramètre a est très simplement déterminé pour chaque voie grâce à la connaissance de la valeur de ρ_{122} :

$$a = \frac{1}{122}\sqrt{\rho_{122}^2 - \rho_0^2} \tag{4.9}$$

Il est facile de vérifier que les lignes de bases des voies ionisation centre et ionisation garde sont décorrélées, par exemple en essayant de soustraire le bruit d'une voie sur l'autre et en vérifiant que l'on ne gagne rien en résolution. Par conséquent, il est légitime de définir la résolution en "ionisation totale" comme la somme quadratique de ses deux composantes centre et garde :

$$\rho_{tot}(E_R) = \sqrt{\rho_{centre}^2(E_R) + \rho_{garde}^2(E_R)} \tag{4.10}$$

Cette relation reste valable à plus haute énergie, et c'est donc à partir des résolutions déterminées séparément sur le centre et sur la garde que l'on obtient les valeurs à 122 keV portées dans le tableau 4.5, qui résume tous les résultats de résolution pour les voies "chaleur" et "ionisation totale" de chaque détecteur.

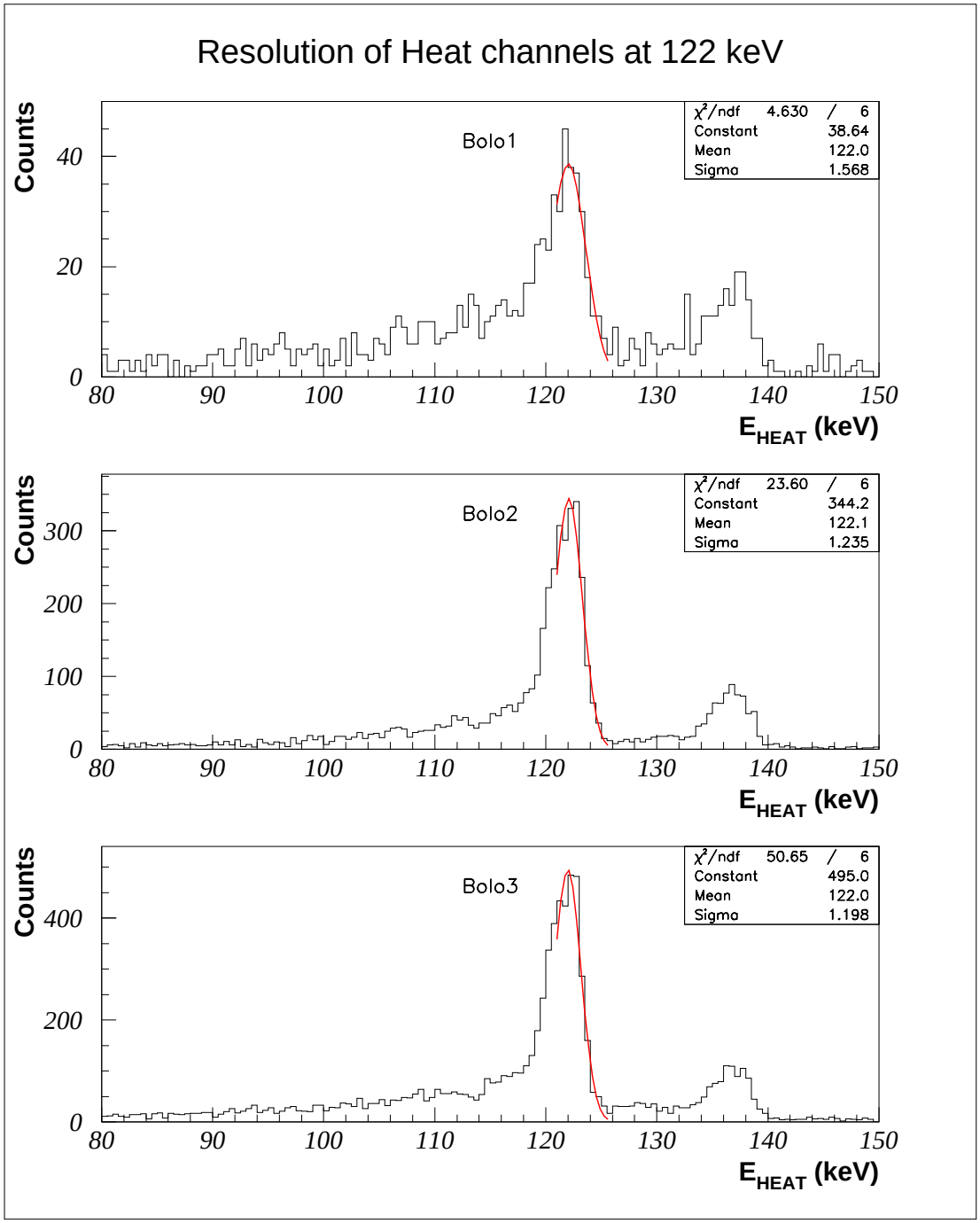

FIG. 4.12 – Détermination de la résolution à 122 keV des voies chaleur de chaque détecteur par ajustement d'une forme gaussienne sur la partie droite du pic principal dû au ^{57}Co. La distribution présente une queue vers les basses énergies de photons dégradés, et c'est pourquoi la partie gauche du pic ne peut servir à l'ajustement gaussien.

	Cha1	Ion1	Cha2	Ion2	Cha3	Ion3
$\bar{\rho}_0$ (keV)	1.294	1.636	0.689	1.753	0.348	1.944
ρ_{122} (keV)	3.58	2.37	2.90	2.60	2.815	2.67
a	0.027339	0.014196	0.023070	0.016321	0.022878	0.015333

TAB. 4.5 – Paramètres des lois de résolutions pour les voies "chaleur" et "ionisation totale" de chaque détecteur, pour des évènements du volume fiduciel. $\bar{\rho}_0$ représente la valeur moyenne de la résolution de ligne de base telle qu'elle est définie sur la figure 4.11, ρ_{122} représente la valeur de la résolution mesurée sur le pic à 122.1 keV du ^{57}Co, et a est le paramètre entrant dans la formule $\rho(E_R) = \sqrt{\rho_0^2 + a^2 E_R^2}$.

4.4 Coupures

Un certain nombre de coupures sont opérées sur les données pour des raisons de qualité. Elles sont toutes explicitées et illustrées dans les paragraphes qui suivent. Leur impact sur l'efficacité de détection sera étudié à la fin du chapitre.

4.4.1 Coupure sur la zone fiducielle

Cette première coupure est naurelle dans le sens ou elle est liée à la philosophie des détecteurs : la raison pour laquelle ceux-ci sont équipés d'une électrode "centre" et d'une électrode "garde" est précisément de délimiter un "volume fiduciel" à l'intérieur du détecteur, dans lequel nous pouvons considérer que la collecte des charges est optimale (aux effets de surface près, voir chapitre 5). Nous "coupons" ainsi les données pour ne conserver que les événements présentant un signal sur la voie centre au moins trois fois supérieur à celui sur la voie garde (en keV). Ceci revient en pratique à ne considérer qu'une partie centrale du détecteur, que l'on peut évaluer en comparant les taux d'événements pour différentes valeurs du rapport *centre/garde* à 57 ± 1 % de la masse totale pour chacun des trois détecteurs [3]. Cette proportion correspond simplement au nombre d'événements vérifiant cette condition "fiducielle" par rapport au nombre total d'événements enregistrés.
Nous définissons donc ici un "volume utile" des détecteurs, qui interviendra à la fin de l'analyse dans le décompte des kg.jour accumulés.

Le calcul de cette proportion n'est cependant pas aussi trivial que l'on pourrait le penser. En effet, il faut disposer d'une population d'interactions répartie de façon homogène dans le détecteur, ce qui n'est a priori pas le cas pour le fond gamma dominant enregistré : l'origine de ce fond étant liée en quantité non négligeable à la contamination en éléments radioactifs du cuivre du blindage, on s'attend à enregistrer proportionellement plus d'interactions dans le volume périphérique que dans le volume central du détecteur. Le calcul de la fraction d'événements "fiduciels" à partir de cette population de gammas va donc sous-estimer la valeur du volume fiduciel.
Nous disposons toutefois d'une catégorie tbien définie d'événements pour lesquels ce biais n'existe pas. Les raies X à 8.98 et 10.37 keV, déjà mentionnées au chapitre 4.2.4, sont liées à la cosmogénèse à l'intérieur même des détecteurs, avec une répartition a

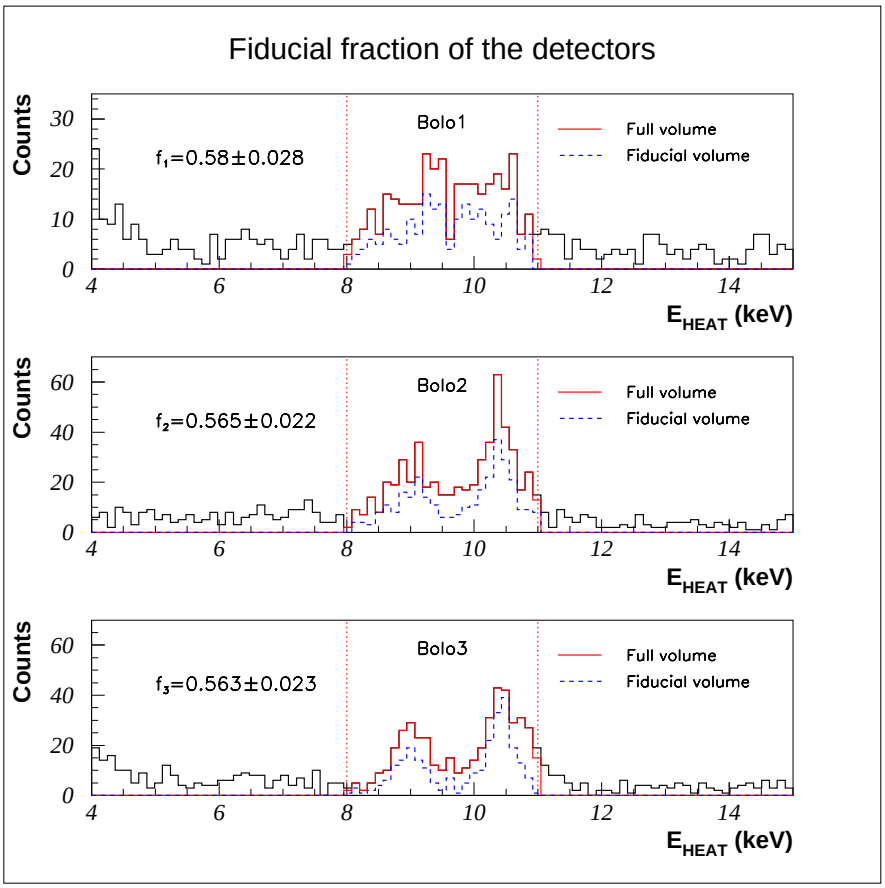

FIG. 4.13 – Vérification de la fraction de volume fiduciel pour chacun des trois détecteurs utilisés, à partir des raies X du germanium. La fraction f_i correspond simplement au rapport du nombre de coups enregistrés entre 8 et 11 keV passant la coupure fiducielle (pointillés) sur le nombre de coups total (trait plein).

priori totalement homogène. Nous pouvons donc les utiliser pour calculer la fraction de volume fiduciel. La figure 4.13 présente le résultat de cette opération, pour chacun des trois détecteurs, à partir de toutes les données de fond bas bruit acquises en déclenchement sur la chaleur. Pour chacun d'entre eux, on trouve une valeur compatible avec 57 % ± 3 %.

4.4.2 Coupure sur Δt

Cette coupure de qualité est liée au fonctionnement du système d'acquisition numérique. Elle a déjà été en partie explicitée dans le chapitre traitant de l'acquisition des données, mais nous en rappelons ici la justification.

Le système d'acquisition est en effet orienté "événement" : lorsqu'un événement est

déclenché sur une des voies chaleur, l'acquisition entre dans une phase de "construction" et engrange des données sur toutes les voies de manière synchrone jusqu'à ce que l'événement soit complet, c'est-à dire pour les données qui nous intéressent ici jusqu'à ce que l'on dispose d'une seconde complète de voie chaleur. L'événement est positionné au temps de montée près (∼15 ms) à X points du début de l'enregistrement. X est ce que l'on appelle couramment le fraction de pré-trigger, ou pré-trigger. X a été fixée à 384 ms pour l'ensemble des runs considérés. Par conséquent, une fois qu'un déclenchement a eu lieu, il reste au plus 1024 - 384 = 640 ms à acquérir. Les données sont de plus traitées par blocs-buffers de 120 ms. Il est donc possible que dans la pire des configurations, on ait besoin de traiter 119 ms supplémentaires pour compléter la construction de l'événement, ce qui nous amène à 759 ms après le déclenchement initial.
Nous avons vu au chapitre 3 que cela se traduisait par un temps mort systématique de 0.76 s à chaque déclenchement, dont il faudra tenir compte lors du décompte final de la statistique accumulée. Mais cela signifie également que tout événement dont le déclenchement intervient moins de 760 ms après l'événement précédent - ou du moins est noté comme tel dans les fichiers de run - est hautement suspect. C'est pourquoi, par mesure de sécurité et pour éviter des aberrations liées à l'acquisition, nous rejetons ces événements. L'information de "temps de l'événement" est enregistrée dans les fichiers de run, et nous permet d'effectuer cette coupure de façon simple.

La figure 4.14 présente, sur chaque détecteur et pour l'intégralité des données de fond en déclenchement sur la voie chaleur, les événements qui passeraient toutes les autres coupures, mais ont été coupés par celle-ci. On voit que la coupure n'a au final aucun impact sur le résultat physique de l'expérience.

4.4.3 Coupure sur le bit trigger et multiples manqués

Une autre information importante contenue dans les fichiers de run est ce que l'on appelle le "bit trigger". Il s'agit en fait du codage binaire sur un mot de trois bits - un pour chaque détecteur - de la configuration de déclenchement sur chaque voie chaleur. Si pour un événement donné un détecteur a déclenché, le bit correspondant vaut 1, et 0 sinon.

Grâce à cette information, sur un détecteur donné, on rejette à la fois tout ce qui n'a pas déclenché mais aussi ce qui a déclenché simultanément dans plusieurs détecteurs : il est en effet très fortement improbable pour un WIMP d'interagir deux fois. Il s'agit donc là d'une coupure physique.

Il convient toutefois de prêter attention à un phénomène d'effet de bord, lié au fonctionnement de l'acquisition. Nous l'avons vu plus haut, l'acquisition traite et analyse les données en temps réel par blocs de 120 ms. Pour que deux voies soient déclarées "déclenchées" sur le même événement, il faut que leurs deux déclenchements interviennent dans le même bloc de données. C'est presque toujours le cas, sauf si une voie présente une amplitude beaucoup plus petite que l'autre, et proche du seuil, et que la voie de

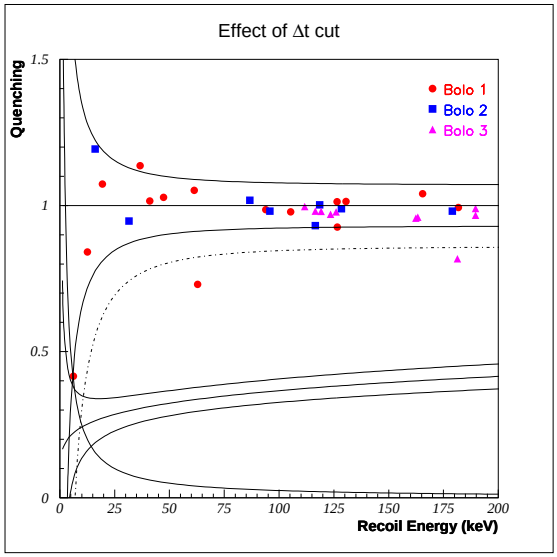

FIG. 4.14 – Effet de la coupure sur Δt. Les points portés sur ce graphique correspondent aux événements passant toutes les autres coupures de qualité mais rejetés par la condition $\Delta t < 0.76$ s. Chaque détecteur correspond à un marqueur différent. Pour plus de précisions sur ce type de graphique ("Qplot"), se reporter au paragraphe 4.7.

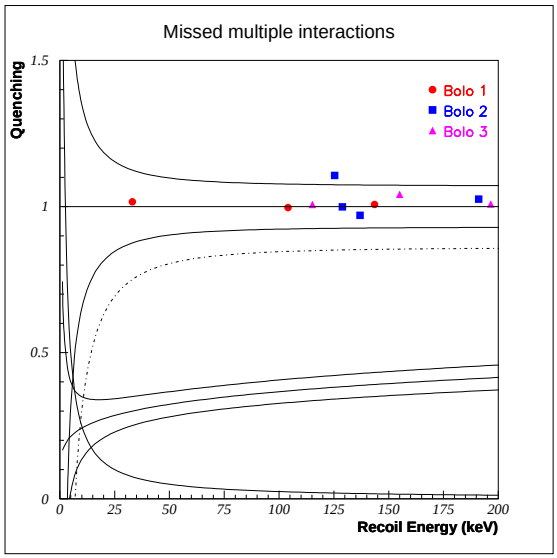

FIG. 4.15 – Evénements multiples "manqués". Les événements portés sur ce graphique correspondent à ceux ayant passé toutes les coupures y compris celle sur le bit trigger, et donc jugés comme ne présentant pas de coincidence inter-détecteurs, mais qu'une analyse par simple seuil sur la valeur de la chaleur dans les autres détecteurs révèle comme multiples. La valeur du seuil utilisée est 4 keV.

plus grande amplitude déclenche très près de la fin du bloc de données en cours. En effet, les signaux chaleur présentent un temps de montée de l'ordre de 15 ms, soit 15 points à 1 kHz de fréquence d'échantillonnage. Pour un signal d'amplitude importante, le dépassement du seuil se fait sur les tous premiers points des 15 du temps de montée. Pour un signal très faible, le dépassement se fera plus proche de la fin du temps de montée. Il est donc tout a fait envisageable que l'un des dépassements appartienne à un bloc de données de 120 ms, et l'autre au bloc suivant. Ceci aura pour conséquence une information de bit trigger n'indiquant pas de coincidence.

La figure 4.15 illustre ce phénomène en présentant les événements ayant passé toute les coupures - donc jugés non coincidents - mais qu'une analyse off-line par seuil en amplitude révèle comme "multiples" en coincidence sur un autre détecteur. Le seuil a ici été fixé à 4 keV sur la valeur de l'énergie chaleur. On voit qu'ils n'interviennent en rien sur le résultat physique, mais le phénomène n'est pas à négliger pour autant. Pour les données de fond le taux de coincidences est assez faible, mais lors de prises de données en présence de sources radioactives, et particulièrement de sources de neutrons, il sera important d'en tenir compte.

4.4.4 Coupure sur le seuil en ionisation totale

Bien que l'on soit passé à un système d'acquisition déclenchant sur la chaleur, il est vite apparu nécessaire de conserver également un seuil sur l'ionisation. Celui ci permet en effet de rejeter la plupart des événements dits "NTD" et "chaleur seule", qui constitueraient autrement un fond non négligeable.
On désigne sous l'appellation "NTD" ou "senseur" les événements intervenant directement dans le capteur thermique, et ne produisant par conséquent aucun signal charge. Ces événements sont issus de la radioactivité intrinsèque du capteur (Germanium irradié sous un flux de neutrons), ainsi que de la radioactivité des éléments proches comme la colle ou les pistes des contacts. Cette catégorie d'événements possède également une forme de signal très caractéristique qui nous permettra un peu plus loin de les rejeter un peu mieux encore. On regroupe ensuite sous l'appellation "chaleur seule" tous les événements satisfaisant ce critère, mais qui ne sont pas nécessairement des événements NTD. Une étude à la fin de cette présentation essaie d'éclaircir un peu plus leur nature (voir chapitre 5).
La valeur du seuil sur l'ionisation totale a été fixée à 2.5 keV$_{ee}$. Dans le plan $Q(E_R)$, la coupure est matérialisée par une hyperbole décroissante : tous les événements sous l'hyperbole sont rejetés. Notons que cette valeur de 2.5 keV$_{ee}$ reste néanmoins nettement inférieure aux seuils utilisés dans les précédentes campagnes de prise de données avec une acquisition en déclenchement sur l'ionisation. Ceci s'explique en partie par l'amélioration des conditions de bruit sur les voies, mais également par la précision accrue de recherche du signal ionisation inhérente au système de déclenchement sur la chaleur.

La question a été soulevée de savoir s'il ne serait pas plus judicieux d'utiliser une coupure sur l'ionisation centre plutôt que sur l'ionisation totale - en remplacement ou

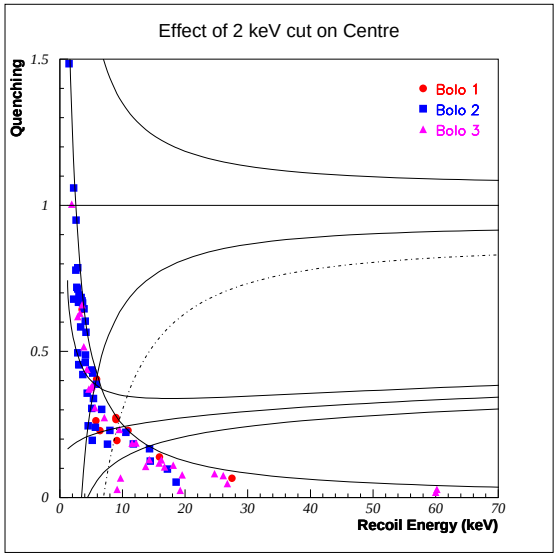

FIG. 4.16 – Influence d'une coupure sur la valeur de l'ionisation centre à 2 keV au lieu d'une coupure sur l'ionisation totale à 2.5 keV. Les événements représentés ici sont ceux qui passent toutes les autres coupures, et passent la coupure sur le centre mais sont coupés par celle sur l'ionisation totale.

en parallèle. Nous nous intéressons en effet pour l'analyse des données de fond aux événements du volume fiduciel ($centre > 3 \times garde$), et les niveaux de bruit sur la voie centre sont systématiquement inférieurs à ceux de la voie garde. On peut ainsi envisager une coupure sur la voie centre à 2 keV seulement au lieu de 2.5 keV. Ceci n'a bien entendu d'intérêt que si l'opération permet d' abbaisser les seuils tout en conservant ou améliorant la qualité des données à basse énergie.
La figure 4.16 illustre sur les données de fond quels sont les événements qui passent cette coupure sur le centre à 2 keV mais pas celle sur l'ionisation totale à 2.5 keV. On voit qu'il s'agit d'événements qui n'apportent rien quant à la qualité des données, vraisemblablement du bruit.
Si on applique les deux coupures simultanément aux données de fond, on n'obtient aucune différence significative par rapport à la seule application d'une coupure sur l'ionisation totale. Ceci signifie que les ajustements effectués pour déterminer l'amplitude des signaux sont cohérents et que l'on n'observe que peu d'événements jugés "valides" pour lesquels par exemple un centre positif et une garde négative se compensent, ce qui serait le signe que l'on observe avant tout du bruit. Dans ce sens, une coupure sur l'ionisation totale présente en réalité une vertu supplémentaire de sélection sur la qualité des données, par rapport à une simple coupure sur le centre.

4.4.5 Coupure sur le "χ^2 NTD"

Certains événements "senseur" résistent à toutes les coupures précédentes, et fournissent des points à bas Q et faible énergie, en général juste au dessus du seuil en

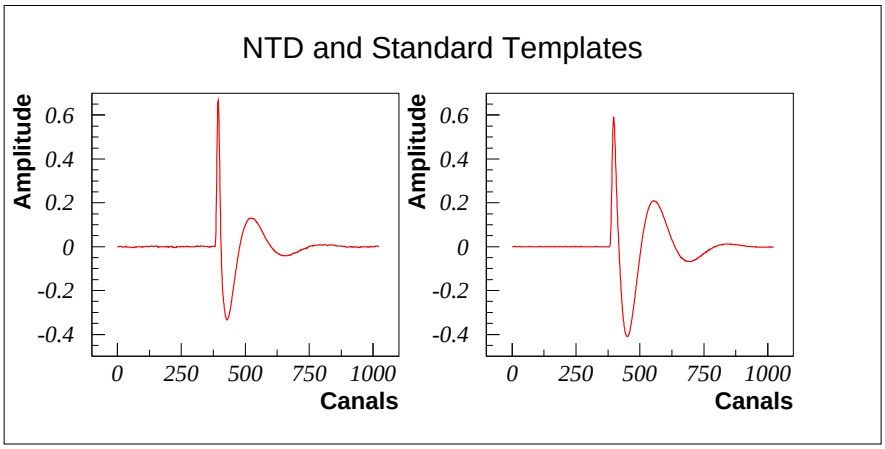

FIG. 4.17 – Comparaison de l'allure d'un événement de type "NTD" (à gauche) et d'un événement standard (à droite), tels qu'ils apparaissent sur la voie chaleur du détecteur 1.

ionisation - c'est à dire exactement dans une zone où l'on cherche à avoir le moins de fond possible. Toutefois, ces événements sans ionisation présentent en voie chaleur un aspect nettement distinct de celui d'un événement standard, avec des constantes de temps caractéristiques significativement plus faibles (figure 4.17).
L'idée est d'utiliser ce phénomène pour les discriminer, même à très basse énergie. Un second ajustement de toutes les données de voie chaleur est ainsi systématiquement effectué, exactement de la même manière que présenté au début de l'analyse mais en utilisant un gabarit correspondant à un événement de type NTD. Ce gabarit est obtenu en passant en revue les données et en sélectionnant "à l'oeil" quelques dizaines de signaux qui appartiennent à cette catégorie, puis en les moyennant de façon à éliminer le maximum de bruit de ligne de base.

En comparant les valeurs des χ^2 des deux ajustements - avec template standard et template NTD - on peut déterminer un critère de rejection simple des signaux dont l'allure est trop proche de celle d'un événement NTD. La figure 4.18 illustre dans le plan (χ^2_{NTD} vs $\chi^2_{standard}$) l'effet de sélection des différentes coupures successives - d'abord sur le bit trigger, puis sur l'ionisation totale, et enfin sur le volume fiduciel. La nouvelle coupure s'effectue sur le rapport $\chi^2_{standard}/\chi^2_{NTD}$ et est représentée dans le plan de la figure par la ligne pointillée. Elle est la même pour les trois détecteurs et s'écrit :

$$\frac{\chi^2_{standard}}{\chi^2_{NTD}} \leq 1.3$$

Cette figure est en réalité très riche en informations. Arrêtons-nous quelques instants pour préciser certaines d'entre elles.

- La valeur de 1.3 est relativement arbitraire et a été établie de manière empirique

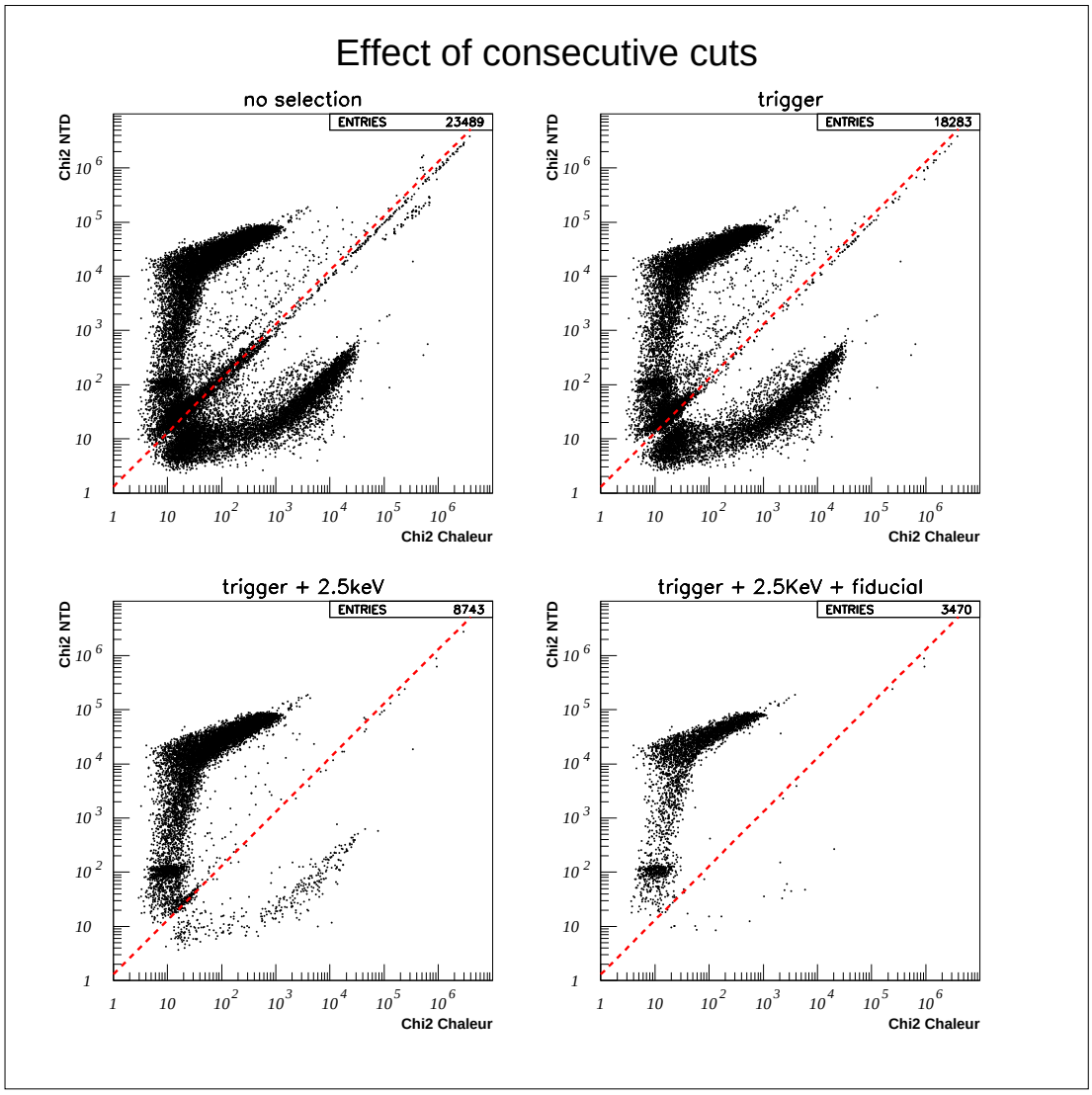

FIG. 4.18 – Effet des différentes coupures de qualité appliquées aux données de fond, dans le plan χ^2_{NTD} vs $\chi^2_{standard}$. La figure correspond aux données du détecteur 2 comprises entre 0 et 300 keV d'énergie chaleur, mais on peut obtenir des figures tout à fait similaires avec les autres détecteurs. De gauche en droite et de haut en bas, chaque graphe correspond respectivement à 1.) aucune sélection sur les données, 2.) coupure sur la valeur du bit trigger, 3.) 2 + coupure à 2.5 keV sur l'ionisation totale et 4.) 3 + coupure de volume fiduciel. La ligne pointillée correspond à la coupure supplémentaire effectuée sur le rapport $\chi^2_{NTD}/\chi^2_{standard}$.

à partir de ce type de figure, de telle façon à ce que la population pour laquelle $\chi^2_{NTD} \approx \chi^2_{standard}$ soit maximalement supprimée. Cela est justifié dans le sens où un signal qui ressemble autant à un événement standard qu'à un événement NTD est probablement très suspect. Rappelons que la quantité appelée "χ^2" dans ce travail est une simple moyenne algébrique de différences quadratiques. Etant donné que les deux templates n'ont pas la même forme et en particulier pas la même surface intégrale, il n'y a a priori aucune raison pour que le rapport de démarcation soit égal à 1.

- La population d'événements standards correspond de manière assez évidente à la branche la plus verticale des diagrammes. On s'aperçoit qu'au fur et à mesure de l'application des coupures, seule cette population est conservée. La branche la plus horizontale, presque diagonalement symétrique de la branche standard, correspond à la population d'événements NTDs. On voit que leur nombre est loin d'être négligeable, bien qu'ils soient dejà très efficacement supprimés par l'arsenal des autres coupures.

- La valeur moyenne du χ^2 augmente légèrement avec l'amplitude des signaux. Ceci est dû à deux phénomènes. Premièrement, les templates utilisés pour les ajustements ne sont pas parfaits et contiennent encore un peu de bruit que le moyennage n'a pas réussi à lisser. Plus l'amplitude des signaux à ajuster augmente, plus l'effet de ces oscillations résiduelles de bruit est amplifié. C'est ce qui explique la première contribution à la pente. C'est aussi ce qui explique que la bande "NTD" présente une évolution de la valeur du χ^2 avec l'amplitude plus rapide, les templates étant moins bien "nettoyés".
Le second phénomène est lié à la nature numérique et donc discrète des ajustements. Lorsque l'amplitude des signaux devient vraiment très importante, la précision de la position de l'ajustement devient cruciale. Or celle-ci ne peut être plus précise que la largeur d'un bin de numérisation.[1] Il existe une amplitude critique à laquelle l'erreur ainsi commise devient dominante devant toutes les autres erreurs, et c'est ce qui explique le changement de pente observé. Dans nos données ce point critique correspond à peu près à une énergie de 150 keV, soit bien supérieure à la zone d'intérêt physique pour la recherche de WIMPs.

Dans les deux diagrammes du haut on distingue encore plusieurs structures :
- La branche diagonale à $\chi^2_{NTD} = \chi^2_{standard}$ correspond à des événements pathologiques. Ce sont en particulier des interactions multiples, ou des accidents de l'enregistrement des signaux. Ils sont massivement supprimés par les coupures sur le bit trigger, puis sur l'ionisation totale.
- Deux autres branches diagonales apparaissent au dessus et en dessous de la précédente. Celle de dessous correspond à des "fantômes", c'est à dire à des signaux présents sur un autre détecteur et qui par un effet de l'électronique d'acquisition ou de numérisation viennent polluer la voie chaleur. On voit qu'elle est efficacement supprimée par la condition sur le bit trigger. Celle du dessus n'a à ce jour pas été identifiée.

[1] En réalité, il est possible d'envisager une méthode basée sur un procédé d'interpolation afin d'obtenir une précision d'ajustement meilleure que la largeur d'un bin. Etant donné que les hautes énergies ne sont pas d'un intérêt capital pour notre étude, ceci n'a toutefois pas été tenté.

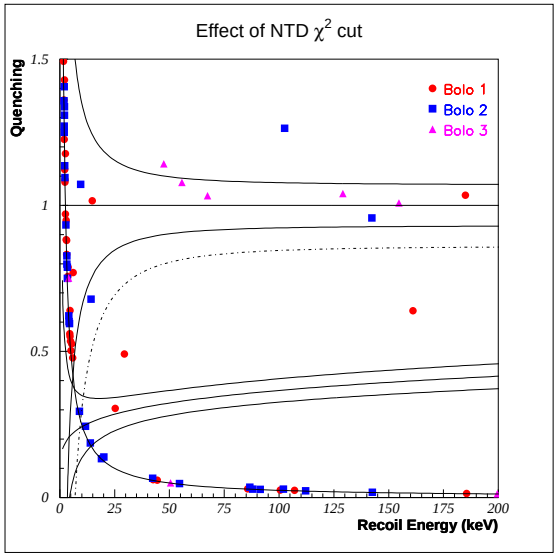

FIG. 4.19 – Effet de la coupure sur le rapport $\chi^2_{NTD}/\chi^2_{standard}$. Les événements représentés passent toutes les autres coupures mais sont coupés par celle-ci.

En pratique, comme on peut le constater sur la figure 4.19, on ne coupe ainsi que très peu d'événements. La grande majorité d'entre eux se situent très près du seuil en ionisation, à quelques exceptions près toutefois. Ces exceptions correspondent vraisemblablement à des événements NTD qui sortent du senseur vers l'absorbeur d'un même détecteur.

4.4.6 Coupure sur la température

Rappelons que la température considérée est celle de la boîte à mélange du réfrigérateur à dilution, et qu'elle est liée par l'intermédiaire de la fuite thermique à la température moyenne effective des détecteurs. L'idée est qu'une variation même minime (typiquement, moins de 1 mK) de la température d'opération des détecteurs peut avoir une influence non négligeable sur la sensibilité de sa voie chaleur. De surcroît, sur un plan plus terre à terre les prises de données pouvaient à cette période être sujettes à des "incidents" cryogéniques, et il est apparu opportun de pouvoir disposer de cette information.
L'analyse a posteriori des fichiers démontre en effet des "incursions" en température de plusieurs dixièmes de mK au dessus de la température normale de régulation de 17 ± 0.03 mK. La figure 4.20 illustre l'évolution de la température, dans la plage de données pour laquelle on observe effectivement des anomalies. La plupart d'entre elles ont été répertoriées dans le "cahier de manip" comme étant liées à des problèmes de cryogénie, et se concluent en général brutalement par l'arrêt de la prise de données le temps que le problème soit résolu.

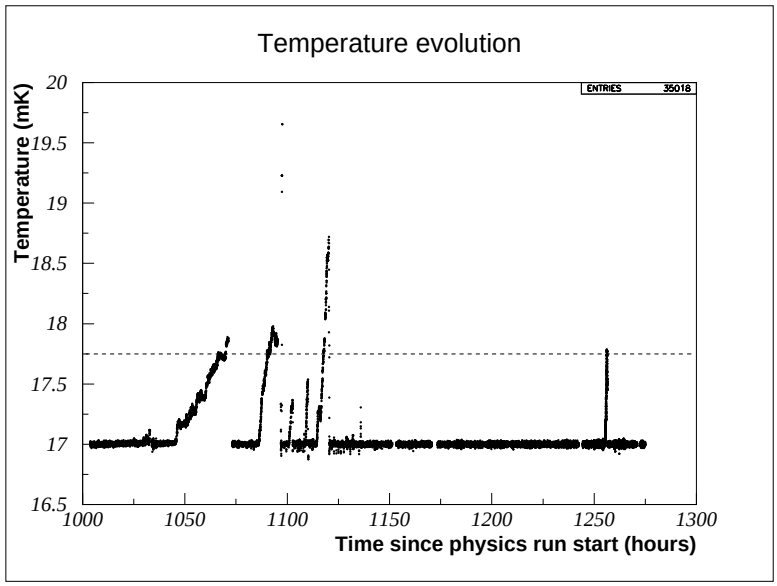

FIG. 4.20 – Evolution de la température avec le temps, à partir du moment où l'information est devenue accessible dans les fichiers de run. L'origine de l'échelle des temps correspond au démarrage de la campagne de prise de données de fond en déclenchement sur la chaleur. La ligne pointillée correspond à la coupure effectuée $T < 17.75\ mK$. Elle délimite 5 courtes périodes exclues dans les runs 2686, 2688, 2689, 2692 et 2696.

Nous avons vu au paragraphe 4.2.6. que cette dérive en température entrainait une modification de la sensibilité de la voie chaleur, qu'il était possible de corriger dans une certaine mesure (figure 4.9). Par prudence nous décidons toutefois de rejeter les données pour lesquelles cette correction devient trop importante. Nous introduisons donc un seuil en température à 17.75 mK, au dessus duquel les données sont considérées non fiables. En pratique ceci délimite 5 courtes périodes distinctes appartenant à 5 runs différents. Le détail des durées d'exposition rejetées est donné dans le tableau 4.6. Le décompte complet des données ainsi rejetées s'élève à un peu plus de 8.5 heures. En prenant en compte la masse de chaque détecteur ainsi que la fraction de volume fiduciel, on obtient un "temps mort" dû à cette coupure de 0.19 kg.jour fiduciels.
Pour toute la partie des données pour lesquelles on ne dispose pas de l'information de température, l'application de cette coupure est bien entendu impossible. Cependant le tracé de la distribution des valeurs de quenching exclusivement pour ces données ne montre pas d'excursion notable de la valeur de Q, et nous avons donc de bonnes raisons de penser que la valeur de la température est relativement stable.

La figure 4.21 illustre quels événements sont rejetés par cette coupure, ayant passé toutes les autres. On voit qu'aucun d'entre eux n'est significatif vis-à-vis du résultat physique. Cependant, une proportion non-négligeable d'entre eux se situe en dehors de

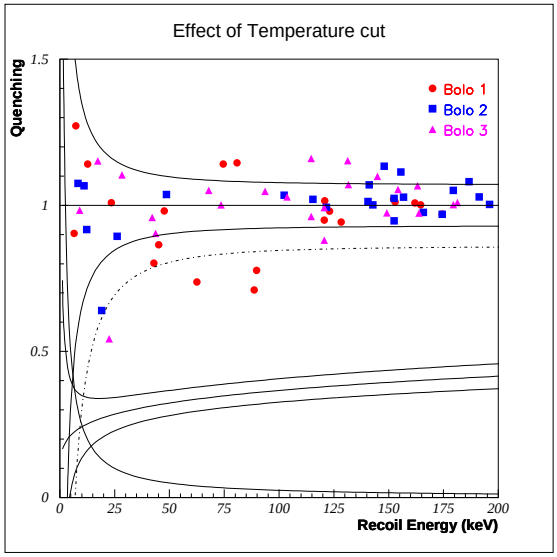

FIG. 4.21 – Effet de la coupure sur la température. Les événements représentés sont ceux qui passent toutes les autres coupures mais sont rejetés par la coupure sur la température. On remarque que 18 points sur 67 soit 27 % des événements rejetés se situent en dehors de la bande gamma à 90 % de niveau de confiance, ce qui tend à confirmer la mauvaise qualité de ces données.

la bande gamma à 90 % (respectivement 7/21, 5/23 et 6/23 pour les détecteurs 1, 2 et 3, soit entre 21 et 33 %). Cela tend à montrer que les données sont réellement de plus mauvaise qualité qu'en situation de température normalement régulée à 17 mK, et qu'il est donc justifié de ne pas les considérer.

4.4.7 Efficacités

La sélection des événements par introduction de seuils en énergie, sur la chaleur (information du bit trigger) ou l'ionisation, induit naturellement une perte en efficacité de détection aux basses énergies - au profit d'une meilleure efficacité de rejet du bruit de fond correspondant à un signal non-physique. L'évaluation du profil d'efficacité en énergie de recul est une étape importante pour l'obtention du résultat physique en termes de sensibilité à un signal WIMP : c'est en effet par ce profil que nous allons devoir multiplier le spectre en énergie de recul théorique associé à chaque masse de WIMP, pour le comparer à notre spectre de recul expérimental.
Cela étant, l'évaluation de cette efficacité n'est pas tout à fait triviale. Il s'agit ici, si l'on considère par exemple l'effet de la sélection par le bit trigger, de déterminer quelle proportion d'événements, pour une énergie déposée donnée, satisfait effectivement à la coupure, et quelle proportion est perdue. Mais cette sélection s'effectue dans les faits en ligne, et sert à désigner les données méritant d'être enregistrées sur disque. L'analyse hors-ligne ne peut donc avoir accès à tous les événements perdus.

Run	Temps total (s)	Temps coupé (s)
2686	125738	5224
2688	66902	16626
2689	2015	425
2692	129872	8487
2696	88468	330
Total	3847587	31092

TAB. 4.6 – "Temps mort" dû à la coupure sur la température au delà de $T > 17.75\ mK$. Ne figurent dans le tableau que les runs pour lesquels cette coupure a une influence. Le temps total effectif d'acquisition du run, ainsi que le temps total coupé, sont exprimés en secondes. La ligne "Total" donne le temps cumulé d'acquisition pour l'ensemble des runs de fond en déclenchement sur la voie chaleur. Au final, le temps mort correspond à 0.19 kg.jour fiduciels.

Heureusement pour nous, il existe un moyen de s'affranchir de ce problème grâce aux données acquises en présence d'une source de neutrons. Les neutrons ont en effet l'appréciable particularité, en dehors d'interagir par reculs élastiques nucléaires comme les WIMPS, de présenter un taux d'interactions multiples inter-détecteurs non négligeable. Ceci va nous permettre d'évaluer l'efficacité des seuils de la manière suivante :
Pour un détecteur donné, noté A, on demande qu'au moins un des deux autres détecteurs B et C présente un signal identifié comme un neutron. Un signal "neutron" est défini de la façon suivante :

1 - Bit trigger présent pour ce détecteur
2 - Evénement dans le volume fiduciel
3 - Energie ionisation totale > 2.5 keV
4 - 10 keV $< \mathrm{E}_{Recul} <$ 300 keV
5 - Q < 0.5
6 - Evénement non-compatible avec un événement NTD

La condition numéro 5 est volontairement assez lâche et pourrait être raffinée par exemple en demandant que l'événement appartienne à la sélection de la "bande neutron" à 90 %, et soit en dehors de la "bande gamma" à 99 %. La définition des bandes neutron et gamma fait l'objet du paragraphe 4.7.
Pour tous les événements ainsi sélectionnés, on regarde alors ce qu'a enregistré le détecteur A. En grande majorité, on va observer du bruit et donc reproduire la distribution de ligne de base. Un certain nombre d'interactions va toutefois être des coincidences neutron-neutron. On peut alors tracer les profils en énergie de deux populations :

(1) Tous les événements présentant un neutron identifié sur l'un au moins des deux autres détecteurs.

(2) Tous les événements de (1) passant de surcroit la coupure considérée (par exemple,

la présence du bit trigger sur la voie chaleur du détecteur A).

Le rapport des profils (2) / (1) détermine, à chaque énergie, quelle proportion de signaux passe la coupure. C'est la définition du profil d'efficacité associée à la coupure considérée. Cette opération a été effectuée pour chaque détecteur avec les configurations de coupures suivantes :

α.) présence du bit trigger pour le détecteur considéré
β.) α + ionisation totale > 2.5 keV
γ.) β + $\chi^2_{NTD}/\chi^2_{standard} < 1.3$
δ.) γ + dans la bande neutron à $\pm$ 1.65σ + hors de la bande gamma à $\pm$ 3.29σ

Les résultats sont reportés sur les figures 4.22, 4.23, 4.24 et 4.25, respectivement.
Sont également reportés sur les figures les valeurs des seuils, qui correspondent à l'énergie pour laquelle l'efficacité atteint 50 % de sa valeur maximale. On voit qu'après toutes les coupures, on atteint cette efficacité à l'énergie de recul de :

12.3 ± 0.6 keV pour le détecteur 1,
11.0 ± 0.5 keV pour le détecteur 2,
10.0 ± 0.3 keV pour le détecteur 3.

On s'attendait à ce que le détecteur 1 présente un seuil plus haut que les deux autres étant donné sa plus mauvaise résolution en voie chaleur. Dans tous les cas néanmoins, on voit qu'un seuil d'analyse fixé à 15 keV d'énergie de recul est tout à fait justifié, les trois détecteurs ayant atteint une efficacité proche de l'efficacité maximum à cette énergie. Notons toutefois que ce maximum n'est pas exactement 100 %. En toute rigueur, après la sélection γ le maximum devrait être 90 % par définition de la bande de reculs nucléaires. Il est en pratique de l'ordre de 80 % car certains effets n'ont pas été pris en compte, comme la présence d'une population "parasite" en dessous de Q=0.5 (dont nous reparlerons), mais aussi la possibilité de coincidences neutron-gamma, avec une probabilité non-négligeable qui explique au moins quelques pourcents de perte.

4.4.8 Exposition totale après application des coupures

Le décompte total des kg.jours accumulés dans le volume fiduciel des trois détecteurs tient compte de plusieurs paramètres : la masse de détecteurs effectivement présente dans le dispositif expérimental, la fraction de volume fiduciel, et les temps morts liés à l'acquisition et à l'analyse. Les temps morts liés à l'acquisition sont les périodes de régénération des détecteurs par mise en court-circuit de leurs électrodes – 721 s toutes les 3 heures, et les 0.76 s "aveugles" après chaque déclenchement (paragraphe 4.4.2). Les temps morts dus à l'analyse sont uniquement issus de la coupure sur la température au dessus de 17.75 mK, comme exposé au paragraphe 4.4.6.

Lorsque l'on tient compte de tous ces paramètres, on aboutit à une statistique cumulée pour l'ensemble des données en déclenchement sur la voie chaleur de 22.48 kg.jour.

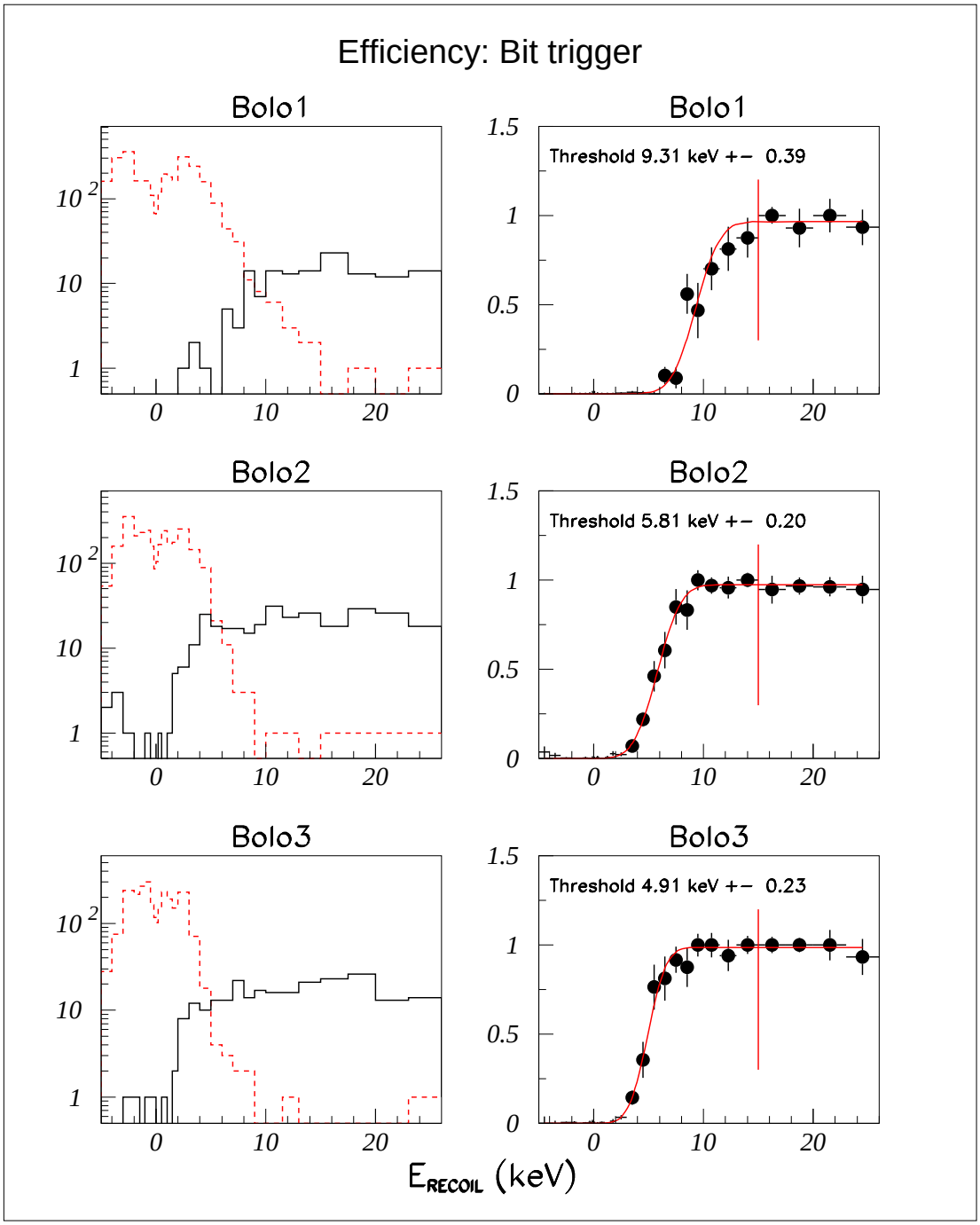

FIG. 4.22 – Evaluation du profil d'efficacité lié à la sélection sur l'information du bit trigger. Les figures de gauche présentent les distributions des deux populations (1) et (2) définies dans le texte, avec une ordonnée en nombre de coups. L'histogramme en traits pleins correspond à la population (2), et l'histogramme en pointillés correspond à la population (1)-(2), soit tous les événements appartenant à (1) et n'appartenant pas à (2). Les figures de droite présentent pour chaque bin la valeur du rapport (2)/(1). La valeur de l'énergie pour laquelle ce rapport atteint la moitié de sa valeur maximale définit le seuil d'efficacité à 50 % associé à la sélection. La ligne verticale à 15 keV représente le seuil d'analyse.

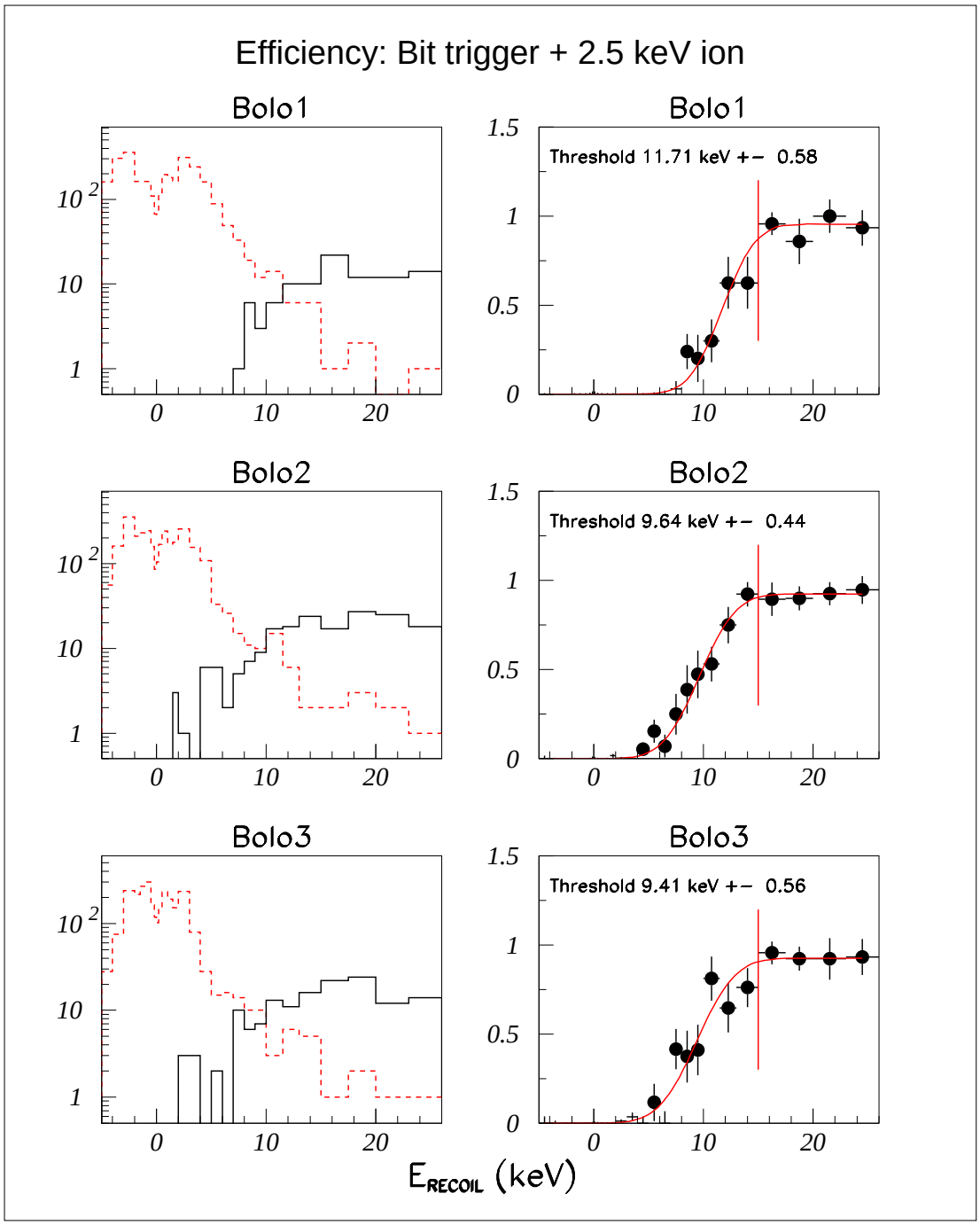

FIG. 4.23 – Même principe que la figure 4.22, mais en considérant cette fois la double sélection sur le bit trigger et sur la valeur de l'ionisation totale supérieure à 2.5 keV.
Notons que l'histogramme en pointillés présente un double pic au voisinage de $E_R = 0$ au lieu de la gaussienne unique que l'on attendrait. Ceci est dû au biais à très basse énergie introduit par l'analyse et exposé au chapitre 4.3, et n'a aucun impact sur la détermination de l'efficacité.

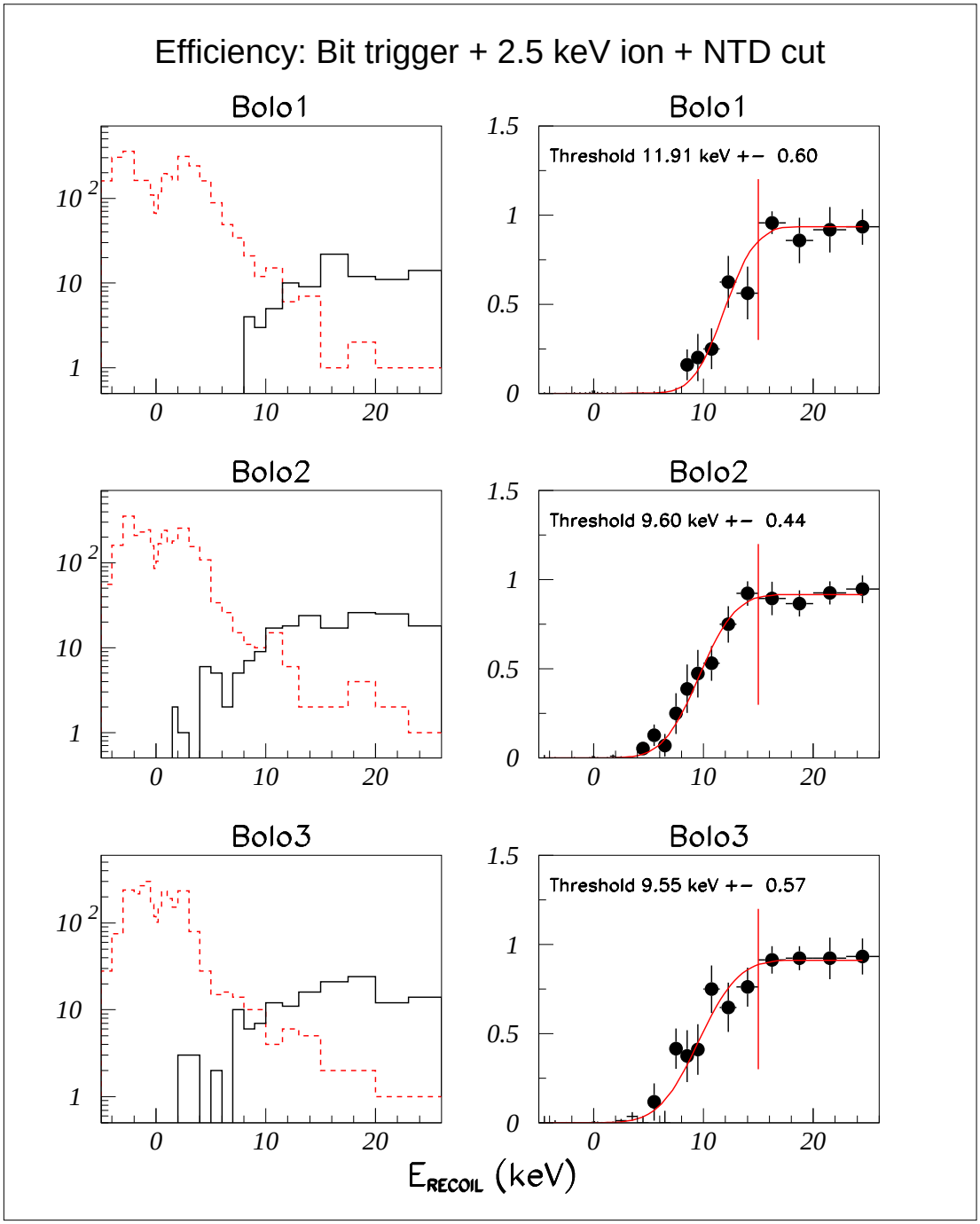

FIG. 4.24 – Même principe que la figure 4.23, mais en ajoutant encore la condition χ^2_{NTD} / $\chi^2_{standard}$ $\leq$ 1.3 pour éliminer les événements NTD. On voit que cette nouvelle coupure ne change pratiquement rien à la valeur du seuil, son effet se faisant sentir essentiellement à très basse énergie de recul.

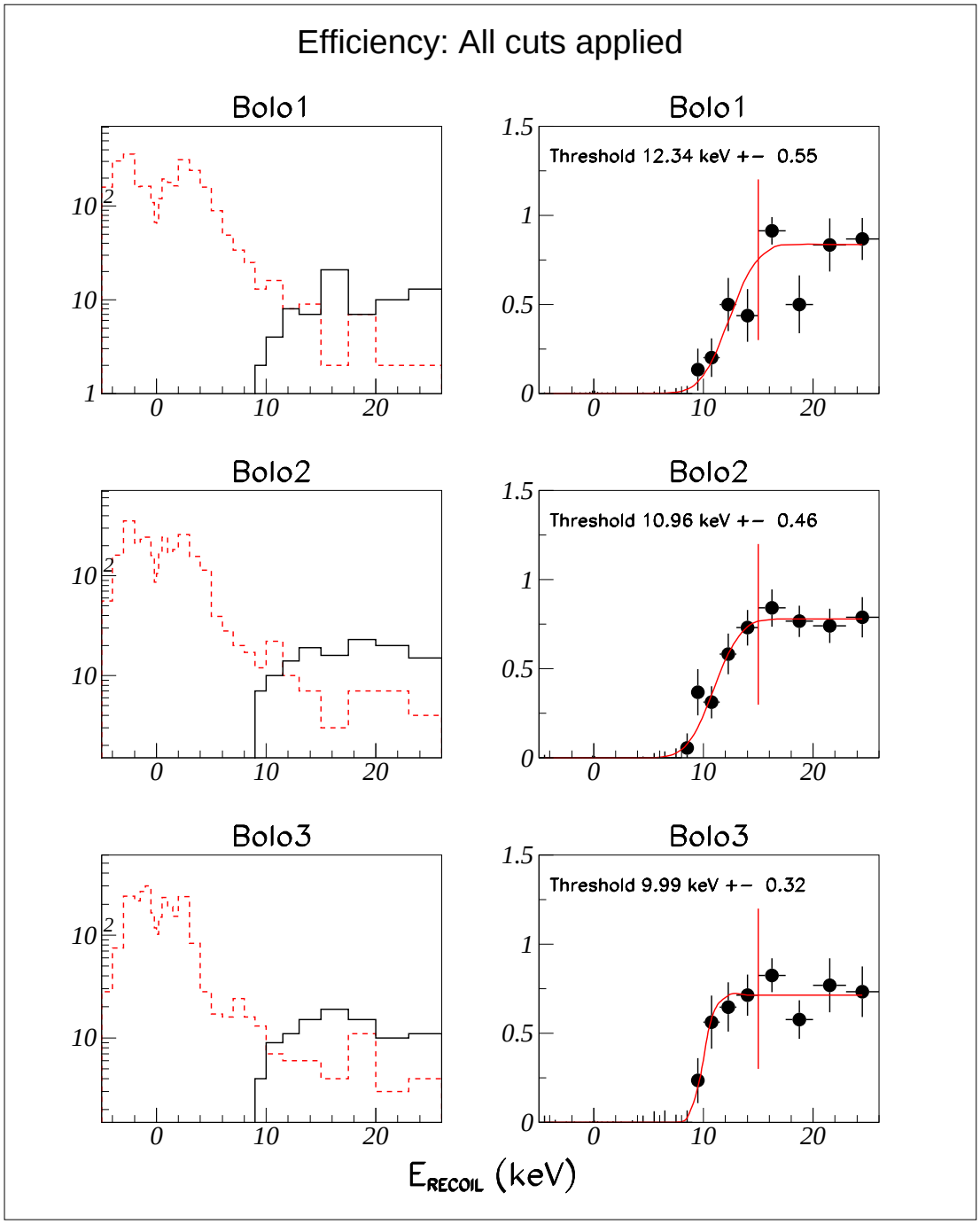

FIG. 4.25 – Même principe que la figure 4.24, mais en ajoutant la sélection de reculs nucléaires : l'événement doit appartenir à la bande neutron à $\pm$ 1.65σ et doit être en dehors de la bande gamma à $\pm$ 3.29σ. Notons que la valeur maximale, qui devrait être 90 % par définition de la bande neutron, est plus proche de 80 %. Ceci s'explique par le fait que nous n'avons pas tenu compte des coincidences neutron-gamma, ainsi que du fond vraisemblablement présent à bas Q (collisions inélastiques, événements de surface...). Pour l'utilisation de ces profils dans la suite de l'analyse, nous renormaliserons la valeur du maximum à 90 %.

4.5 Construction des Qplots

La façon traditionelle de présenter les résultats dans Edelweiss utilise des diagrammes à deux dimensions appelés "Qplot". Il s'agit d'un graphe portant en ordonnée la valeur du facteur de quenching en ionisation Q, et en abscisse l'énergie de recul E_R. Ce type de représentation permet de visualiser tous les événements séparément et surtout de différencier de manière très visuelle la population de reculs électroniques – par construction centrée à $Q = 1$ – et la population de reculs nucléaires. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons suivre pas à pas la construction de tous les éléments caractéristiques d'un Qplot, en insistant sur leur signification physique.

4.5.1 Définition des grandeurs

Le facteur de quenching en ionisation n'est pas une grandeur très intuitive. On peut la voir comme une expression de l'efficacité ϵ de création de charges d'un type de recul. Ainsi dans le germanium, pour une même énergie d'interaction, le recul d'un noyau de germanium créera de 3 à 4 fois moins de charges, suivant l'énergie, que le recul d'un électron du nuage électronique de même énergie : $\epsilon_\gamma/\epsilon_n \sim 1/3$, où ϵ désigne une "efficacité de création de paire". On appelle couramment ce rapport "facteur de quenching en ionisation pour des reculs nucléaires", ou simplement "quenching", et on le note Q_n.
Pour une particule déposant une énergie E, l'amplitude du signal ionisation est proportionnelle au nombre de charges créées, tandis que l'amplitude du signal chaleur est proportionelle à la quantité d'énergie déposée à laquelle on doit ajouter la contribution de l'effet Luke (chapitre 2). Ainsi, pour un événement de recul électronique les amplitudes des signaux sont (sous une tension de polarisation V) :

$$A_{ION}^{Electron} \propto \frac{E}{\epsilon_\gamma} \tag{4.11}$$

$$A_{CHA}^{Electron} \propto E\left(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}\right) \tag{4.12}$$

et pour un événement de recul nucléaire :

$$A_{ION}^{Noyau} \propto \frac{E}{\epsilon_n} = Q_n \cdot \frac{E}{\epsilon_\gamma} \tag{4.13}$$

$$A_{CHA}^{Noyau} \propto E\left(1 + Q_n \cdot \frac{V}{\epsilon_\gamma}\right) \tag{4.14}$$

La normalisation adoptée par Edelweiss consiste à considérer la variable de quenching généralisée Q. Pour une interaction de recul nucléaire $Q = Q_n$, tandis que pour une interaction de recul électronique $Q = Q_\gamma = 1$. Les signaux étalonnés seront alors :

$$E_{ION} = Q \cdot E \tag{4.15}$$

$$E_{CHA} = \frac{1 + Q \cdot \frac{V}{\epsilon_\gamma}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}} \cdot E \tag{4.16}$$

On remarque que pour un événement de recul électronique, $E_{ION} = E_{CHA} = E$. On apelle encore E "énergie de recul", et on la note E_R.

4.5.2 Détermination de la ligne neutron

La "ligne neutron" est en réalité le nom profane donné à l'évolution du facteur de quenching en ionisation en fonction de l'énergie de l'interaction. Dans le plan (E_R, Q), elle se matérialise sous la forme d'une courbe que l'on peut paramétriser sous la forme d'une loi de puissance du type :

$$Q = a \cdot (E_R)^b$$

Cette paramétrisation a fait l'objet de plusieurs études systématiques dont en particulier une par Edelweiss [8] utilisant un faisceau monocinétique de neutrons, permettant un étalonnage absolu de l'efficacité de création de charges. Pour chacun des détecteurs d'Edelweiss, l'utilisation d'une source radioactive de neutrons permet de déterminer la position de cette courbe. Dès 2001 une paramétrisation a été établie [9] suivant la forme ci-dessus, avec des paramètres a et b :

$$a = 0.16 \pm 0.07$$
$$b = 0.18 \pm 0.1$$

Cette paramétrisation est vérifiée régulièrement avec chaque prise de données en présence d'une source de neutrons, et en particulier avec les "runs neutrons" acquis juste avant les données de physique analysées dans ce travail. Les données de ces runs neutrons, totalisant une exposition de 2.39 kg.j dans le volume fiduciel, sont présentées sur la figure 4.26. Comme nous le verrons au paragraphe 4.5.5, la paramétrisation est également compatible à ∼3 % près avec les prédictions du modèle développé par Lindhard pour l'efficacité d'ionisation des reculs de noyaux dans le germanium [10].

4.5.3 Brève discussion sur le facteur de quenching

Par construction de la grandeur Quenching, un événement de recul électronique doit présenter, hors bruit de mesure, une valeur de Q égale à 1. Nous avons vu que cela revient à écrire :

$$E_R = E_{ION}^{Electron} = E_{CHA}^{Electron} \tag{4.17}$$

Plusieurs hypothèses sont sous-jacentes à cette simple égalité.

- Le premier membre de l'égalité, $E_R = E_{ION}^{Electron}$, n'est en réalité pas une hypothèse physique mais une simple normalisation de la variable de quenching généralisée Q, comme nous l'avons vu au paragraphe 4.5.1.

- Ensuite, l'égalité $E_R = E_{CHA}^{Electron}$ revient à dire que l'intégralité de l'énergie de l'interaction se retrouve effectivement dans le signal chaleur. On pourrait cependant envisager des scénarios dans lesquels une partie de l'énergie déposée (indépendamment du type d'interaction) reste piégée dans le cristal, par exemple en formant des dislocations ou

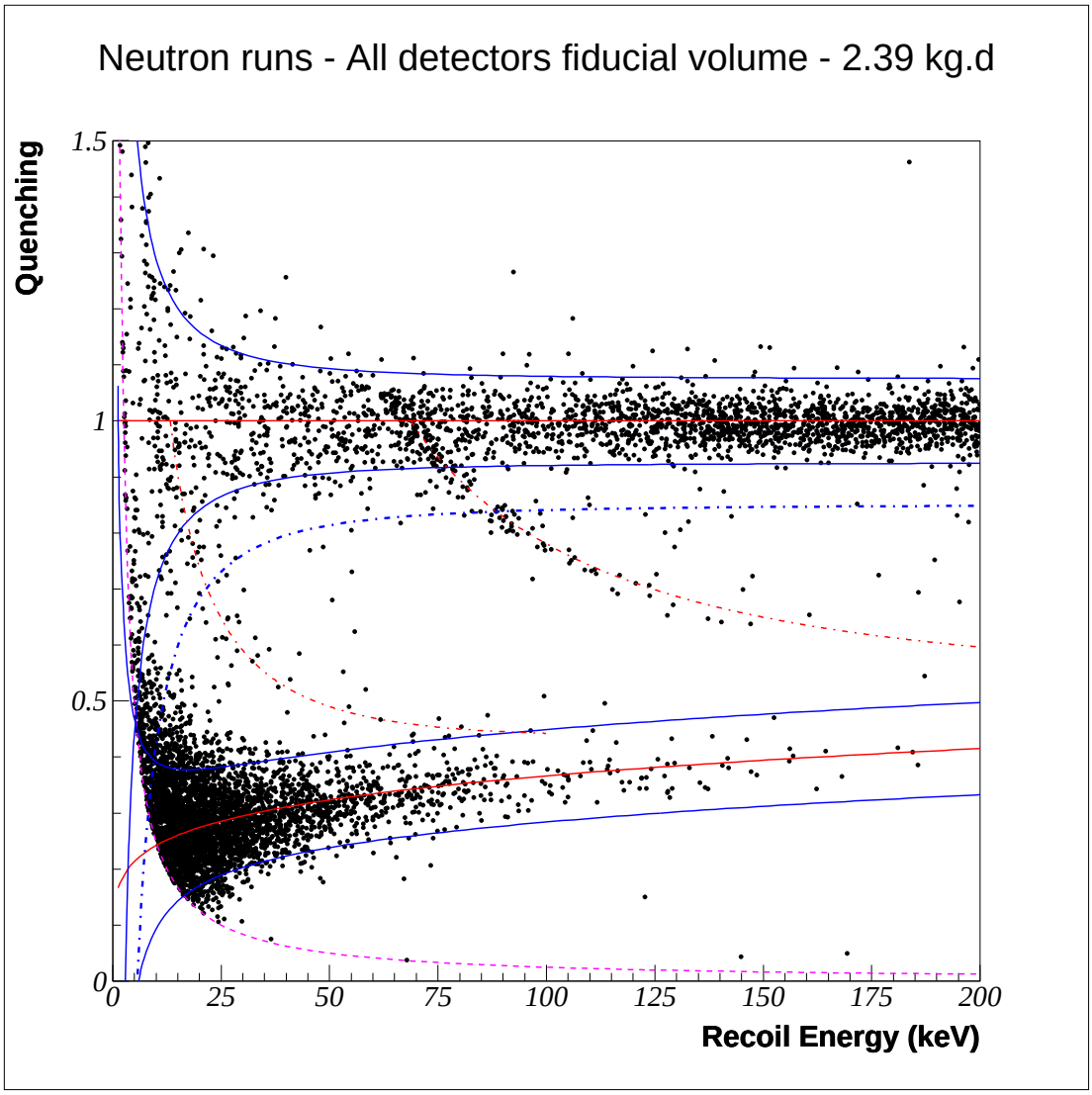

FIG. 4.26 – Données des "runs neutrons", pour les événements du volume fiduciel des trois détecteurs totalisant une exposition de 2.39 kg.jours. Les populations de reculs électroniques et de reculs nucléaires sont clairement différenciées. Sont représentées la "bande gamma" et la "bande neutron" à 90 % de niveau de confiance, ainsi que la limite inférieure de la "bande gamma" à 99.9 % de niveau de confiance (se reporter au texte pour leur définition). La bande neutron est centrée sur la paramétrisation empirique $Q = 0.16 \cdot (E_R)^{0.18}$. L'hyperbole en pointillés mauves représente le seuil en ionisation à 2.5 keV. Les courbes en pointillés rouges représentent les lignes correspondant aux interactions inélastiques faisant intervenir un neutron et un gamma. L'énergie du gamma est quantifiée et on observe ici les raies à 13.2 et 68.75 keV.

d'autres défauts cristallins, qui pourraient éventuellement se relaxer avec des constantes de temps caractéristiques nettement plus longues.

- Enfin, nous supposons implicitement que l'efficacité de création de phonons est exactement la même pour une interaction de recul électronique et une interaction de recul nucléaire. On pourrait cepdendant, assez intuitivement, imaginer qu'un recul de noyau puisse être plus à même de conduire à la formation de défauts cristallins qu'un recul électronique. Ceci introduirait un deuxième facteur de quenching, cette fois en chaleur, que l'on peut écrire :

$$Q_{CHA}^{Noyau} = E_{CHA}^{Noyau}/E_{CHA}^{Electron} \tag{4.18}$$

Il existe très peu d'études sur la valeur exacte du facteur de quenching chaleur dans le germanium. Edelweiss [6] a trouvé en 1999 grâce à une campagne de mesure sur faisceau de neutrons spécifiquement dédiée une valeur compatible avec 1 dans la gamme d'énergie d'intérêt physique. Une nouvelle étude basée sur les résultats d'Edelweiss est actuellement en cours pour confirmer ce résultat de manière plus précise [7].

4.5.4 Construction des bandes gamma et neutron

Idéalement, tous les événements de reculs nucléaires ou de reculs électroniques devraient se retrouver sur l'une ou l'autre de ces lignes. En pratique, chaque voie possède une résolution expérimentale qui induit des erreurs sur le calcul du facteur de quenching et de l'energie de recul. On peut déterminer analytiquement l'erreur effectuée sur la valeur du quenching simplement par propagation d'erreur :

$$\sigma_Q^2 = \left(\frac{\partial Q}{\partial E_{ION}}\right)^2 \sigma_{ION}^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial E_{CHA}}\right)^2 \sigma_{CHA}^2 \tag{4.19}$$

Cette expression fait intervenir les résolutions expérimentales sur la voie ionisation σ_{ION} et sur la voie chaleur σ_{CHA}, et suppose que les deux signaux sont décorrélés (ce que l'on vérifie facilement expérimentalement). Sachant d'autre part que :

$$Q = E_{ION}/E_R$$

et que (d'après les équations 4.15 et 4.16 et en supposant une énergie de création de paire de 3 eV pour un recul électronique) :

$$E_R = \left(1 + \frac{V}{3}\right) E_{CHA} - \frac{V}{3} E_{ION}$$

on peut expliciter la valeur de σ_Q pour les populations de reculs électroniques ($Q_\gamma = 1$) et de reculs nucléaires ($Q_n \approx 0.16 \cdot E_R^{0.18}$), en fonction des valeurs des résolutions sur chaque voie et de l'énergie de l'interaction :

$$\sigma_{Q,\gamma}^2 = \left(\frac{(1 + V/3)}{E_R}\right)^2 \left(\sigma_{ION}^2 + \sigma_{CHA}^2\right) \tag{4.20}$$

$$\sigma_{Q,n}^2 = \frac{1}{E_R^2}\left(\left(1+\frac{V}{3}Q_n\right)^2 \cdot \sigma_{ION}^2 + \left(1+\frac{V}{3}\right)^2 Q_n^2 \cdot \sigma_{CHA}^2\right) \tag{4.21}$$

En supposant une répartition gaussienne autour de la position centrale pour chacune des deux populations, et connaissant les lois de résolution sur chaque voie en fonction de l'énergie (chapitre 4.3.4), il est possible de définir dans le plan de la figure 4.26 deux "bandes" qui doivent contenir 90 % des événements de reculs électroniques et de reculs nucléaires. On nomme habituellement ces deux bandes "bande gamma" et "bande neutron", et elles correspondent – dans l'approximation d'une distribution gaussienne – aux limites à $\pm 1.645\sigma_Q$ autour des positions théoriques de chaque population. Elles sont figurées sur la figure 4.26 par les lignes bleues en trait plein. Sur cette même figure est également portée la limite inférieure de la bande gamma à 99.9 % de niveau de confiance, correspondant à une déviation de $Q = 1$ de $-3.29\sigma_{Q,\gamma}$. Cette limite sera utilisée par la suite pour déterminer dans les données de fond bas-bruit les éventuels candidats reculs nucléaires.

En réalité, aux énergies de recul les plus élevées, nous sommes contraints d'ajouter un terme supplémentaire dans l'expression de $\sigma_{Q,n}$, afin de prendre en compte notamment l'effet des interactions multiples de neutrons dans les détecteurs, mais aussi d'autres effets apparemment intrinsèques aux interactions de reculs nucléaires. L'étude qui a mené au choix de la valeur et de la forme de ce terme supplémentaire est explicitée dans [3], et ses conclusions sont que l'on doit considérer un terme C tel que :

$$\sigma_{Q,n}^2 = \frac{1}{E_R^2}\left(\left(1+\frac{V}{3}Q_n\right)^2 \cdot \sigma_{ION}^2 + \left(1+\frac{V}{3}\right)^2 Q_n^2 \cdot \sigma_{CHA}^2\right) + C^2 \tag{4.22}$$

avec $C = 0.04 \pm 0.02$. Cette valeur permet de s'assurer que la définition de nos bandes est conservative. C^2 devient en réalité le terme dominant dans l'expression de $\sigma_{Q,n}$ pour les énergies supérieures typiquement à 50 keV.

4.5.5 Vérification de la cohérence des définitions des bandes

On peut vérifier que les bandes que l'on vient de définir sont cohérentes avec leur définition. Leur expression est liée à la propagation des erreurs liées aux résolutions sur chaque voie, elles-mêmes fonctions de l'énergie de l'interaction. On considère donc les données de calibration neutron présentées sur la figure 4.26 : à chaque valeur de l'énergie, la bande neutron doit comporter environ 90 % des interactions de reculs nucléaires.

La figure 4.27 présente les distributions de Q pour neuf tranches d'énergie de recul (coupées à $Q < 0.5$ afin d'éliminer les gammas). Pour chacune des distributions, on a effectué un ajustement par une fonction gaussienne. La valeur des maximums de chaque gausienne est compatible avec la loi empirique $Q_n = 0.16 \cdot E_R^{0.18}$ à $\pm$ 2 % (figure 4.28). L'accord est bon avec la paramétrisation du modèle de Lindhard [10] pour le germanium avec une différence de l'ordre de 3 % en Q.

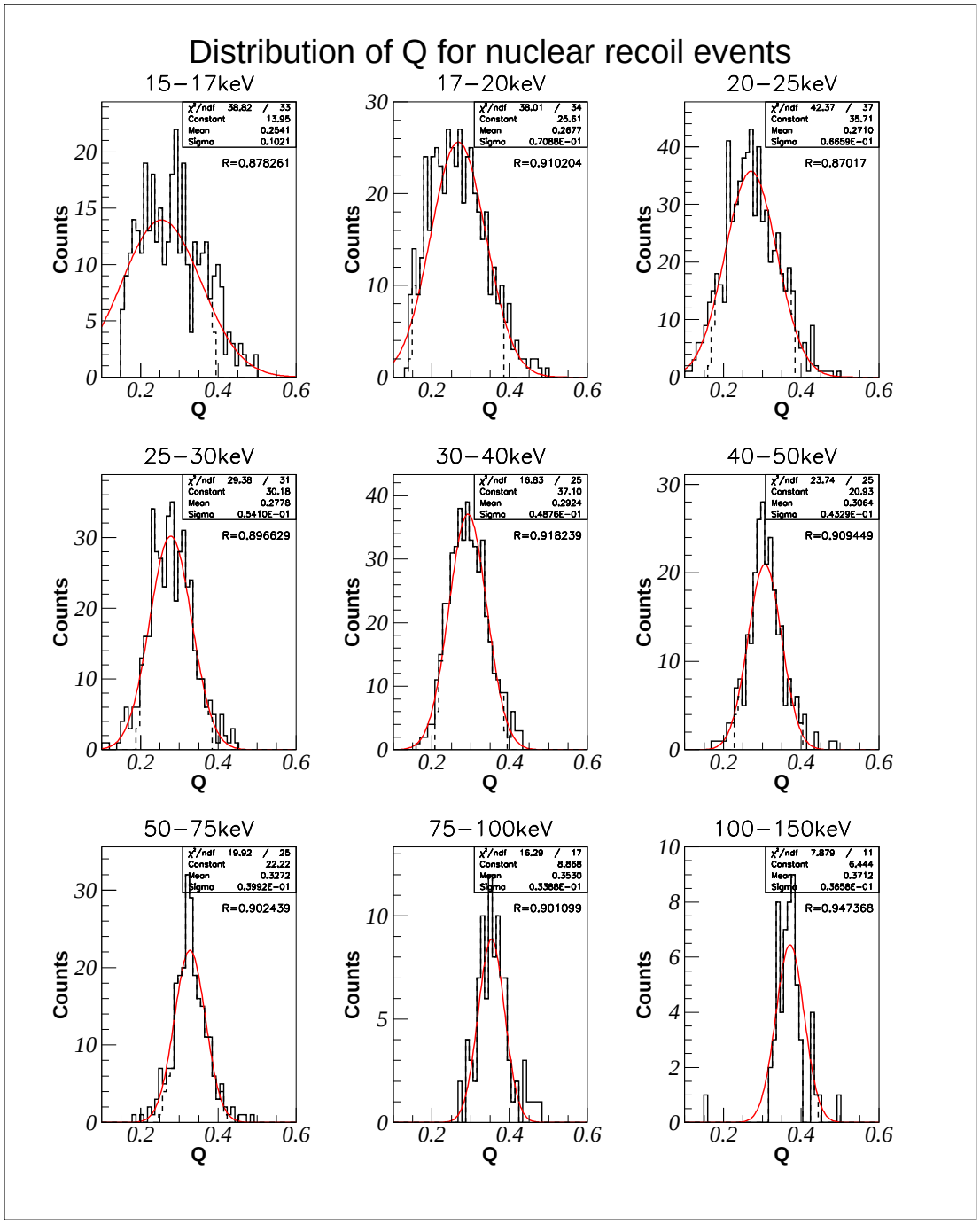

FIG. 4.27 – Distribution du facteur de Quenching pour la population de reculs nucléaires des données de la figure 4.26, dans neuf tranches d'énergie de recul. Chaque distribution est compatible avec une forme gaussienne au moins jusqu'à 2.5σ - mis à part la première tranche d'énergie pour laquelle la distribution est nettement coupée par le seuil en ionisation à 2.5 keV. Les histogrammes en trait plein représentent la totalité des événements du volume fiduciel à Q<0.5. Les histogrammes en pointillés représentent les événements situés à l'intérieur de la bande. Le rapport R donne le ratio entre les deux populations.

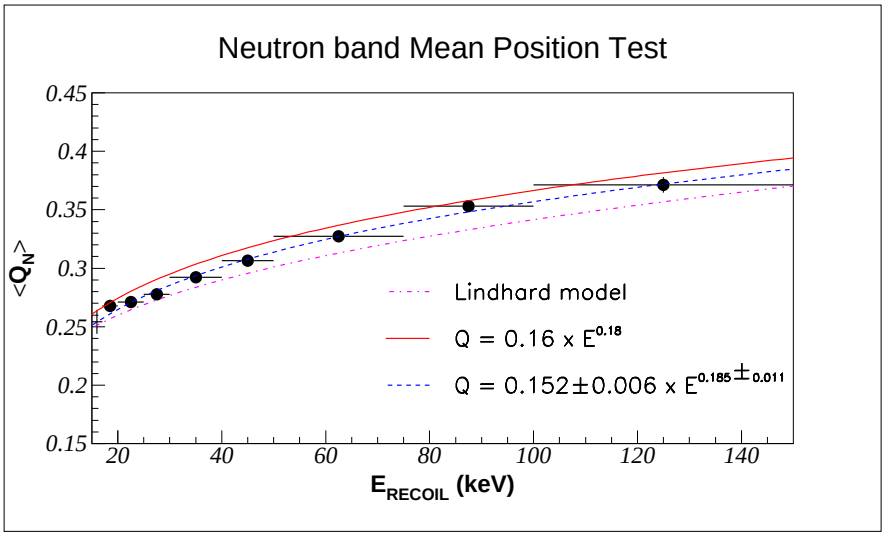

FIG. 4.28 – Valeur moyenne du Quenching pour la population de reculs nucléaires en fonction de l'énergie de recul. La courbe rouge en trait plein correspond à la paramétrisation canonique $Q = 0.16 \cdot E^{0.18}$. La courbe bleue en pointillés correspond au meilleur ajustement sur les données par une fonction du même type. L'ajustement est en moyenne 2 % en dessous de la valeur canonique, et 3 % au dessus de la prédiction du modèle de Lindhard [10].

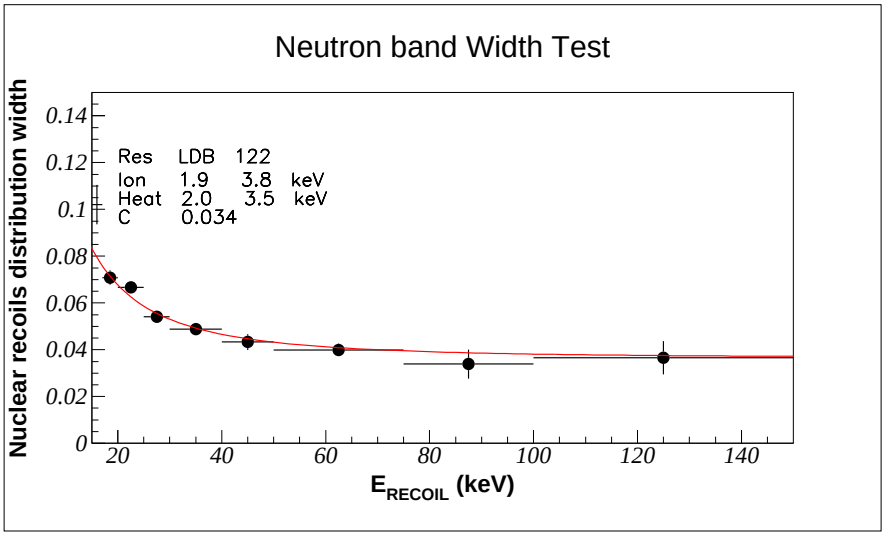

FIG. 4.29 – Largeur de la distribution $Q_N(E_R)$ des facteurs de quenching pour les reculs nucléaires, en fonction de l'énergie de recul. Chaque point correspond à l'écart-type de l'ajustement gaussien effectué sur chaque bin d'énergie. La barre d'erreur en E_R correspond à la largeur de chaque bin. La courbe rouge représente l'ajustement des données par une fonction des résolutions et de l'énergie selon l'équation 4.22. Les paramètres de la fonction sont indiqués en haut à gauche de la figure, et sont une moyenne "raisonnable" des valeurs obtenues sur chaque détecteur.

On calcule également le rapport R entre le nombre d'événements dans la bande neutron et le nombre d'événements total, dans chaque bande d'énergie. Ce rapport est compatible avec 90 % dans tous les bins d'énergie avec une incertitude de $\pm$ 3 %, ce qui nous permet d'affirmer que la définition de notre bande neutron est correcte. Sa valeur légèrement inférieure dans certains bins notamment à basse énergie ne remplit pas tout à fait le critère, mais les résolutions pour ces runs de calibration étaient d'une manière générale nettement plus mauvaises que pour les runs de fond bas-bruit - avec par exemple jusqu'à un facteur 2 sur la résolution ionisation de ligne de base. Il est donc vraisemblable que des événements qui ne sont pas des reculs nucléaires viennent "polluer" la bande à ces faibles énergies, très près du seuil d'analyse.

Les données de la figure 4.27 sont encore compilées pour en extraire, dans chaque bin, la valeur expérimentale de $\sigma_{Q,n}$. C'est ce que rapporte la figure 4.29. Y sont indiquées les valeurs des résolutions de ligne de base utilisées pour ces données de calibration (Pour simplifier, on a choisi des valeurs uniques pour tous les bolomètres), ainsi que la valeur du paramètre C qui permet le meilleur ajustement des données. Dans notre cas, $C = 0.034 \pm 0.005$. Pour la construction des bandes par la suite, nous utiliserons la valeur conservative de $C = 0.04$.

On peut effectuer le même travail pour la bande gamma, mais il vaut mieux le faire avec un autre lot de données en raison de la contamination de la population de reculs électroniques par les populations d'interactions inélastiques neutron-gamma. On peut par exemple se servir des données acquises en présence d'une source de ^{137}Cs, qui fournit un fond Compton continu important dans toute la gamme d'énergie considérée. Le calcul n'est pas explicitement montré ici, mais il fournit les mêmes conclusions que pour la bande neutron : notre définition de la bande gamma est cohérente.

4.5.6 Présentation des données de fond bas-bruit

Nous disposons donc maintenant d'un outil de représentation cohérent des données issues des détecteurs Edelweiss, construit à partir des résultats des runs de calibration. Nous avons également présenté au chapitre 4.4 toutes les coupures de qualité effectuées sur les données de fond, et évalué leur impact sur l'efficacité de détection ou l'exposition effective totale. Nous sommes ainsi en possession d'un lot de données "propres", totalisant 22.48 kg.jour d'acquisition cumulée sur les trois détecteurs.

La figure 4.30 présente ces données sous la forme d'un Qplot, dans la gamme d'énergie entre 0 et 100 keV d'énergie de recul.

Rappelons brièvement quels critères de sélection ont été appliqués aux données :

- Seul un des détecteurs doit présenter un signal chaleur non nul pour cet événement

- L'événement doit appartenir au volume fiduciel du détecteur

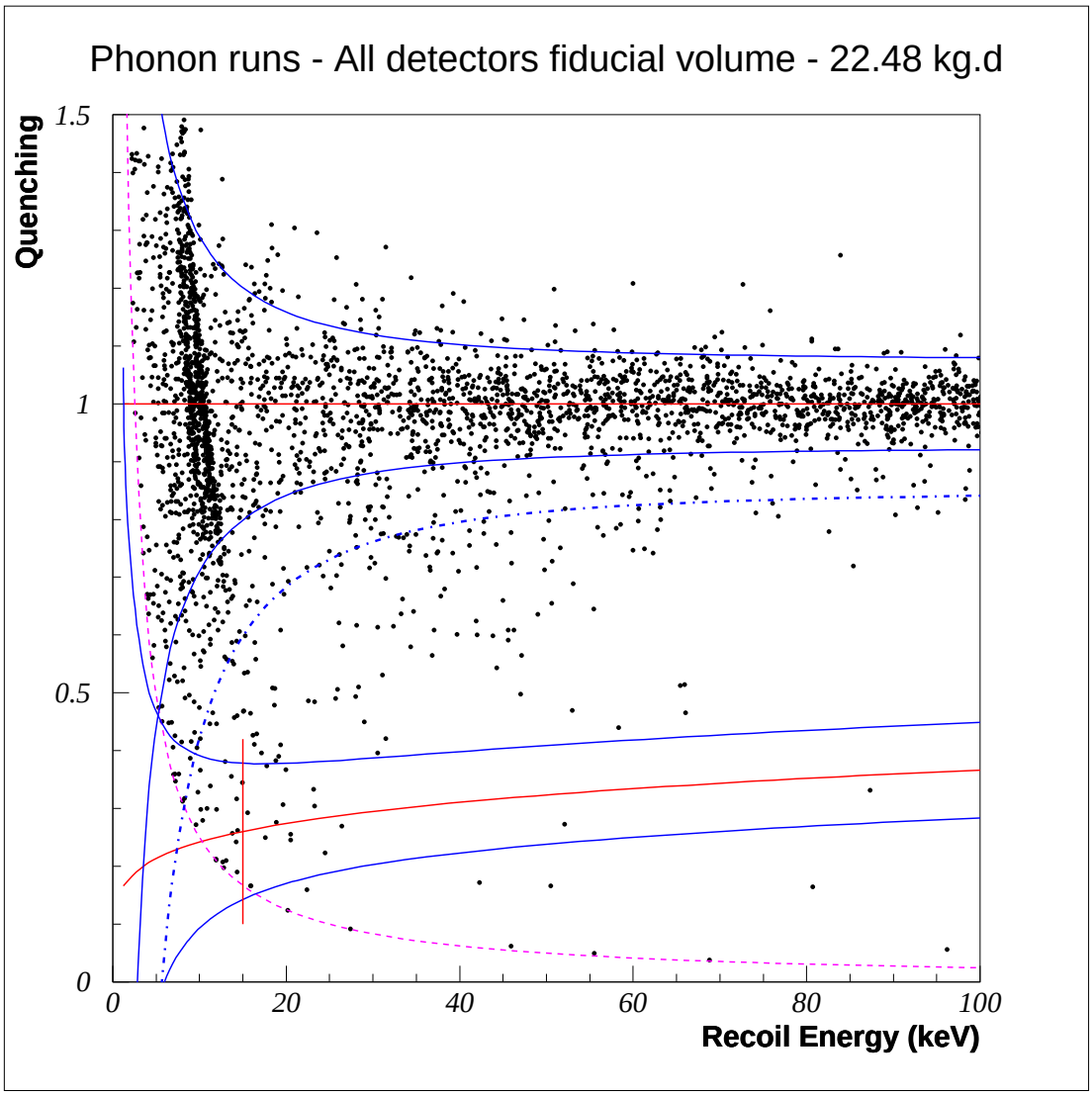

FIG. 4.30 – Intégralité des données de fond bas-bruit acquises avec le système d'acquisition en déclenchement sur la chaleur, pour les trois détecteurs. Les lignes bleues en trait plein représentent la zone de reculs électroniques "bande gamma" et la zone de reculs nucléaires "bande neutron", à 90 % de niveau de confiance. La ligne bleue en pointillés représente la limite inférieure de la bande gamma à 99.9 % de niveau de confiance. L'hyperbole mauve en pointillés correspond au seuil sur la valeur du signal ionisation à 2.5 keV$_{ee}$. La ligne rouge verticale à 15 keV désigne le seuil d'analyse utilisé pour l'extraction du résultat physique. Se reporter au texte pour le commentaire de la figure.

- L'événement doit avoir déclenché plus de 0.76 s après l'événement précédent

- La valeur de l'ionisation totale doit être supérieure à 2.5 keV$_{ee}$

- La température instantanée enregistrée pour cet événement doit être inférieure à 17.75 mK

- Le rapport des grandeurs χ^2_{NTD} / $\chi^2_{Standard}$ doit être supérieur à 1.3

Additionellement, un événement est considéré comme un candidat recul nucléaire s'il appartient à la bande neutron à 90 %, et se trouve en dehors de la bande gamma à 99.9 %. Nous demandons également que son énergie de recul soit supérieure à 15 keV, qui correspond à l'énergie à laquelle le maximum d'efficacité de détection est atteint (paragraphe 4.4.7).

La figure comporte plusieurs caractéristiques méritant d'être soulignées :

1. La présence d'un fond dominant de reculs électroniques, relativement homogène à l'exception de deux raies aux alentours de 9 et 10 keV, associées au germanium.

2. Une zone neutron non-vide, avec près d'une vingtaine de coups au delà de 15 keV d'énergie de recul. La majorité des coups se situe en dessous de 30 keV avec seulement trois événements au delà. Elément non-visible sur la figure mais néanmoins d'importance, nous enregistrons également un événement comportant deux interactions simultanées compatibles avec des reculs nucléaires, dans deux détecteurs différents.

3. Une zone intermédiaire relativement peuplée dans toute la gamme d'énergie, sans réelle structure apparente en énergie mais semblant "baver" depuis la bande gamma vers les basses valeurs de Q

4. Un faible nombre de coups en dessous de la bande neutron, vers $Q \approx 0.15$

5. Quelques événements situés à la limite de la ligne de bruit en ionisation à 2.5 keV, jusqu'à des valeurs d'énergie de recul relativement élevées.

L'interprétation et la quantification de chacune de ces caractéristiques fera l'objet d'une étude approfondie au chapitre 5, dédié à la compréhension du fond de l'expérience. Pour le moment, nous allons simplement considérer le point numéro 2 et nous intéresser uniquement à la population de candidats reculs nucléaires, en vue de l'extraction d'un résultat de physique en termes de sensibilité à un signal de WIMPs.

4.6 Candidats reculs nucléaires

4.6.1 Liste des événements dans la bande de reculs nucléaires

L'exploitation directe de ce résultat permet de dresser une liste des candidats reculs nucléaires, qui composent le signal qui nous intéresse réellement pour la recherche de WIMPs. Ils sont regroupés par détecteur dans le tableau 4.7. Tous les candidats possédant une énergie de recul supérieure à 10 keV y sont listés, et tous ceux dont l'énergie de recul est supérieure à 15 keV sont marqués en caractères gras. Rappelons que cette valeur de 15 keV correspond au seuil d'analyse tel qu'il a été fixé au paragraphe 4.4.7. Il est représenté sur la figure 4.30 par la ligne verticale rouge, et l'on voit que sa position correspond à peu de choses près à l'énergie pour laquelle la limite inférieure de la bande neutron croise l'hyperbole du seuil en ionisation à 2.5 keV. L'efficacité de détection est maximale à partir de ce seuil.

Trois autres analyses de ces données ont été effectuées à l'intérieur de la collaboration, une par V. Sanglard et J. Gascon à l'IPN de Lyon, une autre par G. Nollez à l'IAP et une dernière par A. de Lesquen au CEA Saclay. De subtiles variations de méthodes d'analyse rendent la comparaison entre ces études particulièrement intéressante. Toutes convergent remarquablement bien vers la même liste de candidats reculs nucléaires au dessus de 15 keV d'énergie de recul. En revanche, entre 10 et 15 keV les différences d'étalonnage - que l'on peut considérer comme une erreur systématique sur la valeur de l'énergie et du quenching - commencent à devenir non-négligeables, et les listes diffèrent sensiblement les unes des autres. Ceci renforce encore la pertinence du seuil d'analyse à 15 keV.

Ainsi, on obtient au total 16 candidats reculs nucléaires d'énergie supérieure à 15 keV, répartis relativement uniformément dans les trois détecteurs (5 sur Bolo1, 5 sur Bolo2 et 6 sur Bolo3). Seuls 3 de ces événements possèdent une énergie de recul supérieure à 30 keV, avec des valeurs respectivement de 167 keV (Bolo1), 52 keV et 87 keV (Bolo2). Entre 10 et 15 keV, où l'efficacité de détection varie de 50 % jusqu'à sa valeur maximale, nous enregistrons 7 candidats sur Bolo1, 8 sur Bolo2 et 4 sur Bolo3.

La première conclusion que l'on peut tirer de ceci est que les résultats issus des trois détecteurs sont tout à fait cohérents entre eux. Les seuils et efficacités sont très similaires, et les taux d'événements sont parfaitement compatibles. Par conséquent, il sera tout à fait justifié de combiner leur données pour l'extraction d'un résultat physique.

4.6.2 Spectre en énergie de recul des candidats reculs nucléaires

Face à ce résultat, l'approche conservative consiste à considérer tous ces candidats comme des interactions de WIMPs potentielles. Nous verrons plus en détail au paragraphe 4.8.1 quels arguments vont nous conduire à exprimer le résultat en termes de limite de sensibilité plutôt qu'en termes de signal positif. Pour l'heure, contentons-nous

Bolo	Run	Event	Ec	Eg	Eh	Er	Q
1	2654	1166	75.396	0.529	114.804	**166.642**	0.456
1	2663	1926	4.32	0.849	9.367	14.964	0.345
1	2665	15594	2.72	0.318	6.095	10.171	0.299
1	2688	442	5.044	-0.189	8.626	13.654	0.356
1	2688	841	6.758	0.314	14.009	**23.259**	0.304
1	2700	1160	6.031	-0.008	11.856	**19.634**	0.307
1	2704	485	5.002	0.213	11.068	**18.871**	0.276
1	2704	2417	2.755	-0.024	7.71	14.35	0.19
1	2704	2546	4.067	-0.297	8.33	14.411	0.262
1	2707	736	3.731	0.096	7.02	11.276	0.339
1	2708	1382	4.111	-0.417	6.44	10.101	0.366
1	2708	1814	6.821	-1.355	13.61	**24.468**	0.223
2	2651	144	7.575	0.132	14.335	**23.173**	0.333
2	2654	7423	3.027	0.56	7.184	11.979	0.299
2	2660	4206	3.954	-0.511	8.06	14.217	0.242
2	2663	5819	5.571	-1.044	8.709	14.287	0.317
2	2663	19920	15.315	-1.09	30.453	**52.091**	0.273
2	2685	540	4.958	-2.059	6.091	10.348	0.28
2	2685	844	5.021	-0.467	9.267	**15.551**	0.293
2	2699	270	3.369	-0.732	6.947	12.693	0.208
2	2699	666	3.988	-0.438	7.948	13.813	0.257
2	2702	210	29.109	-0.105	53.983	**87.287**	0.332
2	2704	1347	6.782	-1.514	11.813	**20.539**	0.256
2	2704	1414	5.288	-0.341	8.384	12.967	0.381
2	2707	2105	2.87	-0.33	6.57	11.943	0.213
3	2646	5823	2.633	0.121	7.184	13.092	0.21
3	2650	1002	1.967	0.544	6.543	11.919	0.211
3	2651	2284	2.359	0.175	6.944	12.823	0.198
3	2652	3123	2.079	0.566	8.322	**15.891**	0.166
3	2654	7326	2.198	0.45	8.336	**15.921**	0.166
3	2663	1873	3.554	-0.301	6.508	10.847	0.3
3	2664	8723	6.546	0.599	15.411	**26.432**	0.27
3	2700	1118	4.672	-0.276	10.049	**17.586**	0.25
3	2705	402	5.835	-0.784	11.684	**20.53**	0.246
3	2705	1267	7.108	0.22	12.746	**19.969**	0.367

TAB. 4.7 – Candidats reculs nucléaires dans les données de fond en déclenchement sur la chaleur. Sont portés dans le tableau tous les événements passant les conditions de sélection énoncées dans le texte, et dont l'énergie de recul est supérieure à 10 keV. Les énergies en voie centre (Ec), garde (Eg), chaleur (Eh) et l'énergie de recul (Er) sont toutes exprimées en keV. Seuls les événements dont l'énergie de recul est supérieure à 15 keV (en gras) seront pris en compte pour le calcul de la sensibilité de l'expérience.

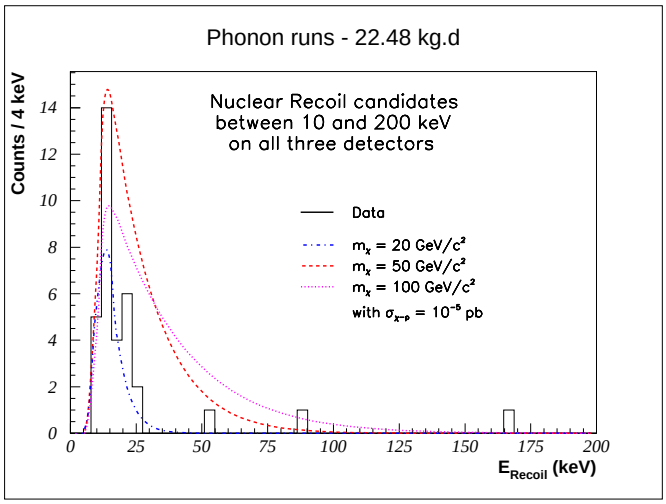

FIG. 4.31 – Spectre en énergie de recul des candidats reculs nucléaires, entre 10 et 200 keV. Sont également représentés les spectres théoriques correspondant à des WIMPs de masses respectivement 20 GeV/c^2 (point-tiret bleu), 50 GeV/c^2 (tirets rouges) et 100 GeV/c^2 (pointillés mauves). Les spectres corespondent à une section efficace d'interaction $\sigma_{\chi-p}$ de 10^{-5} pb, et sont corrigés de l'efficacité de détection donnée par la formule (4.23). On voit qu'aucune masse de WIMP ne peut expliquer à elle seule l'allure du spectre expérimental dans toute la gamme d'énergie.

d'observer le spectre en énergie de recul obtenu (figure 4.31).

Pour comparer ce résultat à un spectre de WIMP, nous devons suivre les calculs exposés dans l'annexe A. Le spectre "théorique" des interactions d'une population de WIMPs de masse m_χ est obtenu grâce à des considérations cinématiques et de physique nucléaire, ainsi qu'un certain nombre d'hypothèses liées au modèle. Il faut ensuite multiplier ce spectre d'interaction par l'efficacité de détection de nos détecteurs, que nous connaissons grâce à l'étude présentée au paragraphe 4.4.7. Le profil général d'efficacité en énergie peut être approximé sous la forme :

$$Ef(E_R) = \frac{Ef_{MAX}}{2} \cdot \left(1 + erf\left(1.6651 \cdot \frac{E_R - E_{Seuil}}{r}\right)\right) \tag{4.23}$$

où Ef_{MAX} est la valeur maximum d'efficacité de détection après coupures, soit dans notre cas 90 % correspondant à la définition de la bande de reculs nucléaires, E_{Seuil} est la valeur du seuil défini comme l'énergie à laquelle l'efficacité de détection atteint 50 %, et r est un paramètre lié aux résolutions et représentant la "raideur" du profil. Compte tenu des résultats du paragraphe 4.4.7, nous utiliserons ici des valeurs $E_{Seuil} = 11\ keV$ et $r = 4.5$ keV. Comme le montre l'équation (A.12), la valeur absolue du taux d'interaction est ensuite directement proportionnelle à la section efficace d'interaction σ_0.

L'analyse statistique de la figure 4.31 (ou plus précisément, de son équivalent pour l'ensemble des données depuis 2000) nous conduira au chapitre 4.8 à l'extraction d'un

résultat physique. Visuellement, nous pouvons toutefois noter que le spectre expérimental paraît très difficile à expliquer uniquement avec le spectre théorique d'un WIMP de masse supérieure à ~ 30 GeV/c^2 : Il nous manque la queue à haute énergie du spectre. Inversement, un WIMP de masse 20 GeV/c^2 semble fournir un spectre relativement compatible avec nos observations, bien que les quelques événements observés au delà de 30 keV de recul ne soient absolument pas expliqués. Mais une masse de WIMP de 20 GeV/c^2 est déjà assez fortement exclue par les résultats négatifs des expériences en accélérateur [14]. Nous reviendrons au chapitre 4.8 à l'interprétation des résultats, une fois que nous aurons pris en compte l'intégralité des données acquises par Edelweiss.

4.7 Données des runs précédents

Trois autres lots de données participent à l'exposition totale d'Edelweiss-I.

4.7.1 Données 2000

Le premier lot correspond au données publiées en 2001 [11], et comptabilise 5.03 kg.jour dans le volume fiduciel d'un unique détecteur référencé GeAl6. Le Qplot correspondant est présenté sur la figure 4.32. Le détecteur GeAl6, contrairement à ceux utilisés par la suite, ne possède pas de couche de semi-conducteur amorphe (Ge ou Si) entre le cristal de germanium et les électrodes en aluminium. La tension de polarisation est aussi légèrement différente à $V = +6.34$ V au lieu des -4 V utilisés par la suite. La température de fonctionnement est de 27 ± 0.03 mK. L'acquisition est un système à déclenchement analogique sur le signal rapide en ionisation.

Ces données sont d'une qualité sensiblement inférieure à celles que nous avons présentées, avec des résolutions de ligne de base de 2.4 keV en ionisation, et de 2.2 keV en chaleur. Ces valeurs sont en grande partie dues à du bruit microphonique aléatoire de grande amplitude présent sur les voies. L'amplitude de ce bruit s'est peu à peu amplifiée jusqu'à ce qu'une série de coupures électriques détériorent de manière significative la capacité de collecte de charges du détecteur et force l'arrêt de la prise de données.

La figure 4.32 montre un certain nombre de coups dans la zone intermédiaire entre les bandes gamma et neutron, qui correspondent très vraisemblablement à des événements à collecte incomplète de charge. C'est à la suite de ce résultat qu'a été étudiée la possibilité d'utiliser une couche de semi-conducteur amorphe entre le cristal et les électrodes, de manière à réduire la taille de cette population d'événements. Notons toutefois qu'aucun coup n'a été enregistré dans la bande de reculs nucléaires au delà du seuil d'analyse de 30 keV, ce qui a permis à Edelweiss de poser une première contrainte sur le couple (Masse du WIMP - Section efficace WIMP-nucléon) dans [11].

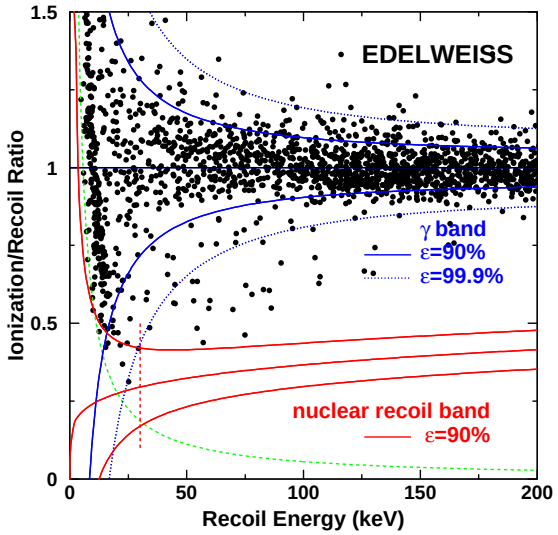

FIG. 4.32 – Données "2000", acquises avec le détecteur GeAl6 et correspondant à une exposition fiducielle de 5.03 kg.jour. Le seuil en ionisation à 5.7 keV est figuré par l'hyperbole verte en pointillés. La ligne verticale à 30 keV symbolise la valeur du seuil d'analyse utilisé. Figure issue de [11].

4.7.2 Données 2002

Le second lot correspond aux données publiées en 2002 [12], et comptabilise 8.6 kg.jours dans un unique détecteur référencé GGA1. Le Qplot correspondant est présenté sur la figure 4.33. La tension de polarisation est de -4 V et la température est régulée à 17 $\pm$ 0.03 mK. Ces deux valeurs sont celles qui seront utilisées dans toutes les prises de données suivantes. Le détecteur GGA1 est le premier fabriqué par Edelweiss à utiliser la technologie de la couche amorphe déposée entre le cristal de germanium et les électrodes en aluminium. La couche amorphe est ici constituée par 60 nm de germanium, ce que signifie le second "G" de "GGA1". Le système d'acquisition est entièrement numérique et écrit sous environnement LabView par G. Chardin, mais toujours en déclenchement sur la voie ionisation.

En réalité, deux autres détecteurs ont été utilisés en même temps que GGA1 lors de cette campagne de prise de données : GeAl9 et GeAl10. Ces deux détecteurs sont très semblables au détecteur GeAl6 utilisé dans les données 2000. Ils ont d'ailleurs été victimes du même type de problèmes que GeAl6 et leurs données présentent une population importante d'événements vraisemblablement à collecte incomplète du signal ionisation. C'est pourquoi, même si les résolutions atteintes sont meilleures que celle de GGA1 et descendent en dessous du keV, il a été jugé préférable de ne pas les considérer pour le résultat physique de l'expérience.

Les résolutions de ligne de base pour GGA1 sont tout de même meilleures que ce qui avait été atteint en 2000 sur GeAl6, avec 1.5 keV en ionisation et 1.3 keV en chaleur.

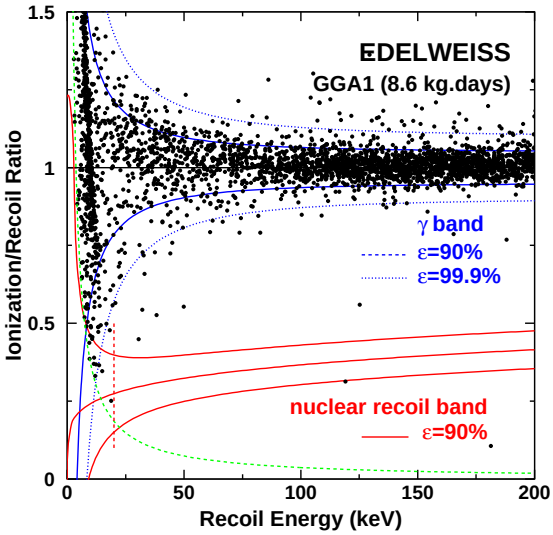

FIG. 4.33 – Données "2002", acquises avec le détecteur GGA1 et correspondant à une exposition fiducielle de 8.6 kg.jour. Le seuil en ionisation à 3.5 keV est figuré par l'hyperbole verte en pointillés. La ligne verticale à 20 keV symbolise la valeur du seuil d'analyse utilisé. Figure issue de [12].

Ceci, ainsi que la meilleure qualité générale des données, permet de baisser la valeur du seuil en ionisation à 3.5 keV$_{ee}$, et celle du seuil d'analyse à 20 keV. Les données sont relativement propres dans la zone intermédiaire entre la bande gamma et la bande neutron, et montrent un seul événement juste en dessous de la limite inférieure de la zone de reculs nucléaires, à une énergie de 119 keV. Conservativement et en raison de l'incertitude sur la définition de la largeur des bandes, cet événement a été considéré comme un candidat recul nucléaire.

Ce résultat a conduit à la publication de [12] et à l'extraction d'une limite supérieure sur la valeur de la section efficace d'interaction WIMP-nucléon, qui a été jusqu'en 2004 le meilleur résultat mondial en la matière.

4.7.3 Données 2003 en déclenchement sur l'ionisation

Le troisième lot de données correspond aux données acquises avec les mêmes détecteurs que les données analysées dans ce manuscrit, mais en utilsant un système d'acquisition à déclenchement sur la valeur de l'ionisation. La prise de données s'est déroulée de Décembre 2002 à Avril 2003, et totalise 25.65 kg.jour d'exposition fiducielle répartie de manière non uniforme entre les trois détecteurs :

9.16 kg.jour dans "Bolo1" (GSA3)
(2.37 + 2.81) kg.jour dans "Bolo2" (GSA1)
11.31 kg.jour dans "Bolo3" (GGA3)

Run	Détecteur	ρ_0^{ION} (keV$_{ee}$)	ρ_0^{CHA} (keV$_{ee}$)	ρ_{122}^{ION} (keV$_{ee}$)	ρ_{122}^{CHA} (keV$_{ee}$)
2000	GeAl6	2.4	2.2	2.8	3.5
2002	GGA1	1.8	1.3	2.8	3.5
2003i	GSA3	1.6	1.6	2.1	3.0
	GSA1^a	1.8	2.4	2.6	4.0
	GSA1^b	2.1	4.6	2.8	5.0
	GGA3	2.6	0.44	3.5	3.2
2003p	GSA3	1.7	1.3	2.4	3.6
	GSA1	1.8	0.7	2.6	2.9
	GGA3	2.0	0.35	2.7	2.8

TAB. 4.8 – Valeurs des résolutions de ligne de base et à 122 keV, pour les voies ionisation et chaleur, pour chacun des bolomètres utilisés par Edelweiss depuis la campagne 2000. Les valeurs sont exprimées en keV-equivalent-électron. Les exposants ^{a} et ^{b} renvoient respectivement à une période où le fonctionnement de GSA1 était nominal, puis à une période où il commençait à être dégradé.

La raison pour laquelle l'exposition est séparée en deux pour GSA1 est que ce détecteur a vu les conditions de bruit sur sa voie chaleur empirer de manière dramatique à mesure de l'avancement de la campagne de prise de données. Les deux valeurs de l'exposition correspondent donc à deux périodes pour lesquelles la valeur moyenne de la résolution ligne de base de la voie chaleur est sensiblement différente, passant de 2.4 keV à 4.6 keV. Approximativement à mi-chemin de la prise de données, ces conditions de bruit sont devenues par trop dégradées et ont même commencé à perturber les autres voies de mesure, et il a été décidé de désactiver la voie chaleur de ce bolomètre en neutralisant la polarisation de son capteur NTD. C'est ce qui explique que sa statistique soit environ la moitié de celle des deux autres.

D'une manière générale, ces données ne se sont pas révélées d'une qualité extrême. Les résolutions de ligne de base en voie ionisation sont au mieux aussi bonnes, sinon moins bonnes que celles atteintes par GGA1 en 2002. Les résolutions chaleur sont moins bonnes, à l'exception de celle de GGA3 qui atteint le niveau de record de 0.44 keV FWHM. Le tableau 4.8 résume ces informations, en incluant les valeurs relatives aux données 2000 et 2002, ainsi que le rappel des résultats du paragraphe 4.3.4 concernant les données analysées dans ce travail (2003p).

Les valeurs qui sont indiquées dans ce tableau correspondent toutefois aux données ayant déjà passé une première coupure de qualité. En effet, bien que l'effet soit nettement plus marqué sur GSA1, tous les détecteurs subissent des variations plus ou moins importantes de la valeur moyenne de leur résolution ligne de base chaleur avec le temps. En particulier, il a été montré que la mise en route du système de surveillance du remplissage automatique de l'Helium était fortement corrélé à des périodes de microphonie intense qui peuvent atteindre plusieurs heures, rendant les données suivant immédiatement chaque remplissage du cryostat très difficilement exploitables. Une coupure sur la

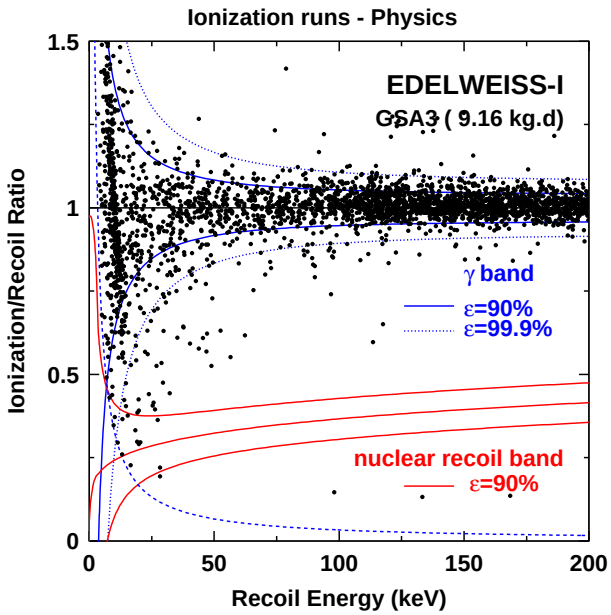

FIG. 4.34 – Données "2003i" dans le volume fiduciel de Bolo1 (GSA3). Le seuil en ionisation est à 3.3 keV$_{ee}$. Figure issue de [4].

valeur de la résolution chaleur est donc effectuée sur des périodes d'intégration d'une heure. Au total, respectivement 3.7 %, 51.7 % et 0.2 % des données sont éliminées par cette sélection de qualité sur Bolo1, Bolo2 et Bolo3.

On pourra trouver plus de détails sur l'analyse de ces données "2003i" dans [4] et surtout dans la thèse de V. Sanglard [8]. Les figures 4.34, 4.35, 4.36 et 4.37 présentent les Qplots correspondant à ces données (figures issues de [4]).
Ces données présentent, comme celles analysées dans ce manuscrit, un certain nombre de coups dans la bande neutron. On dénombre au delà de 15 keV de recul :

8 coups dans Bolo1
5 coups dans Bolo2
5 coups dans Bolo3

Le contraste est à première vue assez vif avec le résultat des données 2000 et 2002, mais il faut tenir compte de l'augmentation substantielle de l'exposition, ainsi que de la baisse du seuil d'analyse. Le paragraphe suivant va permettre de vérifier la cohérence statistique des différents lots de données.

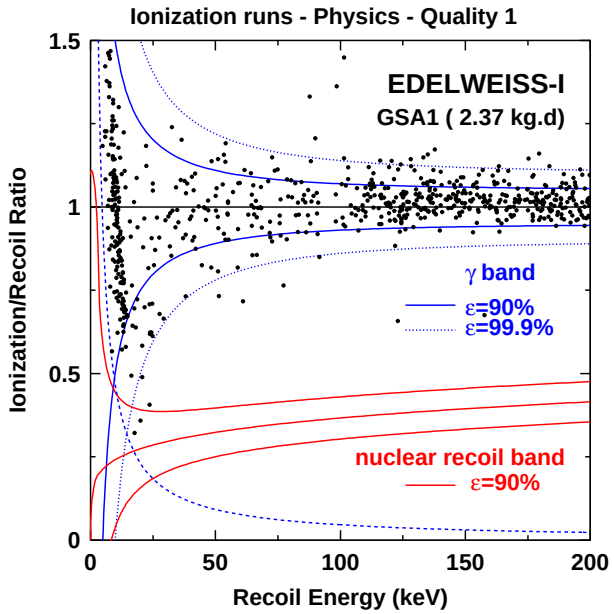

FIG. 4.35 – Données "2003i" dans le volume fiduciel de Bolo2 (GSA1), pour sa période de fonctionnement nominal ([a]). Le seuil en ionisation est à 4.6 keV$_{ee}$. Figure issue de [4].

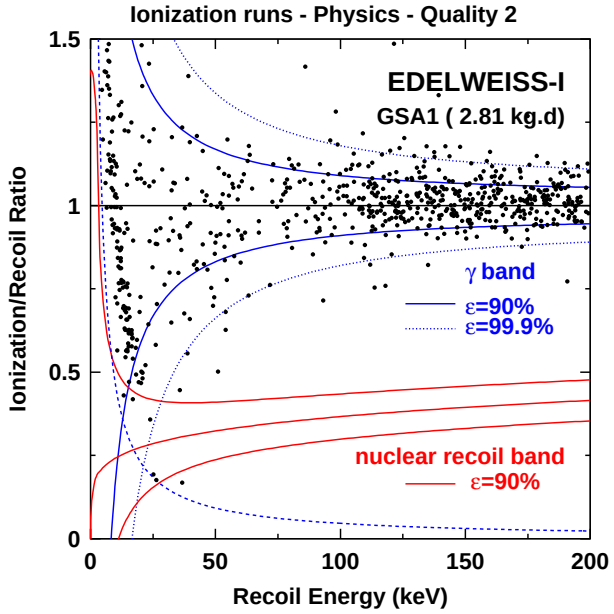

FIG. 4.36 – Données "2003i" dans le volume fiduciel de Bolo2 (GSA1), pour sa période de fonctionnement dégradé ([b]). Le seuil en ionisation est à 4.6 keV$_{ee}$. On notera les bandes γ et neutron élargies par rapport à la figure 4.35 en raison de la dégradation de la résolution de la voie chaleur. Figure issue de [4].

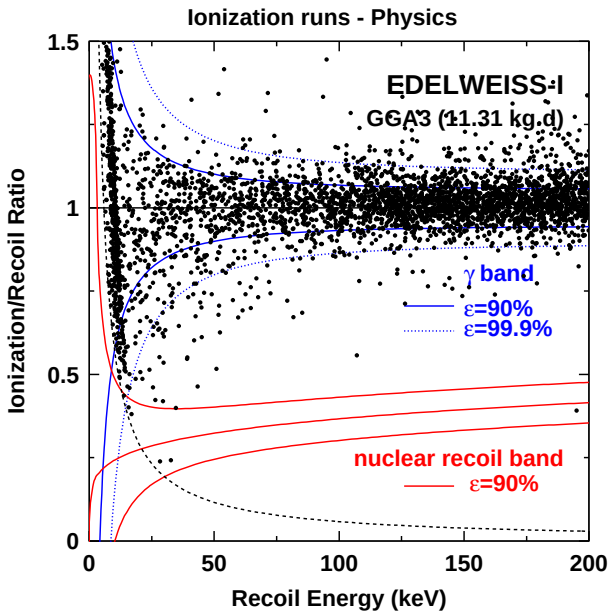

FIG. 4.37 – Données "2003i" dans le volume fiduciel de Bolo3 (GGA3). Le seuil en ionisation est à 5.8 keV$_{ee}$. Figure issue de [4].

4.7.4 Compatibilité des données entre elles

Avant de pouvoir prétendre dériver un résultat en termes de sensibilité à un signal WIMP à partir de l'ensemble des données 2000-2003, il faut vérifier que les lots de données sont bien compatibles entre eux statistiquement. La question est légitime dans le sens où nous observons un nombre assez important de coups dans la bande neutron dans les données 2003, alors qu'aucun coup n'avait été enregistré dans les données 2000 et 2002.

Toutefois, il faut considérer que les données 2003 correspondent à une multiplication de l'exposition totale par un facteur 4. De plus, la valeur des seuils, notamment pour les données 2003p qui font l'objet de cette étude, n'ont cessé d'être abaissés, entrainant une augmentation de l'efficacité de détection à basse énergie. Ainsi, les données 2000-2002 comportent en réalité 4 événements dans la bande en dessous du seuil d'analyse utilisé – alors de 30 keV, et ceci bien que l'efficacité de détection en dessous de 30 keV pour ces données chute très rapidement.

Dans chacun des lots de données, un profil d'efficacité de détection à basse énergie a été établi pour chaque détecteur, de la même façon que ce qui a été fait au paragraphe 4.4.7 à partir des données "neutrons" en coincidence. Notons ces profils d'efficacité en fonction de l'énergie respectivement $P_{002}(E_R)$, $P_{03i}(E_R)$ et $P_{03p}(E_R)$, pour les lots "2000+2002", "2003i" et "2003p".

Pour chacun des lots, on dispose aussi du spectre en énergie de recul des candidats reculs nucléaires dont l'énergie est supérieure à 10 keV. On note ces spectres respectivement $S_{002}(E_R)$, $S_{03i}(E_R)$ et $S_{03p}(E_R)$.
Ce que l'on cherche à faire, c'est vérifier que tous les spectres sont statistiquement compatibles entre eux. On ajoute donc les trois spectres pour obtenir un spectre global : $S = S_{002} + S_{03i} + S_{03p}$, puis on multiplie ce spectre global séparément par le rapport de l'efficacité totale simulée pour les 62 kg.j P_T [4] et chaque fonction d'efficacité expérimentale P_i :

$$S^*_{002}(E_R) = S(E_R) \times \frac{P_{002}(E_R)}{P_T(E_R)}$$

$$S^*_{03i}(E_R) = S(E_R) \times \frac{P_{03i}(E_R)}{P_T(E_R)}$$

$$S^*_{03p}(E_R) = S(E_R) \times \frac{P_{03p}(E_R)}{P_T(E_R)}$$

Il ne reste plus qu'à comparer les spectres S^* avec les spectres S. C'est ce qu'illustre la figure 4.38 (issue de [4]). Pour chacun des trois lots, aucune déviation significative du comportement moyen n'est observée au dessus de 15 keV d'énergie de recul. Il est donc légitime de considérer l'ensemble des données comme un tout cohérent pour extraire un résultat physique. Au total, nous disposons finalement de près de 62 kg.jour d'exposition dans le volume fiduciel des détecteurs successifs.

4.8 Extraction du résultat physique

4.8.1 Stratégie d'interprétation

Nous disposons donc d'un ensemble de données cohérent, présentant une population de candidats reculs nucléaires avec une distribution nettement piquée à basse énergie. Dans ces conditions, il pourrait apparaître totalement légitime de considérer que l'on observe en réalité un signal WIMP, et d'interpréter nos résultats en tant que tels.
Ce n'est toutefois pas l'option que nous avons choisie. Les raisons de ce choix sont multiples :

- Nous avons de sérieuses présomptions quant à la présence de différents fonds qui seraient suceptibles de "simuler" des événements de reculs nucléaires. En particulier, nous soupçonnons fortement que le pouvoir de rejet de l'expérience est limité par une population d'événements "de surface", pouvant donner lieu à des phénomènes de collecte incomplète de l'information de la voie ionisation. Nous observons également un double événement en coincidence dans la bande de reculs nucléaires de deux détecteurs, ce qui est un indice fort de la présence d'un fond de neutrons. On se reportera au chapitre 5 pour plus de détails sur l'analyse du fond.

- La forme du spectre en énergie de nos candidats reculs nucléaires est fortement piquée

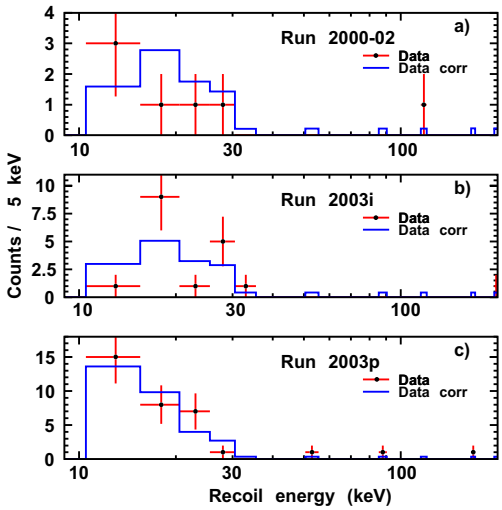

FIG. 4.38 – Compatibilité des différents lots de données avec un spectre moyen de reculs nucléaires. Les histogrammes en trait plein correspondent au spectre total moyen corrigé des efficacités, obtenu en multipliant le spectre expérimental total par le rapport des efficacités de chaque run et de l'efficacité moyenne simulée pour l'ensemble des données. Les points correspondent aux spectres effectivement observés dans chaque lot. Aucune déviation significative n'est observée au delà de 15 keV. Figure issue de [4].

à basse énergie ($E_R < 30\ keV$), et en même temps contient des événements à plus haute énergie jusqu'à 100 ou même 200 keV. Ce type de profil ne peut être expliqué uniquement par une population de WIMPs : il est nécessaire d'introduire au moins une composante de fond. Dès lors, l'importance relative de ce fond par rapport à un éventuel signal WIMP, ainsi que sa nature multiple, deviennent des questions de premier plan pour la signification physique des données.

- Même sans tenir compte des quelques coups enregistrés au dessus de 30 keV, l'allure du spectre n'est compatible qu'avec des masses de WIMP de l'ordre de 20 GeV/c^2, qui sont déjà exclues assez fortement par des contraintes d'accélérateur [14].

En conséquence de quoi, nous allons exprimer notre résultat en termes de limite supérieure à 90 % de niveau de confiance sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon, en fonction de la masse du WIMP. Cette limite s'appuie sur un nombre aussi restreint que possible de pré-supposés théoriques, de façon à faciliter la comparaison des résultats avec les expériences concurrentes.

Toutefois, nous ne pensons pas comprendre suffisamment bien notre fond pour tenter de le soustraire aux données. Les processus de collecte incomplète de charge, en particulier, sont extrêmement complexes à modéliser ne serait-ce que qualitativement. Conservativement, nous décidons donc de considérer tous nos candidats reculs nucléaires comme des interactions de WIMPs. L'extraction de la limite relève ainsi d'un processus

sensiblement différent de ce qui avait été fait en 2002 avec zéro candidat. Afin de mieux apprécier la différence, les deux paragraphes qui suivent vont préciser les principaux aspects de chaque technique.

4.8.2 Limite en l'absence de fond

Lorsqu'un ensemble de données présente un résultat négatif, c'est à dire zéro candidat recul nucléaire observé dans une gamme d'énergie [E_{min} - E_{max}] pour une exposition $\mathcal{E}$ kg.jour, l'utilisation d'une statistique de Poisson sur ce même intervalle nous permet d'exprimer, pour chaque masse de WIMP, une limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon.

En effet, pour une masse de WIMP et une section efficace données, et connaissant le profil d'efficacité $Ef(E_R)$, il est possible grâce à la formule (A.14) de calculer la valeur intégrée sur [E_{min} - E_{max}] du taux d'interaction théorique :

$$R(E_{min}, E_{max}, m_\chi, \sigma_0) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dR}{dE_R} \times Ef(E_R) \cdot dE_R \tag{4.24}$$

Nous disposons également d'un taux limite expérimental : si nous avons observé 0 événement en $\mathcal{E}$ kg.jour, alors la limite poissonienne supérieure à 90 % de niveau de confiance sur le taux d'interactions est donnée par :

$$f_P(0) = \frac{e^{-a} \cdot a^0}{0!} = e^{-a} = 0.1 \qquad \Rightarrow \qquad a = ln(10)$$

et :

$$R_{\max}(E_{min}, E_{max}) = \frac{ln(10)}{\mathcal{E}} \quad kg^{-1}.j^{-1} \tag{4.25}$$

Pour chaque masse de WIMP m_χ, il existe ainsi une unique valeur de σ_0 notée σ_0^{lim} telle que (4.24) = (4.25). La distribution $\sigma_0^{lim}(m_\chi)$ constitue ce que l'on appelle la courbe d'exclusion à 90 % de niveau de confiance.

C'est cette méthode qui a été utilisée pour les résultats publiés par Edelweiss en 2001 [11] et en 2002 [12], en utilisant la gamme d'énergie [30 - 200 keV]. On peut encore appliquer la méthode pour un nombre quelconque d'événements observés, mais dans ce cas la limite ainsi dérivée n'est peut-être pas la plus forte que l'on puisse extraire des données.

4.8.3 Limite en présence d'un fond inconnu limité

Pour les données 2003, la méthode de Poisson apparaît en effet comme trop pénalisante : Nous observons plusieurs dizaines d'interactions dans l'intervalle [15 - 200 keV], mais la grande majorité d'entre elles se situent en dessous de 20 keV. Clairement, une trentaine d'événements répartis uniformément dans toute la gamme d'énergie ne devrait pas conduire à la même limite qu'une distribution très fortement piquée vers les

basses énergies. Ce serait pourtant le résultat obtenu avec une simple limite de Poisson...

Il convient donc d'utiliser une méthode plus élaborée, adaptée à un petit nombre d'événements observés, et qui tienne compte non seulement du taux intégré d'interactions mais aussi de la forme du spectre en énergie. Une telle méthode a été développée et testée par S. Yellin [15], et mise en application pour Edelweiss par V. Sanglard. Sa thèse [8] contient tous les détails de vérification systématique et de mise en place de la méthode, et nous n'entrerons pas ici dans tous les détails. En voici simplement les lignes essentielles :

L'idée principale réside dans la possibilité de choisir l'intervalle d'énergie dans lequel la comparaison du spectre expérimental et du spectre théorique pour une masse de WIMP m_χ donnée fournit la contrainte la plus efficace sur la section efficace d'interaction - d'où l'appellation de "Méthode de l'intervalle optimal".
En d'autres termes, si le spectre expérimental présente une allure fortement piquée vers les basses énergies alors que le spectre théorique est moins "raide", la méthode utilise préférentiellement *l'absence* de signal à haute énergie plutôt que la surabondance à basse énergie pour établir une limite. Cela revient donc dans les faits à *ignorer* toute la partie basse énergie du spectre expérimental, considérant qu'elle est imputable à un fond non ou mal modélisé.

Bien entendu, ce "choix" de la gamme d'énergie qui "nous arrange le mieux" introduit un biais statistique important, et l'extraction dans cet intervalle d'une limite de Poisson similaire à ce qui a été décrit au paragraphe 4.8.2 mènerait à un résultat nettement trop optimiste. Le deuxième point de la méthode réside donc dans la correction systématique du biais ainsi introduit, grâce à des tables (fournies dans [15]) établies à l'aide d'un grand nombre de simulations Monte-Carlo.

En pratique, on adopte la notation suivante :

Soit une distribution de densité théorique en l'absence de fond $\frac{dN}{dE}$, dont l'amplitude est proportionelle à la section efficace d'interaction σ. Pour tout intervalle compris entre E_{min} et E_{max}, on peut définir une "taille" de l'intervalle correspondant au nombre d'événements attendus entre E_{min} et E_{max} :

$$X(E_{min}, E_{max}, \sigma) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN}{dE} \cdot dE$$

Pour chacun de ces intervalles, nous disposons également d'un nombre d'événements réellement observés, noté $N(E_{min}, E_{max})$.

On note ensuite $C_n(x, \sigma)$ la probabilité pour que dans tous les intervalles contenant au plus n événements ($N \leq n$), on attende moins de x événements ($X \leq x$).

$$C_n(x, \sigma) = P\left(\forall N/(N \leq n), (X \leq x)\right)$$

Pour chaque intervalle compris dans le domaine de sensibilité de l'expérience, on calcule alors $C_N(X, \sigma)$. Cette grandeur est un estimateur permettant de quantifier le degré de compatibilité entre une section efficace donnée et les données.
Il y a *a priori* un nombre infini d'intervalle à tester, mais en pratique on peut se limiter aux intervalles "limites", qui sont ceux dont les bornes sont à la limite d'inclure ou d'exclure un événement supplémentaire. Ainsi si les données comportent un total de $\mathcal{N}$ événements, il n'y a que $(\mathcal{N}+1)(\mathcal{N}+2)/2$ intervalles à considérer. L'intervalle donnant la valeur maximale C_{MAX} de $C_N(X, \sigma)$ est "l'intervalle optimal" qui va nous conduire à la limite la plus contraignante sur σ.
Ainsi, ce procédé nous permet de laisser entièrement à l'algorithme le choix de l'intervalle à considérer, et ce-faisant de nous abstraire d'éventuels biais psychologiques pour ce choix : l'intervalle sélectionné peut tout à fait contenir plusieurs événements.

Pour dériver la valeur de la section efficace limite à 90 % de niveau de confiance, on fait défiler les valeurs de σ jusqu'à ce que la valeur de C_{MAX} obtenue soit supérieure ou égale à celle que l'on obtient pour 90 % des expériences aléatoires Monte-Carlo effectuées avec le même nombre total d'événements attendus dans toute la plage de sensibilité en énergie. C'est cette définition qui permet de corriger le biais introduit par le choix de l'intervalle, en s'appuyant sur le résultat statistique d'un grand nombre de simulations.

En guise de conclusion sur la méthode, S. Yellin a également comparé les performances de sa méthode en termes de limite à celles de la méthode de Poisson, dans différents cas de figure : absence de fond, fond distribué de la même manière que le signal attendu, fond concentré à basse énergie. Dans les deux premiers cas, les deux méthodes sont sensiblement équivalentes. Cela nous permet de nous assurer que dans l'éventualité où l'intégralité du signal observé serait physique, nous n'introduisons pas de biais en utilisant une méthode plutôt que l'autre. Dans le troisième cas - qui est celui que nous soupçonnons correspondre au cas des données d'Edelweiss, la méthode de l'intervalle optimal produit des limites sensiblement plus contraignantes que la méthode de Poisson, et ce d'autant plus que le nombre d'événements observés et attendus est élevé.

4.8.4 Résultat final d'Edelweiss-I

Nous allons donc appliquer la méthode de l'intervalle optimal à l'ensemble des données d'Edelweiss-I.

Notons tout d'abord que la gamme d'énergie considérée pour l'analyse des données Edelweiss correspond à [15 - 200] keV d'énergie de recul. En théorie il serait possible de descendre plus bas par exemple jusqu'à 10 keV, en supposant une bonne connaissance du profil d'efficacité jusqu'à ces énergies. Mais, d'une part, de manière très technique l'algorithme codé par Yellin ne permet d'utiliser que jusqu'à 50 événements observés, et d'autre part l'information à basse énergie est majoritairement ignorée pour des masses de WIMPs supérieures à 25 GeV. L'opération ne comporterait donc qu'un intérêt assez limité.

Cette valeur de 15 keV est néanmoins inférieure à celle des seuils d'analyse utilisés dans tous les lots de données autres que 2003i, avec des valeurs variant entre 20 et 30 keV. Ces données n'ont pas été ré-analysées, mais les listes d'événements ont été étendues jusqu'à 15 keV. Malgré la mauvaise efficacité de détection pour ces runs à ces énergies, quelques événements supplémentaires sont ainsi enregistrés (figure 4.38) : Les runs 2000 et 2002 cumulés, sans aucun événement entre 30 et 100 keV, présentent 6 événements entre 10 et 30 keV. Les runs 2003i enregistrent quant à eux 10 événements entre 10 et 20 keV.
Un profil "moyen" d'efficacité de détection en fonction de l'énergie a également été calculé à partir des résultats combinés de simulations pour chacun des runs. Etant donné que les données de tous les runs sont rassemblées en un seul ensemble cohérent, il est en effet nécessaire de disposer d'un unique profil d'efficacité afin de procéder au calcul de la limite. Cette opération est justifiée car nous avons vérifié au paragraphe 4.7.4 que les différents lots de données étaient bien statistiquement cohérents entre eux. Le résultat de ces simulations effectuées par V. Sanglard [8] apparaît sur la figure 3.19.

Enfin, la figure 4.39 présente le résultat du calcul de la limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon à transfert de moment nul, pour une gamme de masse de WIMPs s'étalant de 10 à 1000 GeV. La courbe d'exclusion obtenue (en rouge) est sensiblement équivalente à celle publiée en 2002 [12], bien que la statistique correspondante ait été multipliée par un facteur environ 5. Cela semble démontrer que l'expérience sous sa forme Edelweiss-I a effectivement atteint les limites de sa sensibilité. Pour progresser, la phase II devra impérativement mieux comprendre et trouver des moyens de réduire les différents fonds.

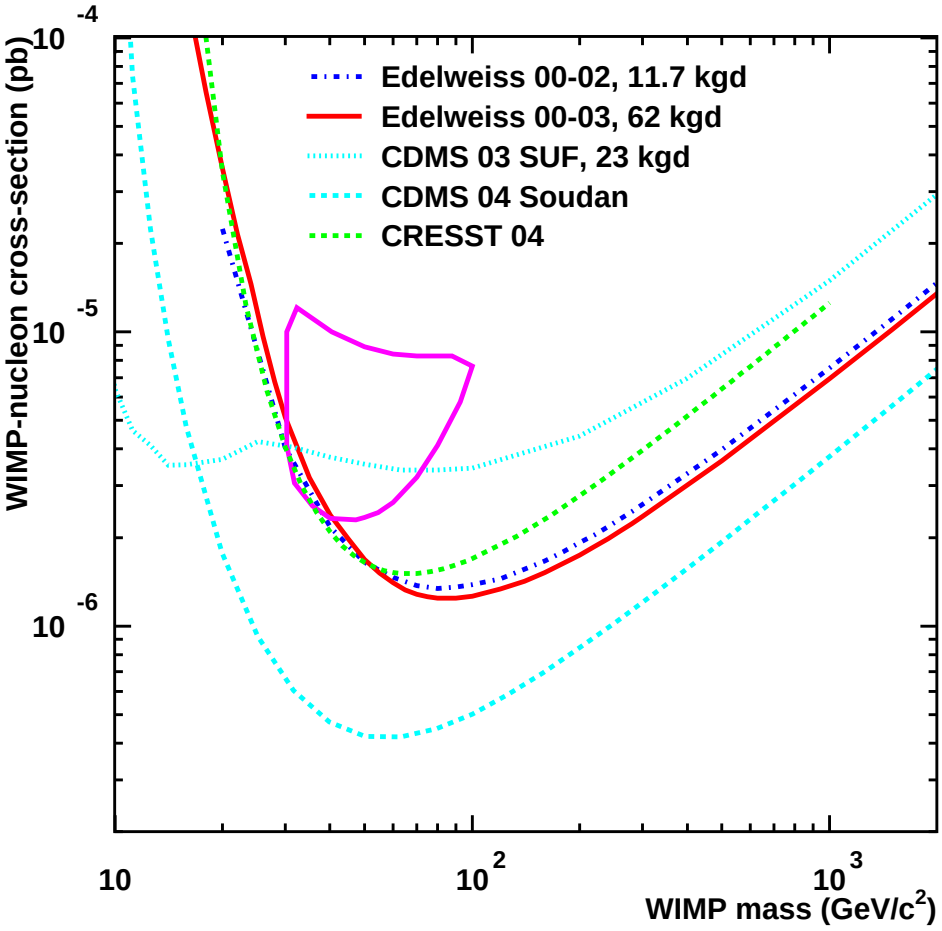

FIG. 4.39 – Résultat final d'Edelweiss-I présenté sous forme d'une courbe d'exclusion dans le plan Section efficace WIMP-nucléon (en picobarn) *vs* Masse du WIMP (en Gev/c^2). Le résultat final correspond à la courbe rouge en trait plein. Il est sensiblement équivalent au résultat de 2002 (point-tirets bleus), qui disposait de 5 fois moins de statistique mais dont les données ne présentaient aucun candidat de recul nucléaire dans le volume fiduciel des détecteurs. Le présent résultat est selon toute vraisemblance limité par le fond de l'expérience. Sont également portés sur la figure les résultats actuels de la collaboration américaine CDMS, qui démontre à ce jour la meilleure sensibilité, et de la collaboration allemande CRESST.

Bibliographie

[1] Physics Analysis Workstation (PAW), http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/

[2] J. Gascon, Note interne Edelweiss sur la structure à 10 keV (2005)

[3] O. Martineau, PhD Thesis UCB-Lyon I (2002)

[4] V. Sanglard et al, Phys. Rev. D 71, 122002 (2005), astro-ph/0503265

[5] V. Sanglard, PhD Thesis, UCB-Lyon I (2005)

[6] E. Simon et al, Nucl. Instrum. Meth. A 507, 643 (2003)

[7] J. Gascon et al, To Be Published (2006)

[8] Y. Messous et al, Astropart. Phys. 3, 361 (1995)

[9] P. di Stefano et al, Astropart. Phys. 14, 329 (2001)

[10] J. Lindhard et al, K. Dan. Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd. 33, 10 (1963)

[11] A. Benoit et al, Phys. Lett. B 513, 15 (2001)

[12] A. Benoit et al, Phys. Lett. B 545, 43 (2002)

[13] D.S. Akerib et al, Phys. Rev. Lett. 93, 211301 (2004)

[14] A. Heister et al, Phys. Lett. B 583, 247 (2004)

[15] S. Yellin, Phys. Rev. D 48, 5519 (2002)

Chapitre 5

Etude du fond

5.1 Problématique

Nous avons vu au chapitre 4 que la sensibilité finale d'Edelweiss-I à un signal WIMP reste sensiblement la même que celle atteinte en 2002 avec 5 fois moins de données. La raison en est très vraisemblablement une limitation par un fond mal identifié ou mal compris, et en l'absence d'avancée technologique conséquente du dispositif expérimental l'accumulation de plus de statistique n'aurait sans doute pas permis d'amélioration substantielle de la sensibilité. Toutefois, la connaissance la plus précise possible de ce fond demeure un enjeu important en vue de la phase II, car elle conditionne les stratégies à adopter en termes de blindage, de méthode de réjection active et de soustraction éventuelle, voire de technologie de détecteur. Dans ce chapitre, nous allons donc tenter d'étudier quantitativement les différentes contributions au fond d'Edelweiss-I, ainsi que d'en localiser les origines.

L'analyse des données de fond bas-bruit "trigger phonon" accumulées en 2003, présentée au paragraphe 4.5.5, a permis de dresser un premier état des lieux du fond observé. Il apparaît assez clairement qu'il s'agit d'un fond multiple, statistiquement très nettement dominé par des gammas mais présentant également plusieurs contributions plus gênantes car moins aisément discernables d'un éventuel signal WIMP. Nous reviendrons plus en détail par la suite sur chacune de ces composantes mais notons dès à présent que les soupçons se portent sur :

- un fond de neutrons, soutenu par l'observation d'un double événement de recul nucléaire en coïncidence sur deux détecteurs.

- un fond d'événements "intermédiaires" entre la zone de reculs électroniques et la zone de reculs nucléaires, attribués a priori à des interactions de recul électronique présentant une collecte incomplète de la charge. Ce type d'interaction est susceptible d'intervenir très près des surfaces des détecteurs, et pourrait être lié à des particules très faiblement pénétrantes comme des électrons.

- un fond d'événements présentant un signal sur la voie chaleur mais pas sur la voie ionisation, associés à des interactions internes au capteur thermique NTD. Ce fond devient gênant très près du seuil en ionisation, car un signal positif sur la voie chaleur associé à une fluctuation suffisamment importante du bruit peut conduire à un événement interprété comme un recul nucléaire.

Ces contributions sont les plus dangereuses pour Edelweiss. Cependant, au moins pour les deux premières la statistique qui leur est associée est trop faible ou trop imprécise pour permettre de les quantifier avec certitude. La clé de leur compréhension se trouve peut-être, paradoxalement, dans l'étude du fond à haute énergie. En effet, si l'on considère l'hypothèse d'une origine liée à une contamination radioactive des matériaux du dispositif expérimental, alors on s'attend à observer un certain nombre de phénomènes associés à plus haute énergie, comme des raies caractéristiques dans le spectre des interactions gammas, ou des interactions de particules alpha de plusieurs MeV.

5.2 Données hautes énergies

Un problème se pose cependant pour l'étude de ce fond à haute énergie, car les données enregistrées souffrent d'une saturation des numériseurs pour des pulses d'énergie supérieure à quelques centaines de keV. Le niveau exact dépend de la sensibilité de chaque voie, mais les ordres de grandeur sont de 900 keV pour les voies ionisation et 600 keV pour les voies chaleur, à l'exception de la voie chaleur de bolo3 qui sature dès 300 keV en raison de sa sensibilité deux fois plus élevée. Le problème n'en serait pas un si les signaux étaient enregistrés tels quels, mais le programme d'acquisition a été conçu pour enregistrer les signaux après leur passage à travers un filtre IIR (voir chapitre 3). Les signaux saturés en ressortent avec une forme différente de la forme "standard", mais la saturation n'y est plus aussi évidente, comme nous le verrons au paragraphe 5.2.2. En raison de la boucle de rétroaction présente dans le filtrage numérique IIR, l'opération est très difficile à inverser correctement offline sans posséder un certain nombre de valeurs initiales, malheureusement perdues, comme nous le verrons plus loin.

5.2.1 Runs dédiés

Courant octobre 2003, après la fin des runs de fond bas-bruit, une courte campagne de prise de données a donc été lancée pour étudier spécifiquement l'information à haute énergie. Ces runs bénéficiaient de gains sur les amplificateurs pour les voies ionisation et chaleur divisés par $\sim$10, les rendant peu exploitables pour la recherche d'interactions WIMPs en raison des résolutions dégradées mais donnant accès à des signaux non-saturés jusqu'à des énergies de plusieurs MeV. Les principales caractéristiques de cette la prise de données sont résumées dans le tableau 5.1.

Ces données demandent un étalonnage entièrement nouveau, c'est pourquoi des runs de calibration Cobalt 57, Cobalt 60 et Césium 137 ont été effectués. Par rapport aux données présentées au chapitre 4, presque tout est différent : les formes des signaux

Type	Runs	Période	Exposition	Observations
Cobalt 57	2972-2975	11/10-13/10	1.63 kg.j	-
Cobalt 60	2982-2984	13/10-14/10	0.47 kg.j	Voies chaleurs inutilisées
Fond	2986-3007	15/10-27/10	9.31 kg.j	-
Cesium 137	3006	25/10-25/10	0.11 kg.j	-

TAB. 5.1 – Résumé des données acquises dans la configuration "hautes énergies" avec les gains des amplificateurs ionisation et chaleur divisés par 10. L'exposition correspond au nombre total de kg.j dans tout le volume des détecteurs, avant toute coupure.

Détecteur	Voie centre (keV)	Voie garde (keV)	Voie chaleur (keV)
Bolo1	3.15	4.10	1.32
Bolo2	3.60	4.15	3.21
Bolo3	5.48	5.90	2.52

TAB. 5.2 – Valeurs des résolutions de ligne de base pour les runs dédiés aux hautes énergies, sur chacune des voies de mesure des trois bolomètres.

ont légèrement évolué, les sensibilités ont changé, et les effets de non-linéarité sont plus prononcés. En particulier, l'étalonnage des voies ionisation demande une correction en fonction de l'énergie. La figure 5.1 présente l'évolution du paramètre de sensibilité de chacune des voies ionisation, évalué pour les pics de calibration à 122.1, 136.5 (^{57}Co), 662 (^{137}Cs), 1173 et 1333 keV (^{60}Co), ainsi que pour la valeur maximum d'amplitude atteinte identifiée à 2614 keV (^{208}Tl). Nous avons par la suite paramétrisé cette dépendance par une loi linéaire.
Le reste de la procédure est assez semblable à ce qui a été fait pour l'analyse des données "classiques" (chapitre 4), aussi ne rentrerons-nous pas une nouvelle fois dans les détails. L'étalonnage des voies chaleurs s'effectue sur les données elles-mêmes par la méthode des segments de droites jointifs. La difficulté principale vient du fait que la sensibilité des voies chaleur n'est pas stable dans le temps, ce qui demande essentiellement d'étalonner chaque "run" d'environ 24 heures séparément. Cela nuit bien évidemment à la précision de l'étalonnage à cause de la faible statistique, notamment à haute énergie.
Le tableau 5.2 donne les valeurs des résolutions de ligne de base pour ces données. On voit qu'elles sont sensiblement moins bonnes que pour les données du chapitre 4, avec des valeurs de l'ordre de 3 à 6 keV en ionisation et de 1.3 à 3.2 keV en chaleur.

La figure 5.2 présente les données étalonnées sous la forme d'un Qplot, en séparant les événements du volume fiduciel et ceux du volume latéral. La caractéristique la plus frappante de ces figures est la présence d'une population nettement distincte à $Q \sim 0.3$. Dans le volume fiduciel, cette population présente de surcroit une accumulation d'événements autour de $E_R \sim 5,3$ MeV. C'est aussi grossièrement le cas dans le volume latéral, mais les valeurs sont plus dispersées et on observe une "queue" plus prononcée vers les basses énergies. Etant donné l'énergie enregistrée de ces interactions,

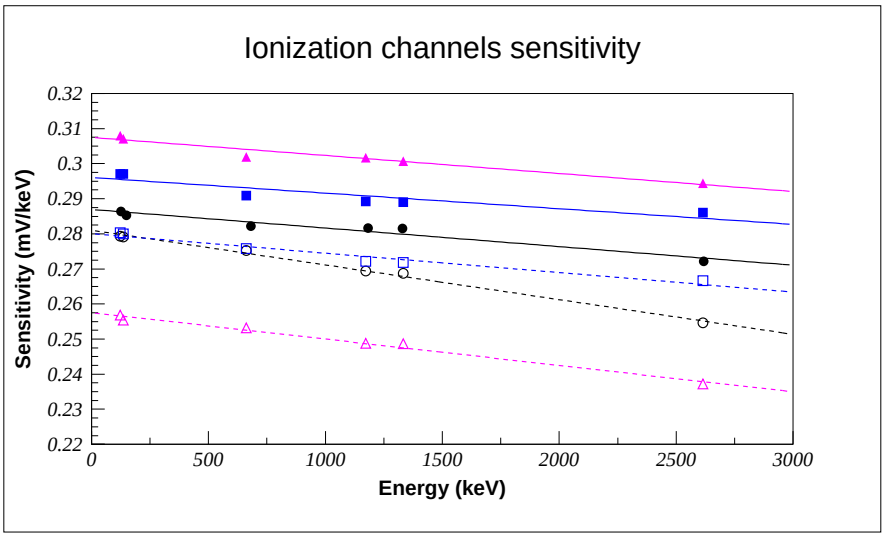

FIG. 5.1 – Sensibilité des voies ionisation en fonction de l'énergie (en mv/keV), pour les données acquises lors des runs dédiés aux hautes énergies. Les dépendances en énergie ont été modélisées par des lois linéaires. Les données de bolo1 sont représentées par des cercles noirs, celles de bolo2 par des carrés bleus et celles de bolo3 par des triangles mauves. Un symbole plein correspond aux données de la voie centre, et un symbole vide à la voie garde.

ainsi que la valeur du facteur de quenching, l'explication la plus probable est que l'on voit une population de particules alphas interagissant à la surface de nos détecteurs et conduisant à une collecte partielle de l'information d'ionisation. Les taux observés sont faibles, de l'ordre de la dizaine d'interactions dans chaque détecteur, sur chaque voie. Si l'on considère une zone de contrôle délimitée par 2500 keV $< E_R <$ 7500 keV et $0.1 <$ Q < 0.6, alors on compte respectivement 7, 6 et 9 coups dans le volume fiduciel et 19, 14 et 7 coups dans le volume latéral de bolo1, bolo2 et bolo3. Les taux moyens correspondants sont de 4.1±0.9 /kg/j dans le volume fiduciel, et 10.0±1.6 /kg/j dans le volume extérieur, avec une assez large dispersion sur cette dernière valeur, le nombre d'interactions observées étant marginalement plus élevé dans bolo1 que dans bolo3.

Les figures 5.3 et 5.4 présentent les spectres en énergie d'ionisation des événements de recul électronique, respectivement entre 400 et 800 keV et au delà de 800 keV. On choisit de représenter préférentiellement les spectres en énergie d'ionisation car l'étalonnage pour ces voies est le plus stable. Les événements de recul électronique sont sélectionnés simplement en demandant que $0.6 <$ Q < 1.4. Les spectres sont présentés séparément pour chaque bolomètre et pour chacune des voies centre et garde, de façon à mettre en évidence les différences locales.
La première observation est que les taux de comptage sont similaires dans chacun des trois détecteurs, et que d'une manière générale le volume latéral enregistre proportionnellement plus d'événements par kg.j que le volume fiduciel. Cet effet est plus sensible aux plus basses énergies, ce qui est tout à fait logique étant donné l'évolution des par-

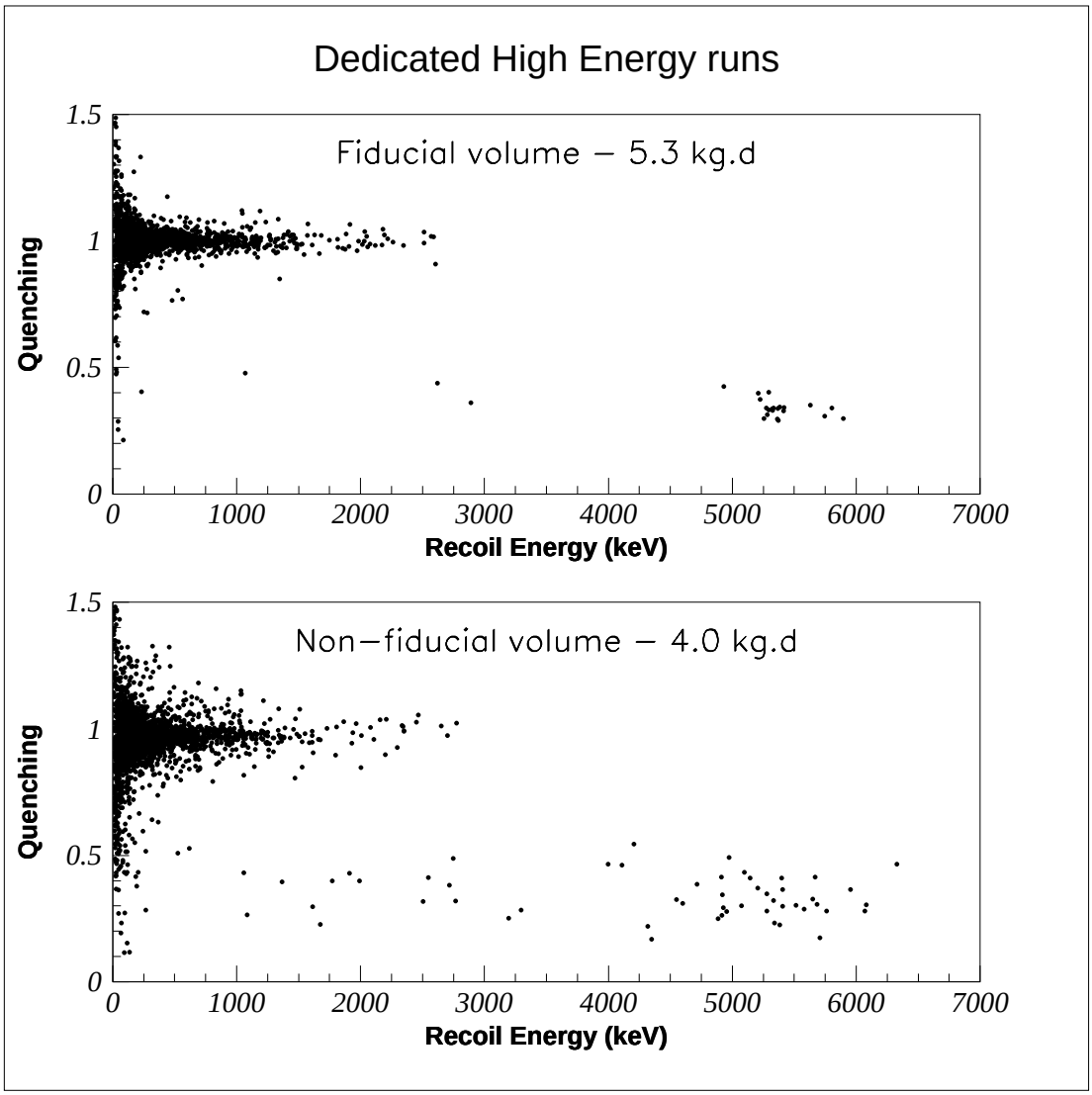

FIG. 5.2 – Données de fond bas-bruit des runs dédiés "hautes énergies", présentées sous la forme de *Qplots*. La figure du haut contient les données du volume fiduciel des trois détecteurs, et celle du bas les données du volume non-fiduciel ou latéral.

cours moyens des gammas dans le germanium en fonction de l'énergie. Ceci suggère une origine latérale par rapport aux détecteurs au moins d'une partie importante du fond de gammas.
Etant donné la faible statistique (∼1.7 kg.j dans le volume fiduciel de chaque détecteur) et les résolutions peu impressionantes à haute énergie ($\Delta E/E > 1.5$ % à 1 MeV), il est difficile de distinguer des raies très nettes sur ces spectres. On devine cependant sur certaines voies des pics vers 510 keV (bolo2), 600 keV (bolo3), 970 keV (bolo2 et 3), 1170 keV (bolo1, 2 et 3) ou encore 1450 keV (bolo1 et 3). Nous reviendrons plus loin sur leur interprétation, mais il est important de noter que l'incertitude sur les taux associés à ces "pics" est typiquement de l'ordre de 50 %. Il apparaît clairement que des conclusions réellement quantitatives ne pourront être tirées sur ce point qu'à l'aide d'une statistique plus importante.

5.2.2 Information haute énergie des runs phonons

Nous présentons donc ici les résultats d'une méthode d'analyse des données de fond "trigger phonon" ou encore "2003p", visant à reconstruire l'information haute énergie "perdue" à cause de la saturation des numériseurs et de la présence des filtres numériques au niveau de l'acquisition.
Reposons brièvement le problème : les signaux saturés filtrés présentent une forme d'impulsion différente de celle de l'impulsion "standard" non saturée (fig. 5.5). En pratique, la forme du pulse filtré est directement reliée à la largeur de la plage de données "saturée". Si l'on admet que les pulses avant filtrage et avant saturation ont tous la même forme indépendamment de l'énergie, alors cela revient à dire que la *forme* du pulse saturé est directement reliée à l'*amplitude* du pulse avant saturation[1].

5.2.2.1 Principe de la méthode

C'est cet effet que nous allons utiliser pour re-étalonner toute la partie saturée des données. L'idée générale est de disposer d'une collection de templates "saturés" pour chaque voie, et de comparer chaque signal saturé à la collection de templates pour déterminer celui qui s'en rapproche le plus. La fabrication de ces templates s'effectue comme suit :

i) Création de la collection de templates
Partant d'un gabarit d'événement non-filtré et non saturé, normalisé à une amplitude maximale de 1 V avec une ligne de base maximalement plate et centrée sur zéro, on "sature" artificiellement le signal à un pourcentage p donné de son amplitude maximale, puis on le fait passer à travers le même filtre que celui utilisé dans le système d'acquisition. En répétant cette procédure en faisant varier la valeur de p typiquement dans la gamme $[1 - 100\ \%]$ avec un pas de 0.8 %, on obtient une collection de 125 "templates

[1] Ceci n'est en réalité vrai que modulo la connaissance du niveau moyen de la ligne de base, mais il s'agit d'un effet du second ordre

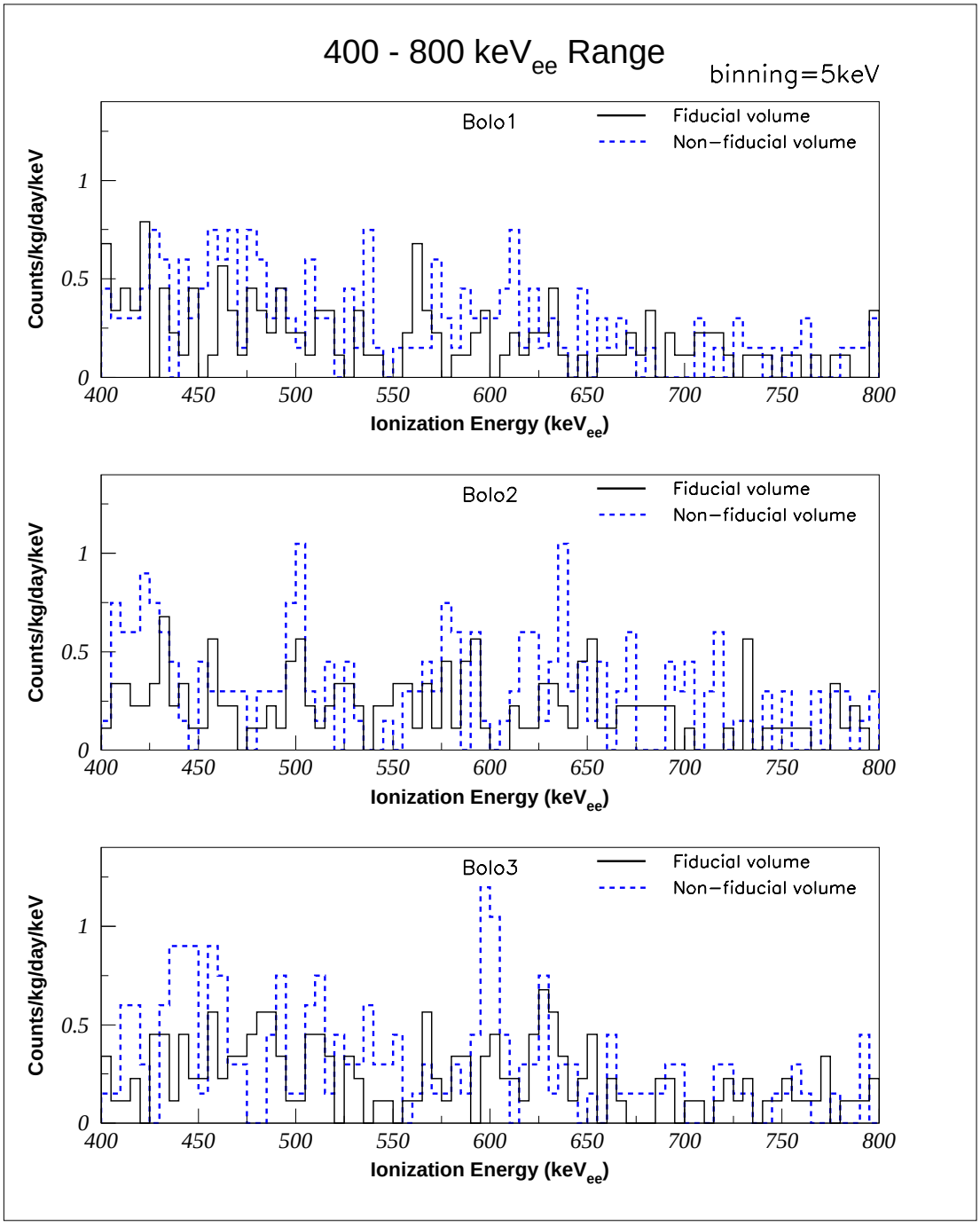

FIG. 5.3 – Spectre en énergie d'ionisation entre 400 et 800 keV correspondant aux données de fond bas-bruit "hautes énergies".

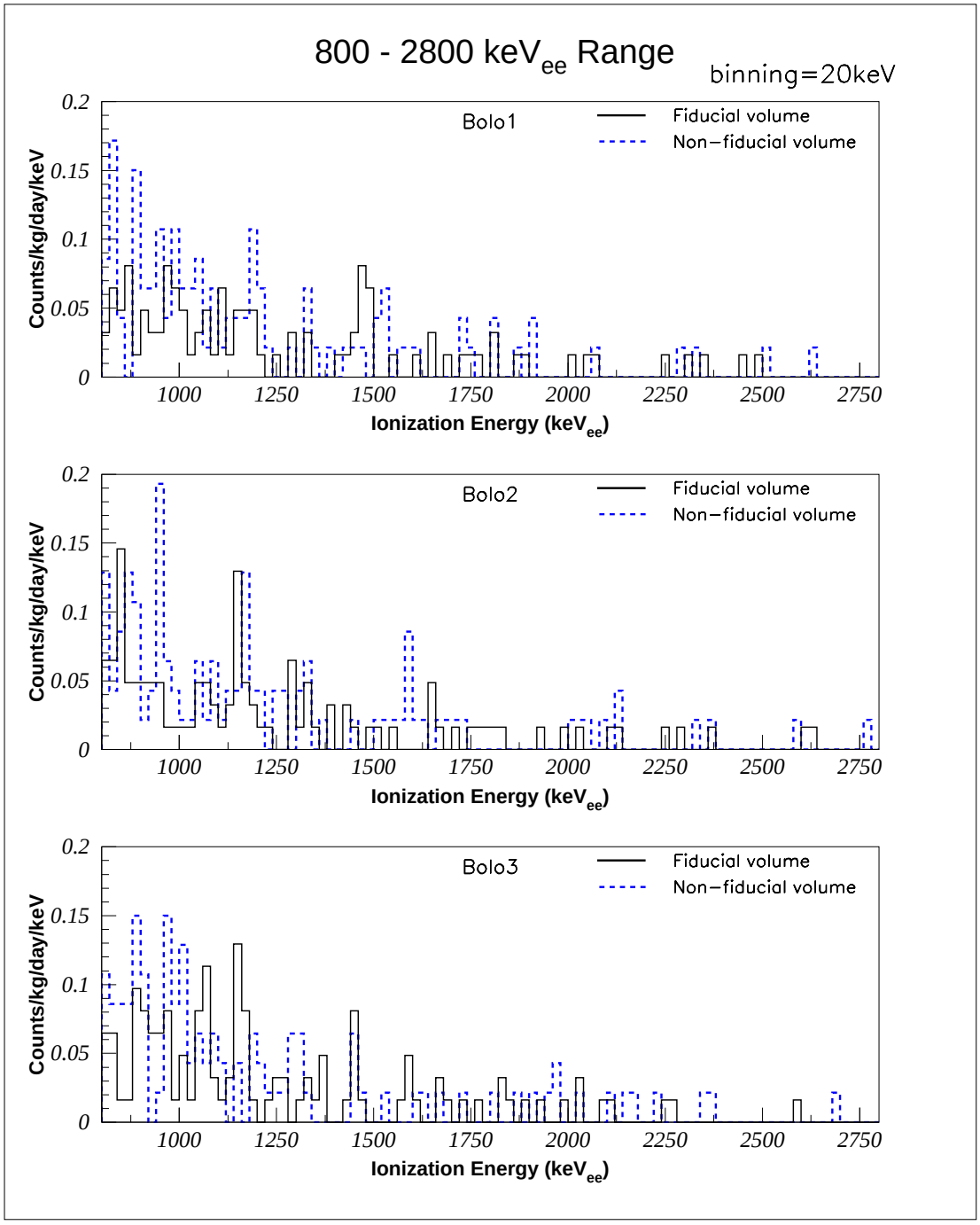

FIG. 5.4 – Spectre en énergie d'ionisation entre 800 et 2800 keV correspondant aux données de fond bas-bruit "hautes énergies".

saturés" par voie.

Nous disposons d'un unique run (numéroté 2580) acquis lors du réglage du système d'acquisition à déclenchement sur la voie chaleur, pour lequel les données ne sont pas filtrées. Le run est extrêmement court et ne contient que 134 événements tous détecteurs confondus. De surcroît, la longueur et la fréquence d'échantillonage des voies enregistrées diffèrent de ce qui sera utilisé par la suite, avec 2048 échantillons à 2 kHz pour les voies chaleur (au lieu de 1024 à 1 kHz), et 1024 échantillons à 200 kHz pour les voies ionisation (au lieu de 2048 à 200 kHz). Enfin, la tension de polarisation est légèrement différente avec une valeur de -4.76 V au lieu des -4 V utilisés dans le reste des runs analysés.

Des templates moyennés sont fabriqués à partir de ces données de la même façon qu'au chapitre 4. Un certain nombre d'adaptations doivent encore être effectuées. Pour commencer, les voies chaleurs sont sur-échantillonnées d'un facteur 2. Il nous suffit donc de sélectionner un bin sur deux pour obtenir un template à la bonne fréquence d'échantillonnage. Pour les voies ionisation, nous devons passer de 1024 à 2048 bins en gardant le même échantillonnage. En réalité il ne nous manque que 384 bins sur la fin du signal, et non pas 1024, car entre les deux configurations la position du pre-trigger est également passée du bin 384/1024 au bin 1024/2048. Nous approchons cette partie manquante du signal au mieux par une exponentielle décroissante appropriée. L'information contenue à la fin du signal ne sera de toutes façons pas primordiale pour l'analyse à venir.

En raison du faible nombre d'événements à disposition, la construction par moyennage des templates ne supprime qu'assez peu efficacement le bruit haute fréquence sur les signaux. Nous appliquons donc aux templates ainsi formés un lissage très léger, qui consiste à pratiquer une moyenne glissante sur trois bins (haute fréquence) sur l'ensemble de l'échantillon. La moyenne doit rester très légère de façon à ne pas modifier la forme du pulse au niveau du front de montée, long d'une dizaine de bins.

On fait ensuite passer chaque template à travers le filtre utilisé dans le programme d'acquisition. Etant donné que l'on dispose d'un template pour chaque voie avec un niveau de saturation à 100 % de l'amplitude, c'est à dire non-saturé, il est possible de vérifier que l'on retrouve bien la même forme de pulse que celle obtenue au chapitre 4. L'ajustement du template "100 %" par l'événement moyen utilisé pour analyser les données "phonon" fournit une valeur de χ^2 absolument compatible avec la distribution de χ^2 observée pour des signaux d'amplitude équivalente dans les runs "phonon", ce qui valide la forme des signaux initiaux issus des données du run 2580.

ii) Sélection des données saturées

Avant de procéder à l'analyse proprement dite des données saturées, il s'agit de déterminer quels signaux sont effectivement saturés. La procédure d'analyse est en effet relativement lourde en termes de temps de calcul, comme nous allons le voir au paragraphe suivant, et fournirait essentiellement les mêmes résultats que l'analyse classique

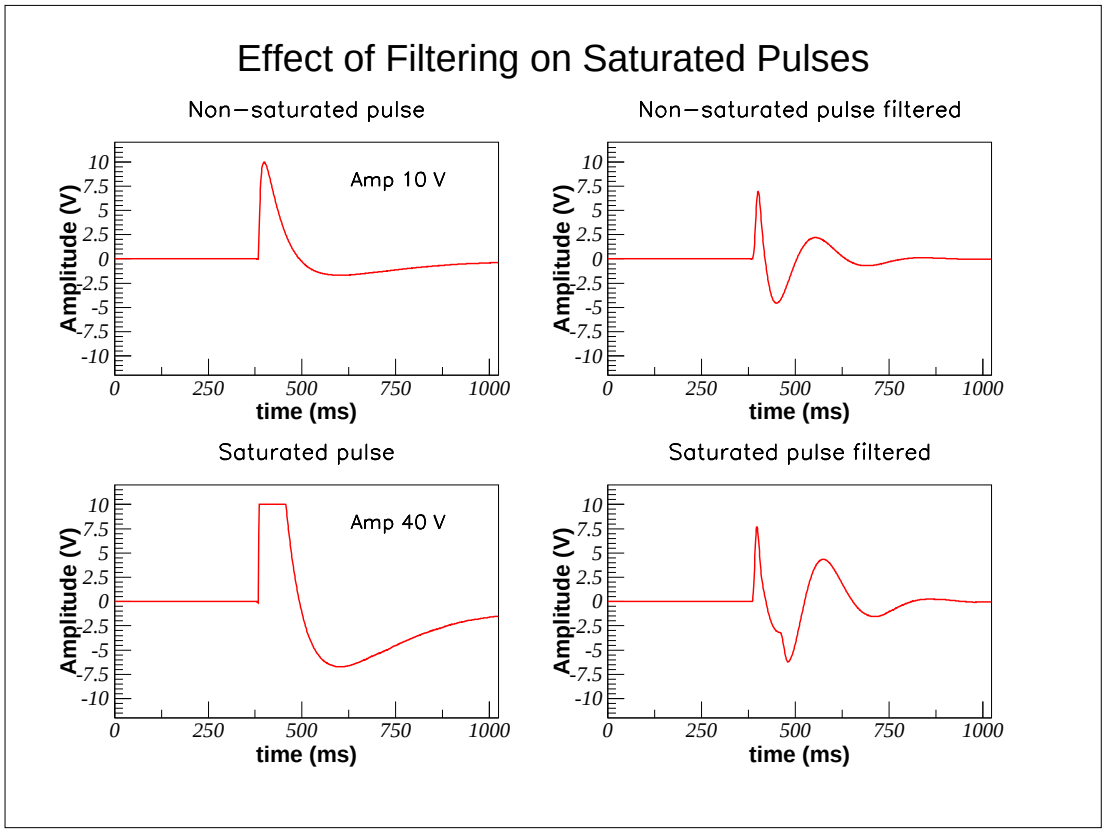

FIG. 5.5 – Effet du filtrage sur des pulses saturés en voie chaleur. En haut à gauche, forme d'un pulse typique non-saturé sur la voie chaleur de bolo2 avec une amplitude de 10 V avant filtrage, correspondant à une énergie de ∼600 keV. En haut à droite, le même pulse passé à travers le filtre IIR utilisé dans le système d'acquisition. En bas, les mêmes figures mais pour un événement d'amplitude 40 V (environ 2.4 MeV), soit nettement saturé.

pour les impulsions non-saturées. Nous devons donc définir un critère séparant les impulsions non-saturées des impulsions saturées.
Ce critère nous est fourni par les résultats de l'analyse "classique". Les figures 5.6 et 5.7 présentent pour chaque voie de mesure sur chacun des trois bolomètres, l'information de χ^2 de l'ajustement en fonction de l'amplitude de l'impulsion. Dans les deux cas de la chaleur et de l'ionisation, il existe une amplitude à partir de laquelle l'évolution du χ^2 change radicalement de comportement. Ce changement correspond au moment où la forme des impulsions s'éloigne du modèle "standard", c'est à dire au début de la saturation des signaux. Nous décidons donc de considérer comme "potentiellement saturés" tous les événements présentant l'une des caractéristiques suivantes :

- En ionisation, $\chi^2 > 10^{-1}$ ou $Amplitude > 2\ V$

- En chaleur, $\chi^2 > 10^{-3}$ ou $Amplitude > 11\ V$

iii) Recherche du meilleur ajustement

Pour tous les événements sélectionnés sur chaque voie, on effectue un ajustement du signal par chacun des templates fabriqués en i). Pour chacun de ces ajustements, on enregistre la valeur du paramètre de χ^2 ainsi que l'amplitude résultante. Si l'impulsion est effectivement saturée, la distribution des paramètres de χ^2 en fonction du numéro de template a une forme parabolique (fig. 5.8). Il est alors possible de déterminer la position du minimum de la distribution par interpolation.
Nous fabriquons alors un nouveau template correspondant au pourcentage exact de saturation déterminé par interpolation, et effectuons l'ajustement au signal. Du fait du principe de normalisation adopté pour la fabrication des templates, le coefficient d'ajustement est un estimateur directement proportionnel à l'amplitude du signal avant filtrage et saturation.

La figure 5.9 expose le principe de la normalisation des ajustements. La partie gauche de la figure (en rouge) présente le processus de fabrication des templates. Partant d'un signal non-filtré normalisé à une amplitude de 1 V, on le tronque au dessus d'une proportion p de son amplitude maximum pour reproduire le phénomène de saturation. En faisant varier p typiquement entre 0.01 et 1 on obtient une collection de signaux de départ S_p, que l'on fait ensuite passer à travers le filtre pour obtenir une collection de templates filtrés F_p, dont l'amplitude maximale est notée k_p.
La partie droite de la figure (en bleu) présente ensuite le cas de deux signaux "réels", l'un non saturé d'amplitude maximale A_1 et l'autre saturé d'amplitude maximale avant saturation A_2. Pour le deuxième signal, la saturation s'effectue à un pourcentage p de son amplitude maximale, de telle sorte que l'on observe effectivement un plateau de saturation à l'amplitude correspondant à $p \times A_2$. Dans cette première approximation, le niveau de la ligne de base avant filtrage est négligé et considéré comme égal à zéro. Passant à travers le filtre, le signal 1 donne une forme d'événement "normale" que l'on ajuste par le template non-saturé. Le paramètre d'amplitude de l'ajustement est égal

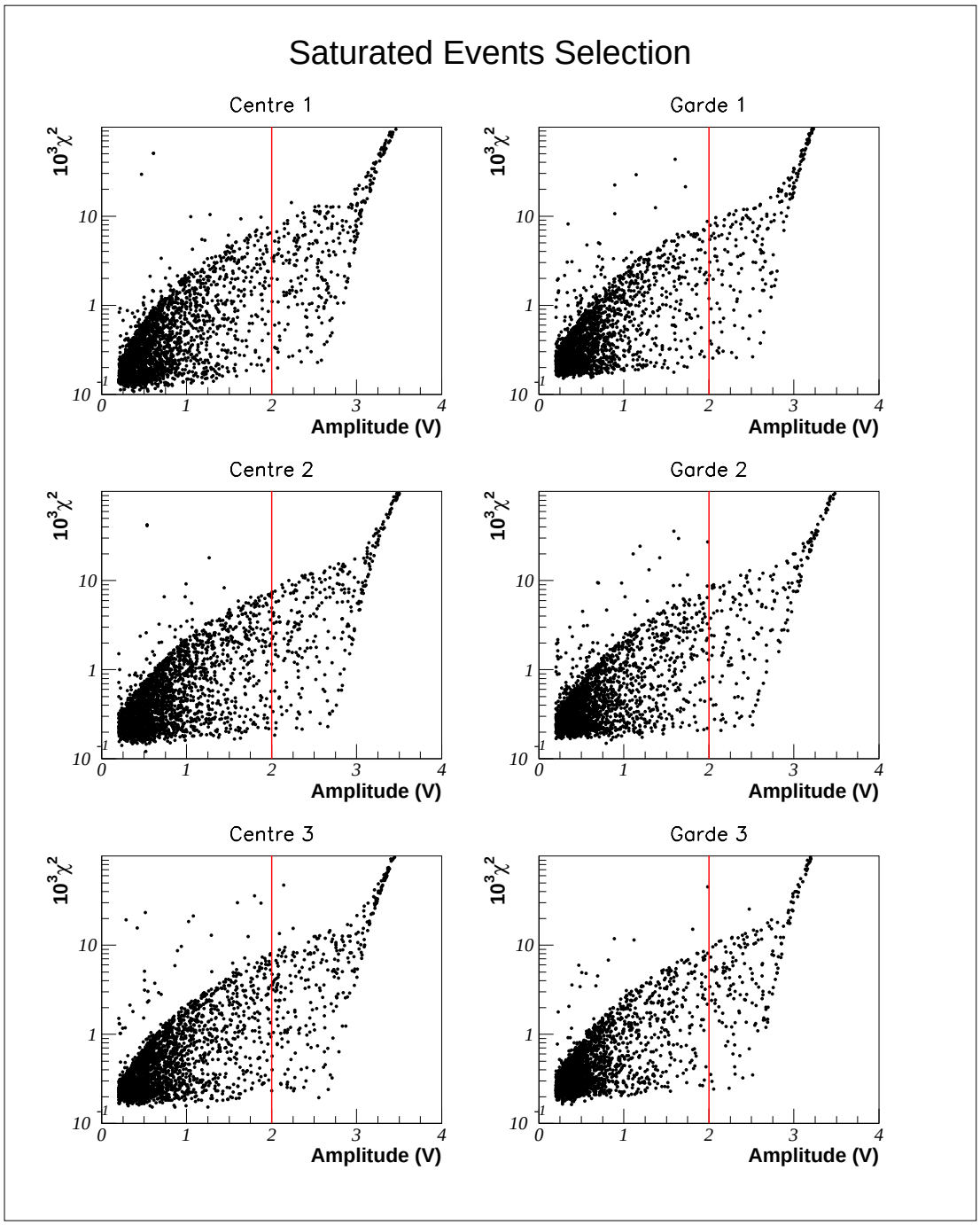

FIG. 5.6 – Paramètre de χ^2 des ajustements effectués sur chacune des voies ionisation, en fonction de l'amplitude du pulse, pour les données en trigger phonon. La ligne rouge verticale démarque la valeur limite de 2.0 V au delà de laquelle les signaux sont considérés comme potentiellement saturés.

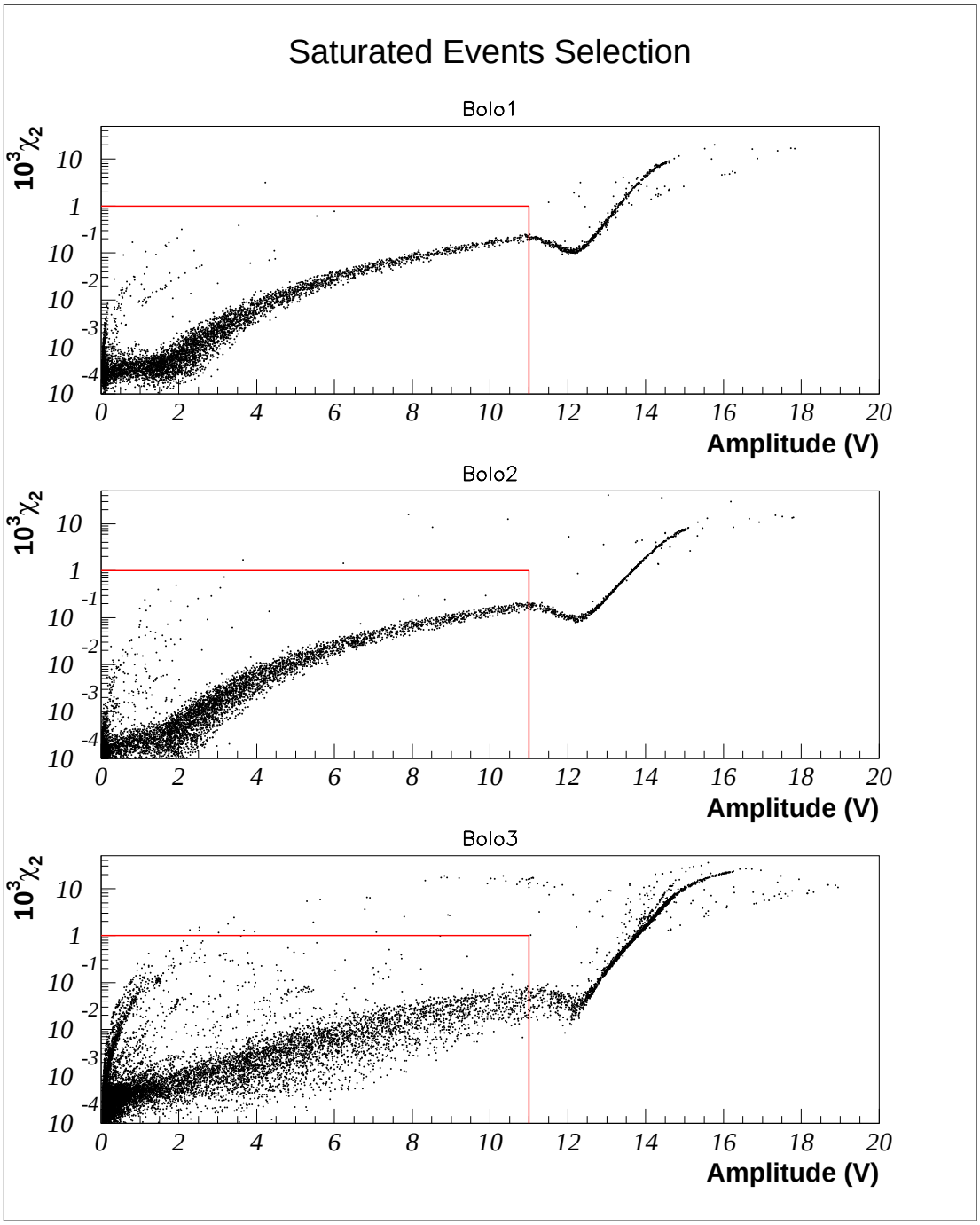

FIG. 5.7 – Paramètre de χ^2 des ajustements effectués sur chacune des voies chaleur, en fonction de l'amplitude du pulse, pour les données en trigger phonon. Les signaux sont considérés comme potentiellement saturés pour une amplitude supérieure à 11 V et une valeur de χ^2 supérieure à 10^{-3}. Notons les différentes populations qui apparaissent avec des valeurs de χ^2 anormales à faible amplitude. Elles sont dues à un phénomène de diaphonie lié à l'électronique de numérisation et correspondent à des signaux non-physiques induits par la présence d'un pulse saturé sur la voie chaleur d'un autre détecteur. Le fait que l'on en observe plus sur bolo3 que sur bolo1 s'explique par l'ordre dans lequel les voies sont numérisées.

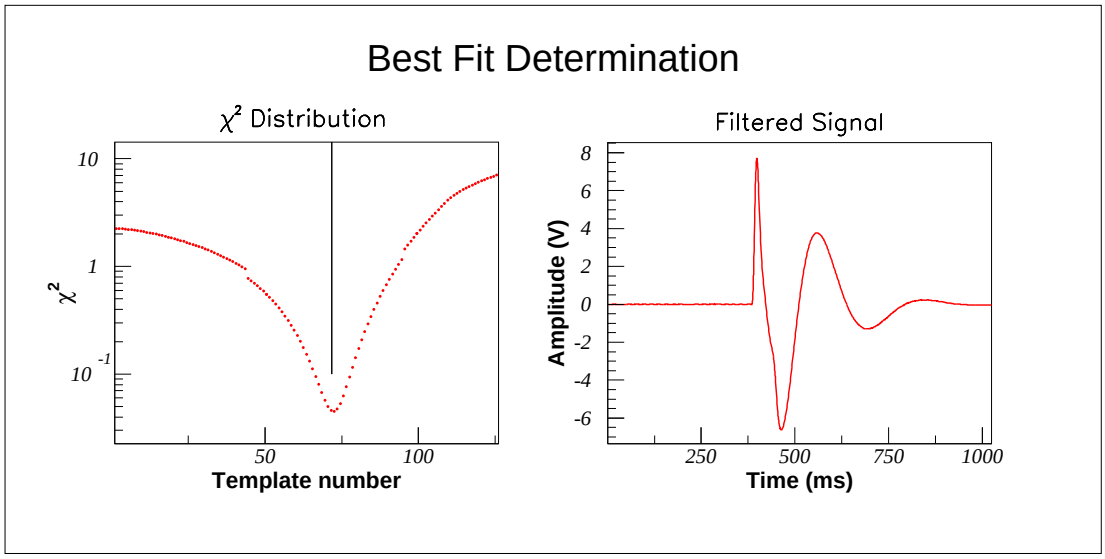

FIG. 5.8 – Exemple de détermination du meilleur ajustement grâce à la distribution des paramètres de χ^2 pour toute la collection de templates, pour un pulse saturé observé sur la voie chaleur de bolo3. Les deux "décrochages" que l'on observe sur le profil autrement parfaitement parabolique sont dûs à la liberté restreinte de ± 1 bin que l'on est obligé de donner au programme sur l'alignement des templates avec le signal, en raison de l'évolution de la forme des impulsions.

à A_1. Pour le signal 2, l'observation de la distribution des χ^2 permet de déterminer que le pourcentage de saturation du signal est égal à p. On ajuste alors le pulse par le template correspondant à p, et le paramètre d'amplitude de l'ajustement est égal par construction à A_2.
Ainsi, pour toute forme de pulse, nous avons directement accès à l'amplitude du signal *avant* saturation.

5.2.2.2 Données

L'étalonnage des données relève d'une logique très similaire à ce qui a été présenté au chapitre 4 : correction de la diaphonie électronique entre voie centre et voie garde, étalonnage des voies ionisation par un unique facteur de proportionalité, étalonnage de la voie chaleur en forçant l'égalité avec la voie ionisation pour les événements de recul électronique.
La difficulté principale provient de l'absence de données de calibration à haute énergie, en présence d'une source de gammas mono-énergétiques (^{60}Co par example, qui fournit deux photons à 1173 et 1333 keV). La solution employée ici consiste à utiliser la radioactivité naturelle de l'environnement du cryostat. Etant donné que l'on a de fortes présomptions sur la présence d'éléments appartenant aux chaînes de décroissance radioactive de l'uranium et du thorium, on s'attend en particulier à observer des gammas de 2614 keV produits par l'isotope ^{208}Tl. Il se trouve que cette énergie est la plus élevée

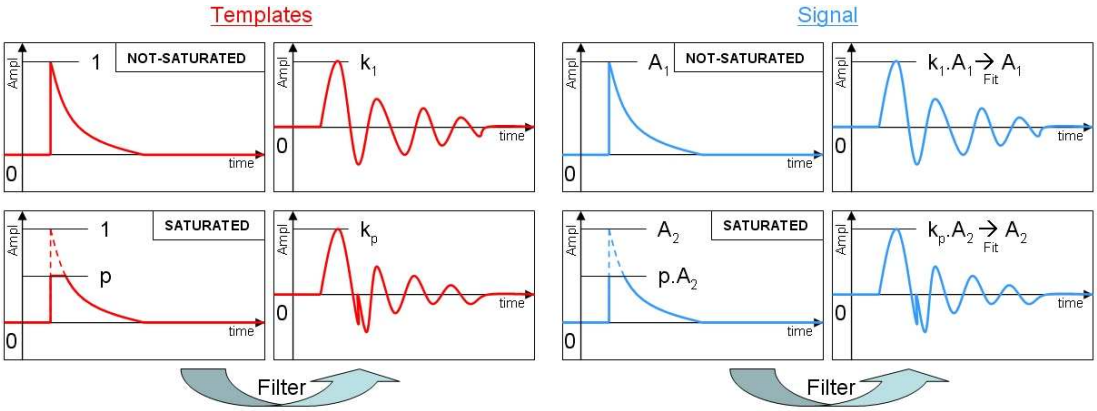

FIG. 5.9 – Principe de la normalisation des ajustements pour les signaux saturés. En rouge à gauche, élaboration de la série de template pour différentes valeurs du pourcentage de saturation p. En bleu à droite, ajustements des signaux par les templates ainsi créés. Dans tous les cas, le paramètre d'amplitude de l'ajustement donne directement accès à l'amplitude des signaux avant saturation.

produite par la radioactivité naturelle – du moins à un taux raisonnablement mesurable dans nos détecteurs – ce qui fait que cette raie, même à un taux très faible, doit être aisément repérable. La technique d'étalonnage des voies ionisation consiste donc, sur une figure où est portée en ordonnée l'amplitude en mV (corrigée de la diaphonie) de la voie centre, et en abscisse l'amplitude de la voie garde, à repérer "à l'oeil" la ligne correspondant aux événements dont l'ionisation totale est égale à 2614 keV. La projection de cette ligne sur chaque axe fournit le rapport de proportionalité entre les amplitudes en mV et les énergies en keV.

Les figures 5.10 et 5.11 présentent les données sous la forme de Qplots, respectivement pour les événements du volume fiduciel (22.48 kg.j) et pour les événements du volume non-fiduciel (16.95 kg.j). Les données saturées ont été combinées aux données non-saturées pour fournir une figure complète, et c'est pourquoi on observe un "décrochage" de la largeur de la bande gamma vers 700 keV. La méthode de reconstruction des événements saturés est en effet moins précise que l'analyse classique des événements de basse énergie, ce qui résulte en des résolutions à haute énergie plus importantes en chaleur et en ionisation que ce que la simple extrapolation des lois de résolution du chapitre 4 prévoit. La valeur des résolutions est directement liée à la largeur des bandes. Notons également que les résolutions obtenues semblent meilleures pour les événements du volume fiduciel que pour les événements du volume extérieur.
Le résultat le plus notable est que l'on observe les mêmes populations d'interactions de particules alpha qu'au paragraphe 5.2.1, avec une concentration d'événements aux alentours de 5 MeV d'énergie de recul et une valeur du facteur de quenching $Q \sim 0.3$. Cette population présente également une queue vers les basse énergies jusqu'à environ 1 MeV, la valeur moyenne du quenching paraissant augmentaer légèrement lorsque l'énergie diminue. On observe environ 4 fois plus d'événements dans le volume extérieur

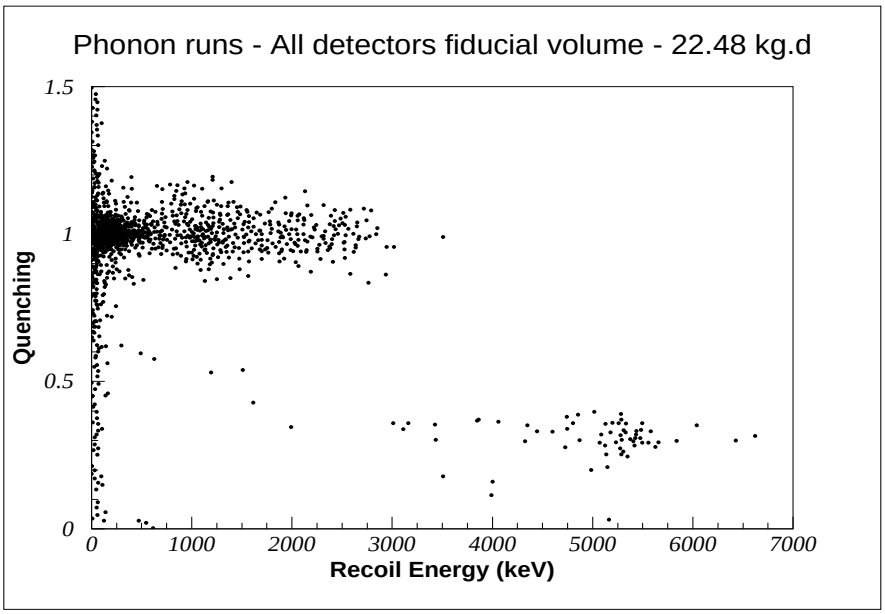

FIG. 5.10 – Ensemble des données acquises en déclenchement sur la voie chaleur ("2003p"), dans le volume fiduciel des trois détecteurs. La reconstruction des données saturées est combinée au reste des données analysées au chapitre 4 pour construire cette figure, ce qui explique le décrochage observé dans la largeur de la bande gamma vers 700 keV.

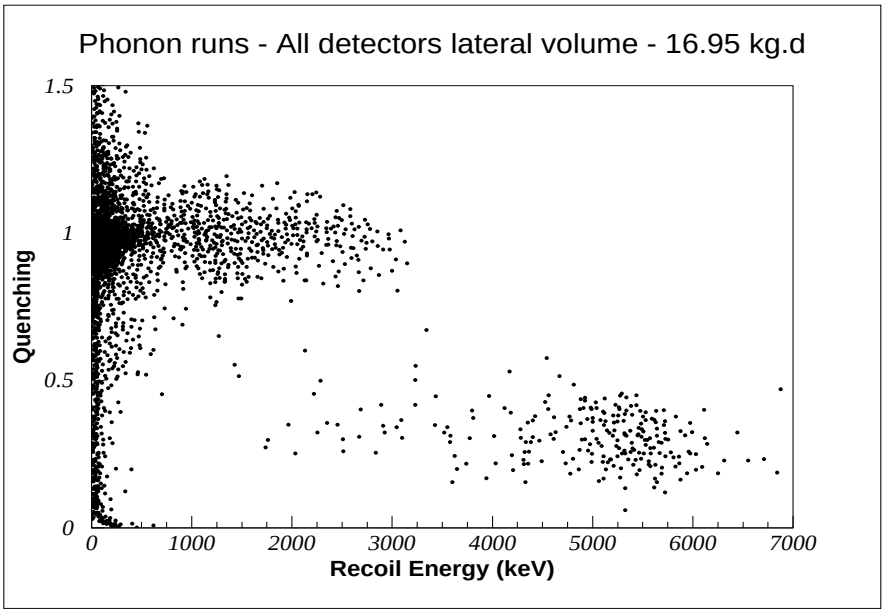

FIG. 5.11 – Même principe que la figure 5.10, mais pour les événements du volume non-fiduciel.

Detecteur	GSA3		GSA1		GGA3	
Electrode	Centre	Garde	Centre	Garde	Centre	Garde
Taux (/kg/j)	5.0±0.8	24.7±2.2	5.2±0.8	17.8±1.7	2.4±0.6	13.3±1.5
Flux (/m^2/j)	450±90	1110±95	495±75	865±85	240±60	650±75

TAB. 5.3 – Taux de comptage (en /kg/j) et flux correspondant ramenés aux surfaces des électrodes centre et garde (en /m^2/j) pour les événements des runs "2003p" identifiés comme des interactions de particules alpha. La population d'alphas est définie comme tous les événements des figures 5.10 et 5.11 tels que 1.5 $MeV < E_R < 8\ MeV$ et $0.05 < Q < 0.7$.

	GSA3		GSA1		GGA3	
Line (keV)	Fiducial	Lateral	Fiducial	Lateral	Fiducial	Lateral
8.98 - ^{65}Zn	5.1±2.0		5.7±1.3		4.6±1.5	
10.37 - Ga	8.8±1.7		12.0±2.6		9.8±2.5	
46.5 - ^{210}Pb	0.9±0.5	5.4±1.1	≤0.9	0.9±0.5	1.9±0.6	2.0±0.7
122 - ^{57}Co	6.4±1.2	10.0±1.8	4.4±0.8	9.6±1.8	4.3±0.7	9.0±1.5
239 - ^{212}Pb	7.5±1.7	≤1.7	3.6±1.2	3.9±1.1	≤0.5	≤1.4
583 - ^{208}Tl	1.3±0.5		1.3±0.5		1.3±0.5	
609 - ^{214}Bi	1.8±0.7		1.8±0.7		1.8±0.7	
1120 - ^{214}Bi	2.0±1.0		2.0±1.0		2.0±1.0	
1173 - ^{60}Co	≤2.7	≤1.3	5.6±2.0		4.1±1.0	≤1.8
1332 - ^{60}Co	1.5±0.7	1.3±0.6	2.1±0.6	≤1.2	1.7±0.6	≤1.5
1460 - ^{40}K	2.8±0.7	3.5±0.9	3.0±0.7	3.3±0.8	2.0±0.6	≤1.5
2614 - ^{208}Tl	≤0.7	0.9±0.4	1.1±0.4	≤0.9	≤1.0	1.2±0.4

TAB. 5.4 – Raies gamma observées dans les spectres en énergie d'ionisation de chaque détecteur, pour les données des runs "2003p" et "2003h". Les taux de comptage en /kg/j sont donnés séparément pour le volume fiduciel et le volume latéral de chaque détecteur. Lorsqu'une raie n'est pas clairement visible dans le spectre, une limite supérieure sur la contribution est donnée à la place.

que dans le volume fiduciel. Les valeurs des taux d'interaction dans chaque détecteur, en coups/kg/j, sont regroupées dans le tableau 5.3 et sont à comparer aux valeurs annoncées au paragraphe 5.2.1.

Les spectres en énergie d'ionisation des événements de reculs électroniques sont présentés sur la figure 5.12 (pour des énergies supérieures à 1 MeV), et les taux dans chaque raie visible sont regroupés dans le tableau 5.4. Comme nous le verrons au paragraphe suivant, la méthode de reconstruction apparaît paradoxalement moins efficace pour des signaux peu saturés que pour des signaux très saturés. Le résultat est que l'incertitude sur la détermination de l'énergie ionisation entre 800 et 1200 keV est assez élevée, avec des valeurs de résolutions FWHM[2] que l'on peut estimer aux alentours de 40 à 60 keV, soit $\frac{\Delta E}{E} \approx 6\ \%$.

[2]Full Width Half Maximum : Largeur totale à mi-hauteur.

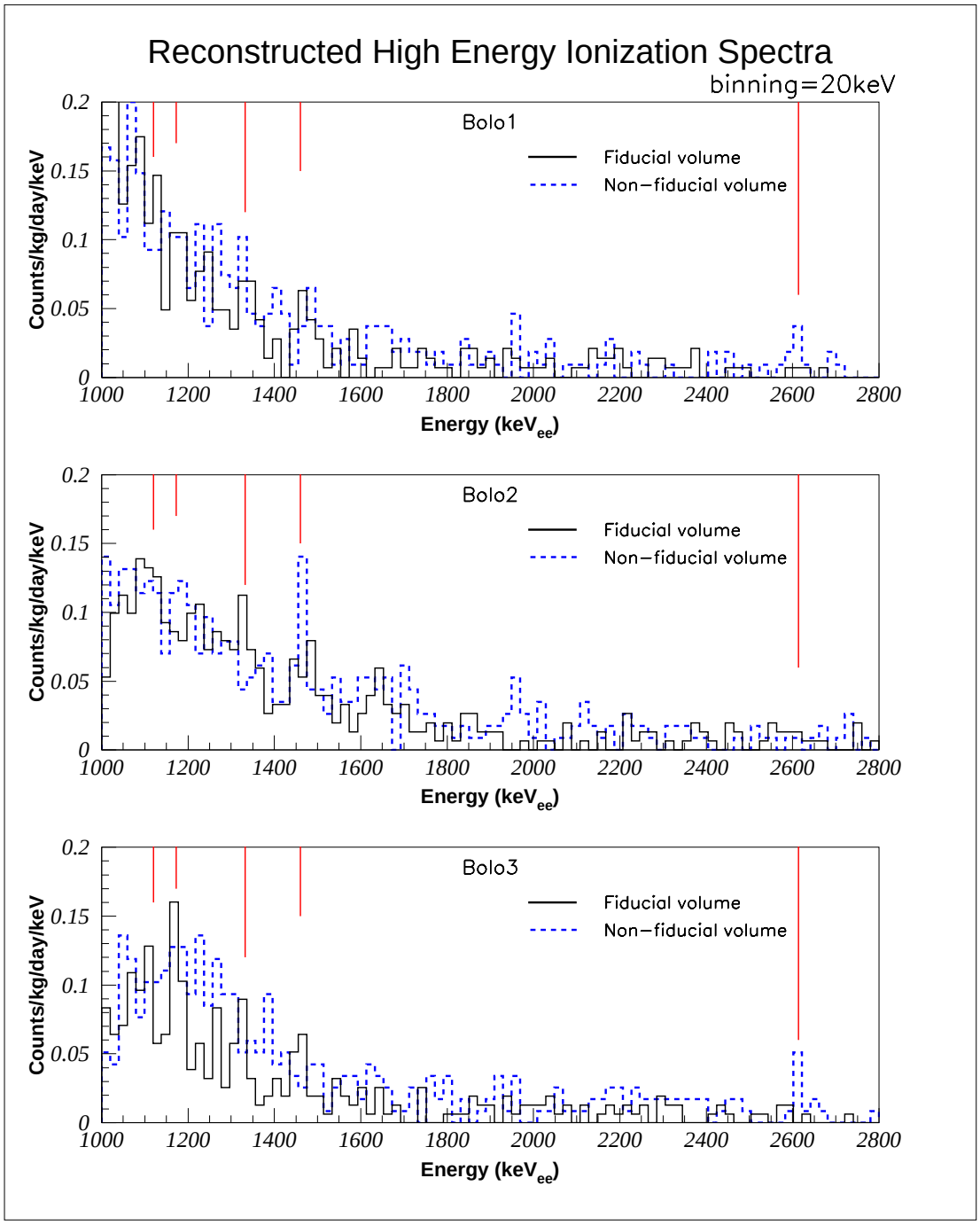

FIG. 5.12 – Spectres en énergie d'ionisation entre 1000 et 2800 keV, correspondant aux données de fond bas-bruit "2003p", pour chacun des trois bolomètres. Les histogrammes en trait plein correspondent au volume fiduciel, ceux en pointillés au volume non-fiduciel. Les traits rouges verticaux indiquent les positions en énergie des pics éventuels à 1120 keV (^{214}Bi), 1173 keV (^{60}Co), 1333 keV (^{60}Co), 1460 keV (^{40}K) et 2614 keV (^{208}Tl), respectivement de gauche à droite.

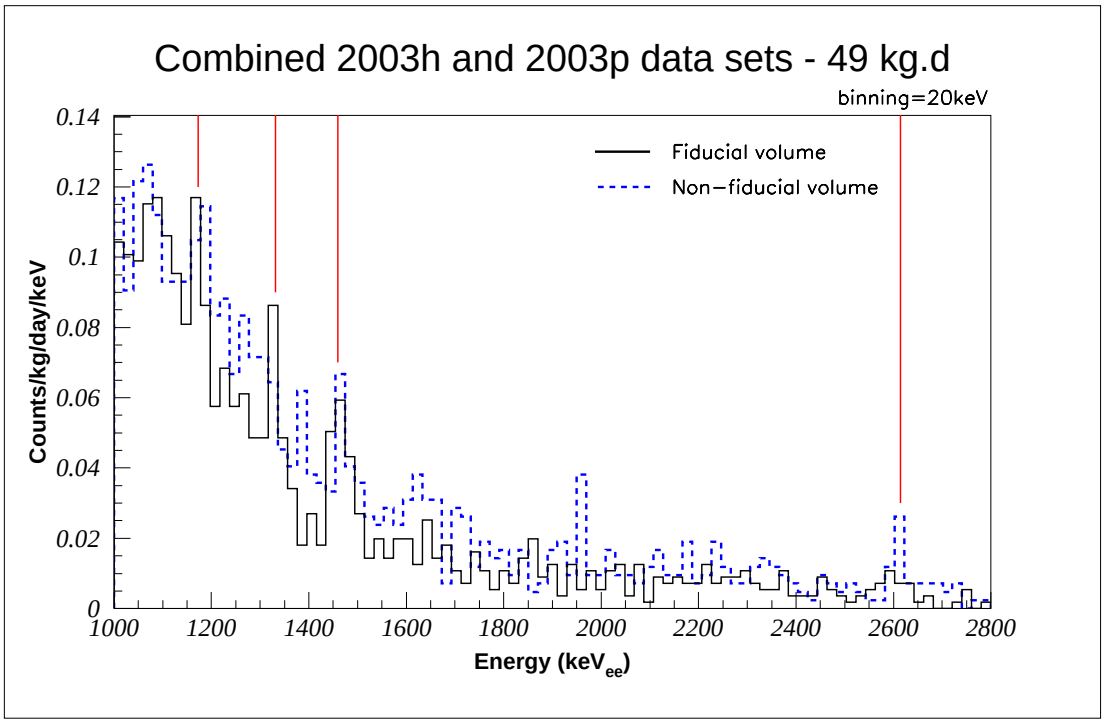

FIG. 5.13 – Spectre en ionisation combiné pour les trois bolomètres, et pour l'ensemble des runs 2003p et 2003h, correspondant à une exposition cumulée de 49 kg.jours. Les traits rouges verticaux indiquent les positions en énergie des pics éventuels à 1173 keV (^{60}Co), 1333 keV (^{60}Co), 1460 keV (^{40}K) et 2614 keV (^{208}Tl), respectivement de gauche à droite, qui sont les raies confirmées par rapport à la figure 5.12.

5.2.2.3 Limitations de la méthode et améliorations envisageables

Cette méthode de reconstruction des amplitudes des signaux saturés souffre d'un certain nombre de défauts, dont les origines exactes ne sont pas toujours totalement comprises.

- Le premier d'entre eux est une perte de sensibilité manifeste lorsque les signaux sont peu saturés. Paradoxalement en effet, il apparaît que l'erreur associée à la détermination des amplitudes est moins importante pour des pulses correspondant à des énergies de 2 MeV que dans la région ∼0.9 à ∼1.2 MeV. Entre autres indications de ce phénomène, nous pouvons par exemple signaler dans le spectre gamma de la figure 5.12 que la raie à 1460 keV du ^{40}K semble nettement mieux définie que celle à 1173 kev du ^{60}Co au moins pour bolo1 et bolo2, alors que les taux absolus attendus d'après les résultats des runs dédiés aux hautes énergies (2003h) sont du même ordre de grandeur. La distribution des amplitudes reconstruites en fonction de la fraction de saturation p déterminée pour chaque événement montre également un élargissement sensible en dessous de ∼1.2 MeV, signe d'une efficacité dégradée de la méthode (figure non reproduite ici). On peut expliquer qualitativement cet effet par l'importance particulière que possède la partie saturée du signal pour la détermination du template le plus approprié. Lorsque le signal est peu saturé, le nombre de bins correspondant au plateau de saturation est réduit. La sélection du template le plus approprié se base donc sur un faible nombre de bins, et est moins robuste numériquement.

- A cela s'ajoute le fait que les templates dont nous disposons pour les signaux non-filtrés ne sont sans doute pas parfaits. Ils ont été construits à partir des données d'un run à faible statistique, sous des conditions de polarisation différentes et avec des longueurs de voies et des fréquences d'échantillonnage différentes (paragraphe 5.2.2.1.ii). Ce sont ces templates que nous saturons artificiellement et que nous faisons ensuite passer à travers les filtres pour construire les collections de "templates saturés filtrés". Cela joue sans doute un peu sur la précision des ajustements effectués, bien qu'il soit difficile d'estimer quantitativement l'effet sur les résolutions.

- Une erreur systématique est encore commise sur la position de départ des ajustements. En effet, pour de très grandes amplitudes le temps de montée "visible" du signal se limite à moins d'une dizaine de bins, aussi bien pour les voies chaleur que pour les voies ionisation. L'ajustements des signaux par les templates nécessite un alignement qui s'effectue par défaut à la précision de l'échantillonnage, ce qui a un impact négligeable sur la résolution à basse énergie (voir chapitre 4). A haute énergie toutefois, et en particulier pour des signaux saturés, l'effet devient plus important et peut correspondre à une dégradation de la résolution typiquement de plusieurs keV jusqu'à une dizaine de keV. On pourrait envisager de minimiser cet effet en utilisant des templates interpolés décalés d'une fraction de bin, mais nous avons jugé que dans le cadre précis de cette étude, la dégradation de la résolution due à ce phénomène était négligeable par rapport aux autres sources d'incertitudes.

- Enfin, un dernier effet peut provenir du niveau variable de la ligne de base avant filtrage. Si à la position de départ d'un pulse le niveau de la ligne de base n'est pas strictement égal à zéro, alors la relation qui existe entre l'amplitude maximale atteinte et la fraction p de saturation – relation sur laquelle est basée la méthode – est faussée. Le problème est qu'il est difficile d'évaluer le niveau instantané de la ligne de base sans avoir accès aux données brutes avant filtrage. En théorie, l'amplitude maximale atteinte par le signal filtré est corrélée à la fois à la variable [niveau de saturation (fixe) - niveau de la ligne de base] et à la fraction de saturation p. En combinant ces deux informations, il devrait être possible de remonter à une estimation du niveau de la ligne de base au moment du déclenchement de l'événement. Cette étude n'a pas été tentée, toutefois l'observation de la distribution des amplitudes maximales des signaux filtrés permet d'avancer avec un bon niveau de confiance que cet effet n'a qu'une influence faible sur la résolution, de l'ordre de quelques keV tout au plus.

5.2.2.4 Méthodes alternatives

i) Comparaison des aires et des points de croisement

Une autre méthode d'analyse de ces événements saturés a été développée par Alain de Lesquen au CEA Saclay. Elle s'appuie elle-aussi sur la déformation des pulses saturés mais s'intéresse plus particulièrement aux points de croisement avec la ligne de base de chaque oscillation d'amortissement, ainsi qu'aux rapports des aires de chaque "lobe" ainsi défini. Nous n'allons pas ici décrire la méthode en détail car le processus d'étalonnage est assez fastidieux.

Cette méthode donne essentiellement les mêmes résultats et avec une précision comparable. Elle souffre également du problème de mauvaise reconstruction de l'amplitude pour des signaux peu saturés, et n'offre pas de pics mieux définis dans le spectre gamma à haute énergie. Les événements identifiés comme des interactions de particules alpha sont exactement les mêmes avec les deux méthodes.

ii) Déconvolution numérique

Une autre technique encore a été tentée dans le cadre de cette étude, basée sur l'inversion du processus de filtrage. C'est a priori la méthode la plus évidente sur le principe : avant filtrage, l'amplitude maximale des pulses même saturés est aisée à reconstruire par ajustement d'un gabarit sur la partie non-saturée du signal. Le problème est que la nature des filtres utilisés interdit toute inversion simple du procédé de filtrage. Comme on l'a vu au chapitre 3, les filtres numériques utilisés sont de type IIR – à réponse impulsionnelle infinie. Ils utilisent à chaque pas un faible nombre de coefficients mais les appliquent aussi bien à une partie du signal non-filtré qu'au résultat des pas précédents du filtrage. Ceci leur permet d'être efficaces jusqu'aux très basses fréquences. Cependant, ils ne sont pas en théorie inversibles : pour effectuer une déconvolution, il nous faudrait connaître pour chaque échantillon les conditions initiales exactes du filtre, et cette information a été perdue lors de l'enregistrement des données.

Nous avons tout de même tenté d'effectuer une déconvolution numérique approchée,

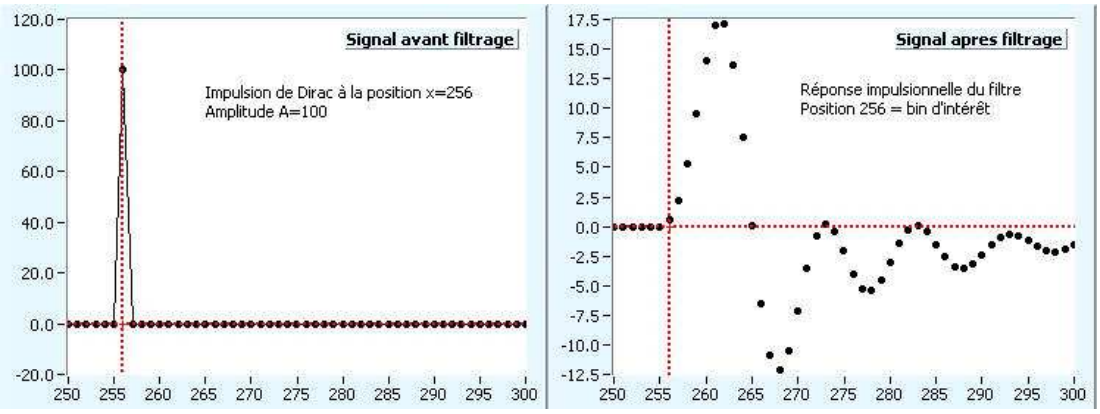

FIG. 5.14 – Réponse du filtre de la voie ionisation garde de bolo2 à une impulsion ponctuelle d'amplitude 100 (u.a.) positionnée sur le bin 256. A gauche l'impulsion, et à droite son image à travers le filtre. Le premier bin non-nul de la réponse correspond à la position 256.

misant sur le fait que le niveau de la ligne de base reste négligeable par rapport à l'amplitude de saturation des signaux. Nous avons d'abord vérifié que la réponse impulsionnelle du filtre était bien linéaire. Pour cela, nous faisons passer à travers le filtre une impulsion (dirac) d'amplitude A, et observons l'amplitude maximale B et la forme de la réponse du filtre. Aucune variation de la forme de la réponse ni aucune déviation de la valeur du rapport A/B n'a été observée, à la limite de la précision du calcul. La figure 5.14 présente la réponse impulsionnelle du filtre utilisé pour la voie ionisation garde de bolo2.

Le procédé est ensuite le suivant :
Nous disposons d'un échantillon de voie filtrée $[F_n]_{n=1..N}$. Pour commencer la déconvolution, nous supposons que les quelques bins qui précèdent le début de l'échantillon à $n = 1$ sont de valeur nulle. C'est là le point crucial de la méthode car cette approximation légitime (dans le sens où les points précédents l'échantillon appartiennent a priori au bruit de ligne de base, et sont donc d'amplitude faible par rapport à l'amplitude de saturation, et de moyenne nulle) contient toute l'erreur que nous allons introduire dans la déconvolution. Le premier bin à $n = 1$ présente une amplitude F_1. Connaissant la réponse impulsionelle du filtre, nous attribuons cette valeur au premier bin non-nul de la réponse du filtre à un dirac d'amplitude S_1. Cela nous fournit donc le premier bin du signal déconvolué. Nous soustrayons ensuite au signal $[F_n]$ l'intégralité de la réponse impulsionnelle à un dirac d'amplitude S_1, alignée sur la position du bin $n = 1$ de l'échantillon. Nous pouvons ensuite répéter l'opération pour le bin $n = 2$, et ainsi de suite jusqu'au bin $n = N$. Le résultat $[S_n]_{n=1..N}$ de l'opération doit correspondre au signal avant filtrage.

En pratique, il s'avère que la reconstruction des pulses est loin d'être parfaite. Bien qu'il soit indéniable que l'on arrive à retrouver des formes de type "plateau" sur chacune

des voies, l'approximation faite sur le niveau de la ligne de base montre rapidement les limites de sa validité. Pour les voies ionisation, on observe une forte composante de bruit à la fois aux très basses fréquences, avec des fluctuations du niveau de la ligne de base reconstruite d'amplitude parfois commensurable à celle du signal lui-même, et aux très hautes fréquences avec un phénomène de battements systématiques sur trois bins (voir figure 5.15, en haut). Il est possible de considérer une valeur moyenne de la ligne de base, ainsi que de moyenner assez facilement l'effet des battements, de façon à retrouver un signal à peu près "propre" et exploitable, mais les incertitudes associées à la détermination de l'amplitude de cette façon se révèlent significativement plus importantes que ce qui est atteint avec la méthode présentée en 5.2.2.1. Les résolutions obtenues sur les voies ionisation sont de l'ordre de 10 % à 1.5 MeV.
Pour les voies chaleur, le signal reconstitué apparaît relativement propre mais il souffre d'un phénomène de divergence numérique d'importance variable qui a pour effet de déformer légèrement et progressivement le signal, rendant par la suite très imprécis l'ajustement linéaire par un gabarit d'événement pour la détermination de l'amplitude (figure 5.15, en bas). Les résolutions typiques atteintes peuvent être estimées de l'ordre de 15 % à 1.5 MeV

Au final, il est tout de même possible d'étalonner approximativement les voies et de produire des Qplots. La population d'alphas s'y détache mais la figure est nettement moins exploitable que fig. 5.10. Il existe sans doute des améliorations possibles à apporter à cette méthode, mais devant les faibles résultats obtenus ici nous avons préféré nous concentrer sur la méthode du paragraphe 5.2.2.1.

5.3 Interprétation

L'ensemble des données à basse et haute énergie contient beaucoup d'informations sur la nature du fond. Certaines composantes, cependant, relèvent de problématiques totalement différentes : ainsi, l'origine de particules alpha observées, dont le parcours moyen est de l'ordre de la dizaine de microns dans la plupart des matériaux proches des détecteurs, est certainement très différente de celle de gammas de plusieurs MeV. Le tableau 5.5 rassemble des valeurs de distances caractéristiques de pénétration pour chaque type de particule susceptible d'appartenir au fond observé dans les données d'Edelweiss, pour différentes énergies. La définition des distances citées diffère cependant d'un type de particule à l'autre, les processus d'interaction étant très différents. Pour les gammas, nous avons porté l'épaisseur de matériau telle que la probabilité de transmission du gamma soit égale à 10 % (résultats issus de la lecture d'abaques de transmission pour chaque élément). Pour les électrons, nous avons porté la profondeur maximale atteinte à laquelle un électron sous incidence normale a déposé 90 % de son énergie (résultats issus de simulations utilisant le code CASINO [1]). Pour les alphas et les noyaux de polonium, nous avons porté la valeur moyenne de pénétration indiquée par le code de simulation SRIM [2].

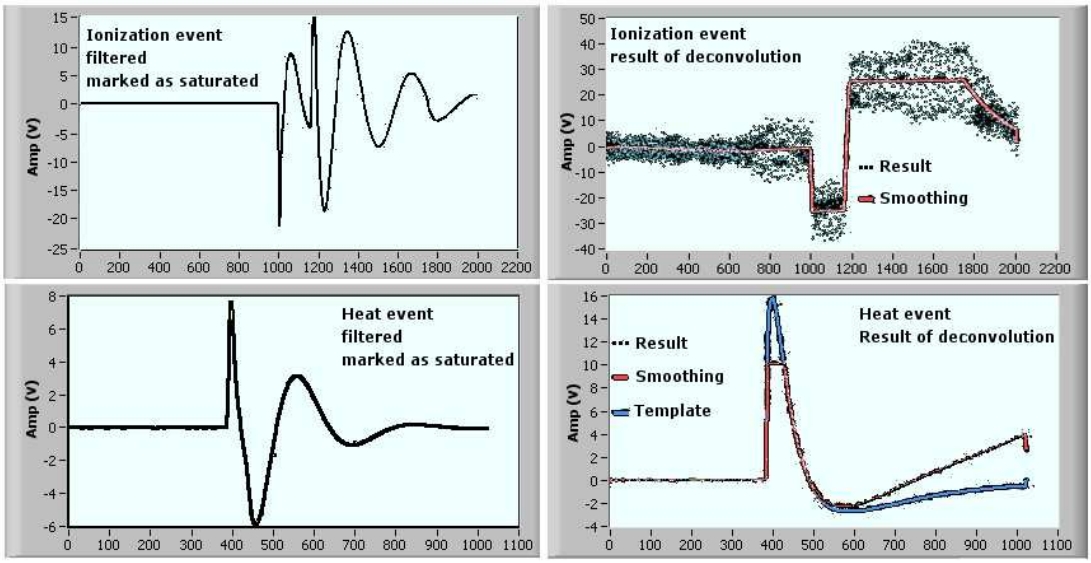

FIG. 5.15 – Exemples de résultats de l'opération de déconvolution numérique. Les abscisses sont en nombre de bins. Figures du haut : A gauche, signal réel enregistré dans les données Edelweiss sur la voie ionisation de bolo2, marqué par la pré-analyse comme potentiellement saturé. A droite, résultat de la déconvolution (points noirs) et moyenne glissante sur trois bins de la distribution (ligne rouge). Figures du bas : même chose pour un événement de la voie chaleur. A gauche, signal enregistré dans les données. A droite, résultats de la déconvolution et de la moyenne glissante (noir et rouge, superposés) et comparaison avec le gabarit d'événement attendu (en bleu). On voit que la dégradation de la forme du signal reconstruit s'accroît au fur et à mesure du calcul.

Particule	Energie	Cu	Ge	Pb
Gamma	10 keV	9 μm	170 μm	18 μm
	100 keV	6 mm	8 mm	400 μm
	1 MeV	40 mm	80 mm	30 mm
Electron	10 keV	200 nm	350 nm	
	100 keV	11 μm	20 μm	
	1 MeV	340 μm	700 μm	
Alpha	5.3 MeV	11 μm	19 μm	15 μm
Polonium	100 keV	40 nm	68 nm	

TAB. 5.5 – Profondeurs de pénétration typiques de différentes particules pertinentes pour l'interprétation du fond d'Edelweiss-I, dans le cuivre, le germanium et le plomb. Se reporter au texte pour la définition des distances pour chaque type de particule. La valeur insolite de 170 μm pour un gamma de 10 keV dans le germanium est due à la présence d'une discontinuité dans les abaques de transmission à cet endroit.

Dans la suite, nous allons donc séparer l'étude du fond continu dominant de gammas (paragraphe 5.3.1), de l'étude des fonds liés aux particules faiblement pénétrantes que sont les alphas, les noyaux lourds et les électrons (paragraphe 5.3.2). Nous terminerons en donnant l'état des études menées au sein de la collaboration sur la contribution du fond de neutrons.

5.3.1 Fond gamma

Les spectres gamma obtenus indiquent la présence d'un certain nombre d'éléments radioactifs à l'intérieur du dispositif expérimental. En particulier, on relève :

- Des traces de ^{57}Co. Etant donné la période de décroissance radioactive de cet isotope de 271 jours, on attribue cette contamination à une pollution accidentelle liée aux sources d'étalonnage cryogéniques.

- Des traces de ^{60}Co. Notons que ^{60}Co est formé dans le cuivre par activation par les rayons cosmiques à la surface de la terre, où une concentration d'équilibre de $\sim$1 mBq/kg est atteinte. Une fois sous terre au laboratoire, l'activation cesse et la concentration décroit. La période de décroissance radioactive de l'isotope etant d'environ 5.3 ans, les éléments en cuivre d'Edelweiss possèdent *a priori* une concentration non-négligeable en ^{60}Co.

- Des traces de ^{40}K

- Des traces d'éléments appartenant aux chaines de décroissance radioactives de l'uranium et du thorium

Sur ce dernier point en particulier, la contribution de ^{210}Pb et de ses descendants est soulignée par l'observations d'alphas de 5.3 MeV. La problématique est cependant sensiblement différente pour ces particules très peu pénétrantes par rapport à des gammas de plusieurs centaines de keV ou plusieurs MeV, aussi traiterons-nous de ce point plus en détail au paragraphe 5.3.2.

La source la plus probable de ces gammas se situe à l'intérieur du chateau de plomb, sous la forme d'impuretés radioactives dans différents matériaux de l'expérience. Une liste de candidats peut être dressée :

- Le cuivre du blindage, représentant environ une tonne de matériau. Le cuivre peut contenir des impuretés en uranium et thorium, ainsi que des traces de cobalt 60.

- Le cuivre des éléments du cryostat (dilution, écrans thermiques).

- Le cuivre des supports et des capots des bolomètres, représentant une masse nettement plus faible, mais situé à proximité immédiate des détecteurs.

- Les ressorts en cuivre CuB1 maintenant les détecteurs en place. La masse concernée est très faible, mais ce cuivre est susceptible d'être relativement "sale" radioactivement.

- Les cales en teflon servant également à maintenir les détecteurs en place, peuvent contenir des impuretés en uranium/thorium, ainsi qu'une quantité non-négligeable de potassium.

- Les blindages de plomb archéologique à l'intérieur du cryostat sont potentiellement contaminés par des éléments des chaines de l'uranium et du thorium.

- Les gaines des cables électriques descendant jusqu'au niveau des détecteurs contiennent a priori une quantité non-négligeable de potassium.

- L'atmosphère d'azote entourant le cryostat, à l'intérieur du blindage de cuivre, peut contenir des traces de radon, qui appartient aux chaines de l'uranium et du thorium.

5.3.1.1 Mesures de radioactivité d'échantillons

Lors de la fabrication des différents éléments constitutifs de l'expérience, tous les matériaux ont été sélectionnés pour leur pureté radioactive avec des degrés divers d'attention. Ainsi, le cuivre des capots et des supports des détecteurs a été très soigneusement testé. En revanche la tonne de cuivre du blindage externe, si elle a effectivement été sélectionnée dans un lot de pureté correcte, n'a pas fait l'objet de tests poussés avant son installation en raison de l'absence d'équipement approprié à ce moment-là.
Après coup, il s'est avéré qu'une partie importante du fond gamma était susceptible de provenir des impuretés contenues dans ce cuivre. Des mesures ont donc été effectuées par G. Nollez et C. Goldbach sur des échantillons à l'aide du détecteur en germanium "Gentiane" au LSM. Elles ont fourni des valeurs de 0.25±0.06 ppb[3] en uranium et 0.44±0.27 ppb en thorium. Les importantes barres d'erreur sont liées aux très faibles taux de comptage correspondant à ces valeurs, mais il s'agit néanmoins d'une détection.

De manière similaire, un certain nombre de matériaux provenant d'éléments constitutifs de l'expérience ont ainsi été testés, comme par exemple les ressorts en cuivre CuB1, le téflon des cales des détecteurs, les gaines des cables AXON descendant vers les détecteurs, et le blindage de plomb archéologique à l'intérieur du cryostat. Tous les résultats sont résumés dans le tableau 5.6, présentés sous forme de limites supérieures à 90 % de niveau de confiance dans les cas où la mesure directe s'est avérée impossible pour cause de taux de comptage trop faible. Notons cependant qu'un certain nombre d'éléments n'ont à ce jour pas été testés, comme par exemple le cuivre composant le cryostat, le plomb du chateau externe, ou encore les senseurs NTD.

[3] 1 ppb = 1 partie par milliard = 10^{-9} g/g

	U (ppb)	Th (ppb)	^{40}K (mBq/kg)	^{60}Co (mBq/kg)	^{210}Pb (mBq/kg)
Cu chateau	0.25 ± 0.06	0.44 ± 0.27	< 15	< 0.6	300 ± 150
Cu supports	< 0.1	< 0.1		< 1.0	
Ressort CuB1	< 0.6	< 1.7	40 ± 30		260 ± 130
Plomb archéo	< 0.022	< 0.032	< 1.3		< 200
Téflon	< 0.2	< 0.5	80 ± 30	5 ± 2	40 ± 20
Gaine AXON			1400 ± 1000		

TAB. 5.6 – Valeurs des activités radioactives mesurées pour les matériaux utilisés dans Edelweiss-I, ou limites supérieures à 90 % de niveau de confiance sur ces activités le cas échéant.

5.3.1.2 Simulation du fond

Partant des activités mesurées, des simulations du fond gamma ont été effectuées pour essayer de retrouver les caractéristiques présentes dans les données enregistrées. Ce travail a été mené par G. Nollez à l'IAP [3] à l'aide du code GEANT-3 [4], et nous en donnons ici les principaux résultats :

i) Cuivre du blindage

Les activités mesurées sont respectivement de 0.25 ppb (± 25 %) en uranium, 0.44 ppb (± 60 %) en thorium, $< 5.7\ 10^{-5}$ ppm en ^{40}K et < 0.6 mBq/kg en ^{60}Co. La simulation des taux de contamination en U/Th reproduit à elle seule une grande partie du spectre de fond expérimental, comme le montre la figure 5.16. En particulier, le taux observé dans la raie du thallium à 2.614 MeV, nettement détachée du fond continu, est compatible avec les résultats de la simulation.

L'activité maximum de ^{40}K à 90 % de niveau de confiance dans ce même cuivre est de 15 mBq/kg, soit encore $5.7\ 10^{-5}$ ppm. Il s'agit *a priori* d'une valeur très pessimiste de l'activité réelle. La simulation de cette activité conduit à un taux dans la raie observée à 1460 keV inférieur à 3.5±0.7 coups/kg/jour, soit finalement de l'ordre de grandeur du taux expérimental.

ii) Cuivre proche

Seuls les éléments en cuivre les plus récemment amenés en site souterrain sont susceptibles de contenir une contamination notable en ^{60}Co, en raison de sa durée de vie d'un peu plus de 5 ans. Il se trouve que ces éléments sont également ceux situés le plus près des détecteurs : capots et supports, "champignon" porte-connecteur, et écran à 20 mK. Le taux n'a pas été mesuré (car il est extrèmement faible), mais il est raisonnable de supposer que ce cuivre possède une activité en ^{60}Co de l'ordre de la concentration d'équilibre à 1 mBq/kg ±50 %.

La simulation fournit des taux dans les raies à 1173 et 1333 keV sensiblement équivalents dans les trois détecteurs, avec toutefois un léger surplus d'environ 20 % dans bolo2, qui est le détecteur situé au milieu de la pile et voit donc un peu plus de cuivre que les deux

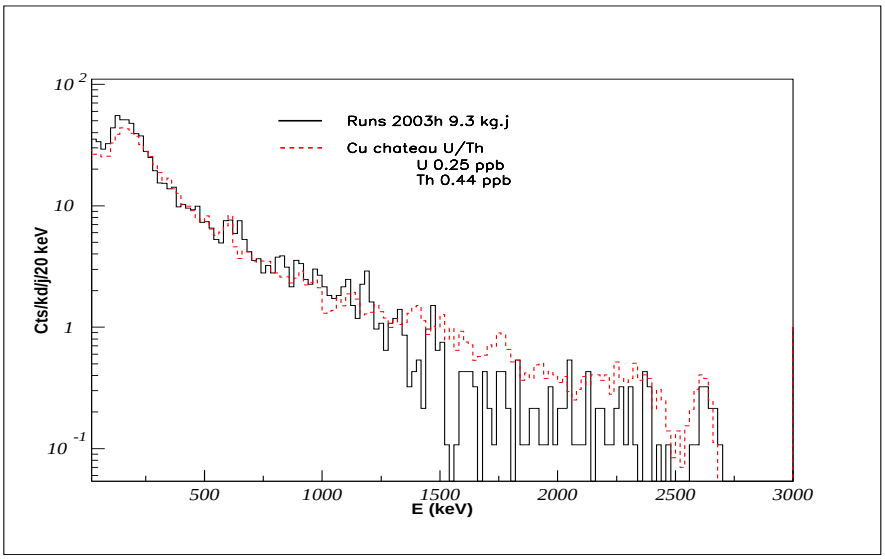

FIG. 5.16 – Résultats de la simulation d'une contamination de 0.25 ppb en U et 0.44 ppb en Th dans le cuivre du blindage. Le spectre des gammas enregistrés dans les détecteurs est comparé au spectre expérimental des données 2003h. La forme générale du spectre est bien reproduite, sauf en dessous de 200 keV, où des contributions supplémentaires ou des variations de la géométrie des contaminations doivent peut-être être prises en compte.

autres. Les taux simulés sont de l'ordre de 1.2 à 1.5 coups/kg/jour dans les deux raies, à 50 % près. Cette valeur est compatible avec les observations du tableau 5.4.
La contamination en U/Th n'a pas pu être mesurée pour ce cuivre car trop faible, mais nous disposons néanmoins d'une limite supérieure de 0.1 ppb en uranium et en thorium. Une simulation avec ces activités fournit des taux difficilement compatibles avec les données expérimentales (tab. 5.7). Certaines valeurs, en particulier pour la raie à 352 keV de ^{214}Pb invisible dans les données, suggèrent que l'activité en U/Th a été surestimée. De surcroît, le rapport des intensités des raies d'un même nuclide comme le ^{208}Tl ne correspond pas aux observations : la simulation fournit $\frac{A(2614\ keV)}{A(583\ keV)} \approx 0.31 \pm 0.04$ alors que les données exhibent plutôt un rapport de ∼0.8. Nous en concluons que la contamination en U/Th des éléments de cuivre proches ne contribue pas de façon dominante aux taux observés dans les spectres expérimentaux. Ce résultat est en accord avec les conclusions du paragraphe *i)* précédent.

iii) Radon

L'atmosphère du laboratoire possède une activité en radon moyenne mesurée entre 5 et 10 Bq/m^3. A l'intérieur du blindage de cuivre, nous faisons circuler de l'azote pour éviter l'accumulation de radon. Bien que le taux de radon à l'intérieur du château n'ait pas été mesuré, il semble donc raisonnable de considérer une activité inférieure à 10 Bq/m^3. La simulation du fond gamma dans les détecteurs dû à une telle contamination a été effectuée, et fournit des taux dans les raies suceptibles d'expliquer à eux seuls les taux

Origine	Energie raie (keV)	Taux (coups/kg/j)
^{210}Pb	46.5	$< (6.8 \pm 0.7)\ 10^{-2}$
^{212}Pb	239	$< 1.78 \pm 0.05$
^{214}Pb	352	$< 3.0 \pm 0.07$
^{208}Tl	583	$< 0.45 \pm 0.02$
^{214}Bi	609	$< 1.78 \pm 0.05$
^{214}Bi	1120	$< 0.52 \pm 0.03$
^{214}Bi	1765	$< 0.32 \pm 0.02$
^{208}Tl	2614	$< 0.14 \pm 0.015$

TAB. 5.7 – Résultats de la simulation d'une activité de 0.1 ppb en U/Th dans les éléments de cuivre "proche". Les taux indiqués correspondent aux taux mesurés sur le spectre simulé après introduction d'un facteur de résolution. Les incertitudes sont les erreurs statistiques à 1σ.

observés, alors que la contribution au fond continu est un ordre de grandeur en dessous des données. En admettant que la plus grande partie du fond continu provient de la contamination en U/Th dans le cuivre du blindage (paragraphe *i*), il apparaît clairement que l'activité en radon dans l'enceinte du chateau doit être inférieure à 10 Bq/m^3, d'un facteur au moins 4, ce qui est assez rassurant vis à vis de la pertinence de la circulation d'azote. En tout état de cause, on ne s'attend pas à ce que le radon dans l'enceinte soit à l'origine d'une part importante du fond.

iv) Autres hypothèses

Un certain nombres de pistes ont encore été explorées, principalement concernant des éléments représentant de faible masses mais situés très près des détecteurs.
Ainsi, la contribution au taux observé dans la raie à 1460 keV du ^{40}K des gaines des cables AXON, ainsi que des cales en teflon et des ressorts en cuivre CuB1 a été envisagée. Compte tenu des activités mesurées et des masses concernées, il apparaît impossible que ces éléments représentent une part non-négligeable du taux d'interactions observé. Nous n'avons donc pas d'interprétation satisfaisante du taux observé de ^{40}K autre qu'une concentration proche de la limite haute dans le cuivre du blindage.

De la même façon, le taux observé dans la raie à 46.5 keV de ^{210}Pb est relativement élevé par rapport aux prédictions des simulations avec les composantes prises en compte jusqu'ici, notamment dans le volume fiduciel. L'activité de ^{210}Pb dans le teflon des cales ainsi que des ressorts CuB1 a été mesurée respectivement à 40 $\pm$ 20 mBq/kg et 260 $\pm$ 130 mBq/kg dans ces deux matériaux. La géométrie des détecteurs et les faibles masses mises en jeu conduisent à des taux dans la raie à 46.5 keV respectivement pour le teflon et le cuivre CuB1 de 1.5 10^{-4} et 3.5 10^{-4} /kg/j dans le volume fiduciel, et dans le volume latéral 0.7 et 0.7 /kg/j. Les incertitudes sur ces valeurs sont de 50 %, mais nous avons beaucoup de mal à expliquer ainsi le taux observé dans le volume fiduciel, de l'ordre de 1 /kg/j. D'autres scénarios sont actuellement à l'étude, notamment en considérant une pollution de surface en ^{210}Pb de tout le cuivre des capots

et des supports.

5.3.2 Pollution de surface en ^{210}Pb

Un certain nombre d'indices pointent vers une pollution de surface en ^{210}Pb des éléments les plus proches des détecteurs, voire de la surface des détecteurs eux-mêmes. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons présenter l'état de notre interprétation, mais il peut être opportun de garder en mémoire la structure de la chaîne de décroissance radioactive de cet isotope du plomb (figure 5.18). ^{210}Pb fait partie de la chaîne de ^{238}U, qui contient également l'isotope du radon ^{222}Rn. Dans les conditions normales de température et de pression, le radon est un gaz qui se propage dans l'air. La période de demi-vie de l'isotope 222 est de plus de trois jours, ce qui est assez long pour que le radon soit présent à peu près partout. Dans le laboratoire souterrain de Modane, l'activité radioactive due au radon a été mesurée à environ 10 Bq/m^3. En se désintégrant, le ^{222}Rn donne une particule alpha de 6.0 MeV et un noyau de ^{218}Po, dont l'énergie par conservation de la quantité de mouvement est $\sim$100 keV. Il est alors possible que ce noyau de polonium vienne s'implanter à la surface d'un matériau, à une profondeur dépendant de l'angle d'incidence et de la nature du matériau. Pour le cuivre par exemple, sous incidence normale le noyau pénètre de $\sim$40 nm avant d'être stoppé, et de $\sim$68 nm dans le germanium [2].
Le ^{210}Pb représente un palier dans la chaîne de décroissance en raison de sa période de demi-vie d'un peu plus de 22 ans, qui en fait un élément stable aux échelles de temps de l'expérience : si une contamination par le radon a eu lieu au cours de la fabrication des détecteurs, on peut considérer que lors des prises de données elle se résume à une contamination en ^{210}Pb, en équilibre radioactif avec ses descendants. La désintégration de ^{210}Pb donne naissance à ^{210}Bi et à un électron d'énergie maximale 61 keV, ainsi qu'éventuellement à un photon de 46.5 keV avec un rapport de branchement de 4 %. La désintégration de ^{210}Bi produit ^{210}Po et un électron d'énergie maximale 1.16 MeV. La désintégration de ^{210}Po, enfin, donne ^{206}Pb (stable) ainsi qu'un alpha de 5.3 MeV.

5.3.2.1 Population d'événements alpha

L'observation claire d'une population d'interactions dues à des alphas de 5.3 MeV est le signe d'une pollution en ^{210}Pb. De surcroît, le fait que l'on observe un pic net centré sur 5.3 MeV en énergie et 0.3 en quenching, signifie que ces alphas n'ont que deux origines possibles : les détecteurs eux-mêmes, ou la surface du cuivre directement en regard – le terme "surface" désignant ici une épaisseur de l'ordre du micron.
En effet, si la contamination est localisée au niveau des détecteurs (absorbeur ou électrodes), on s'attend à collecter l'intégralité de l'énergie de l'alpha en voie chaleur, indépendamment du caractère de surface ou non de la contamination. Des études dans les années 50 en particulier par McKay [5] ont montré que l'efficacité de création de charges dans le germanium par des particules alpha était sensiblement identique à celle de gammas. En revanche, ces expériences ont été effectués à température ambiante et sous des

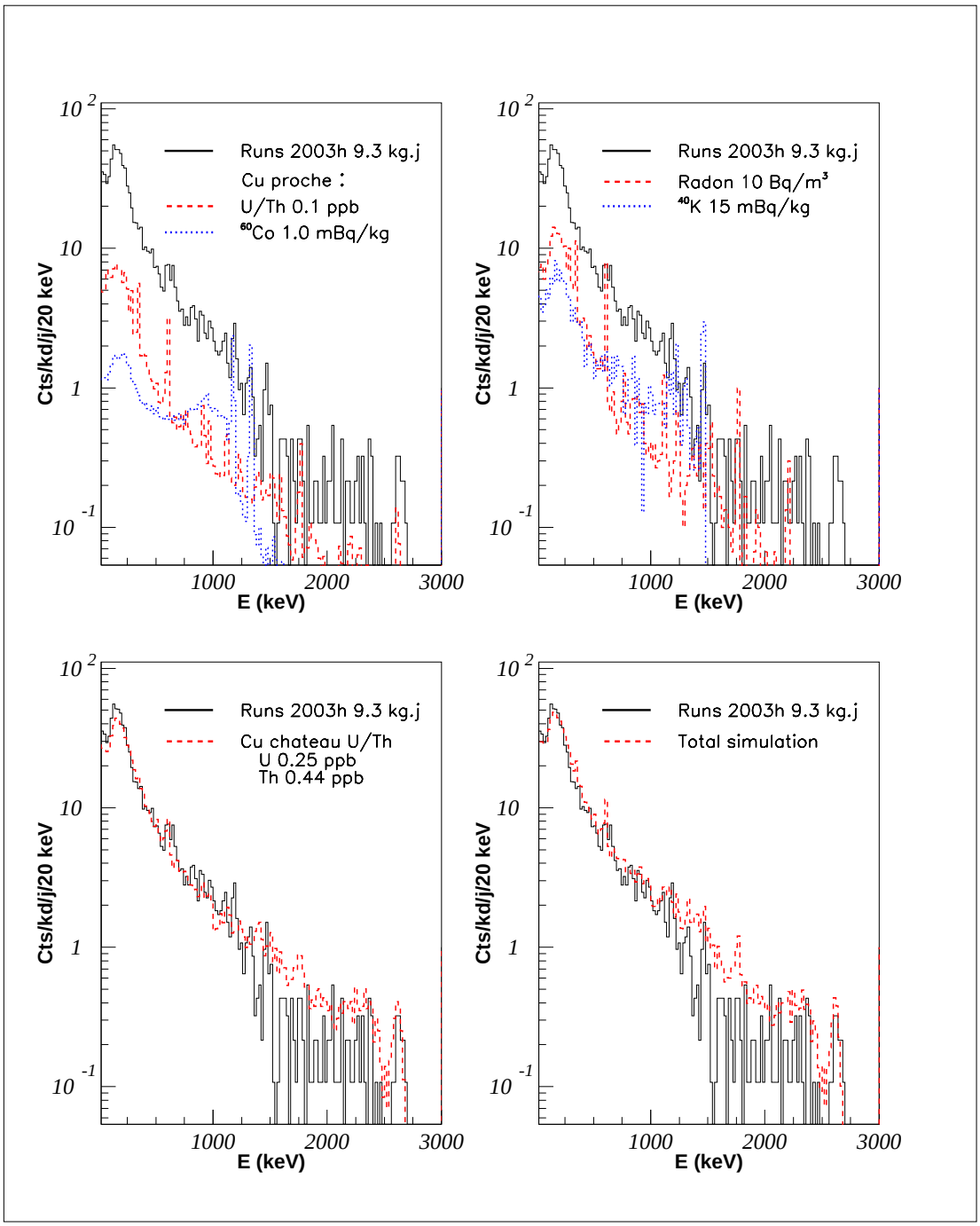

FIG. 5.17 – Résultats des simulation du fond gamma effectuées sous GEANT-3, comparés aux données des runs "2003h" (trait plein). Sont prises en compte respectivement les contributions suivantes : 1) En haut à gauche, contamination en U/Th à sa vaeur limite supérieure, et ^{60}Co à sa valeur d'équilibre, des éléments de cuivre proches. 2) En haut à droite, contamination de l'enceinte par le radon, et du blindage de cuivre par le ^{40}K, également à leur valeurs limites supérieures. 3) En bas à gauche, contamination en U et Th du blindage de cuivre à leur valeurs moyennes. 4) En bas à droite, meilleur ajustement de toutes ces contributions, correspondant à 90 % de 3), 50 % de 1) et 25 % de 2). Toutes ces contributions sont comprises dans les barres d'erreur qui leur sont associées.

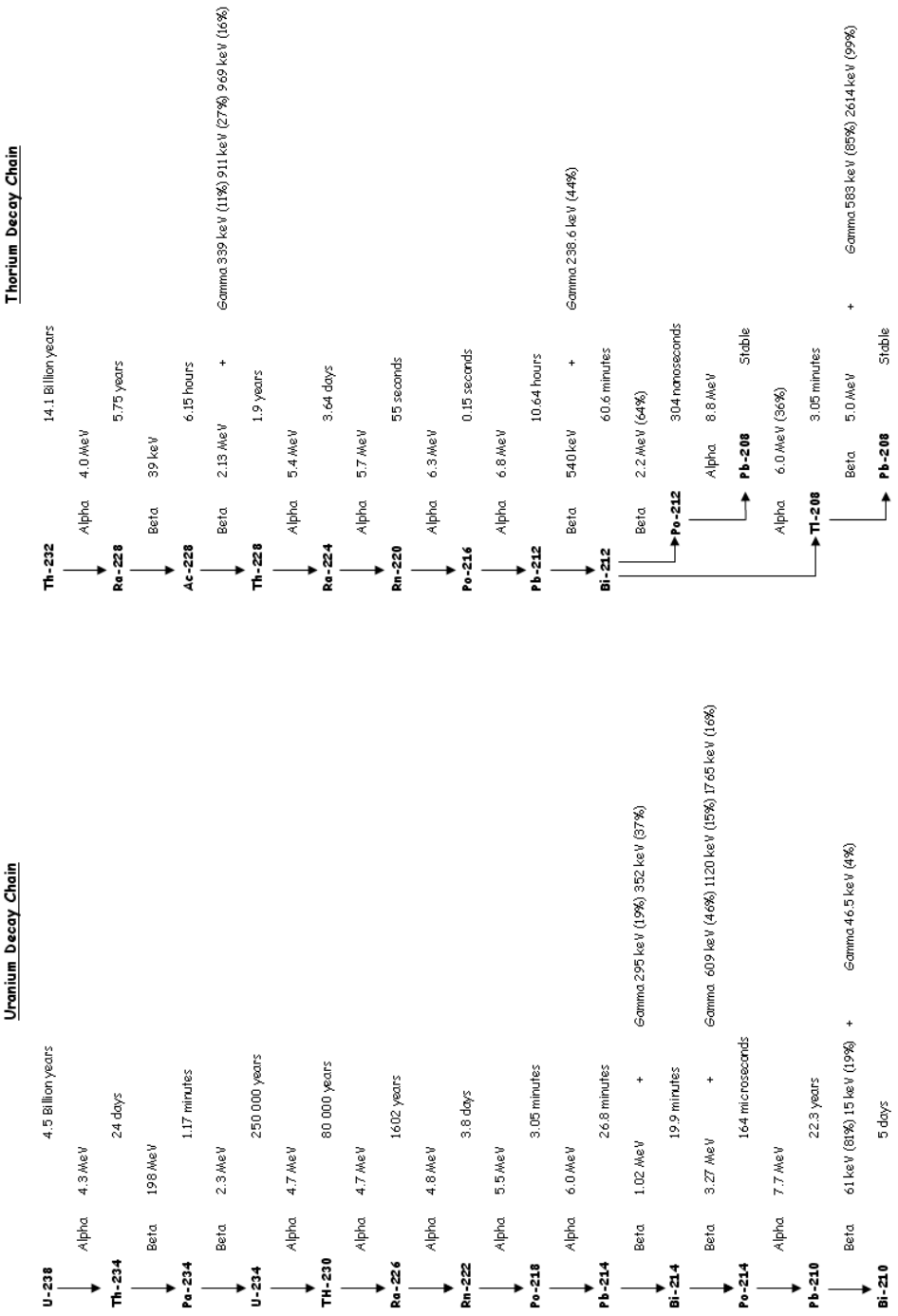

FIG. 5.18 – Chaines de décroissance radioactive de l'uranium et du thorium. N'ont été portés sur la figures que les produits de désintégration alpha, gamma et beta les plus significatifs pour la problématique d'Edelweiss.

champs de collecte de plusieurs milliers de Volt/cm^2. Il est raisonnable d'envisager qu'à faible polarisation, en raison de la nature particulière de l'interaction d'une particule alpha dans le germanium et en particulier de la forte densité de charges créées, on puisse assister à un phénomène de recombinaison systématique des paires de porteurs avant que la collecte soit achevée. Ceci expliquerait la valeur remarquablement constante de $Q \sim 0.3$ que l'on observe dans nos données pour ces événements alpha.
Si la contamination est localisée au niveau du cuivre des capots et supports de détecteur, les conclusions sont différentes. Avec une pollution en volume du cuivre, on s'attendrait à observer un spectre continu en énergie avec un maximum à 5.3 MeV, les alphas perdant une partie de leur énergie dans le cuivre avant de venir interagir dans le détecteur. La seule interprétation satisfaisante est donc une contamination de surface, sur une épaisseur négligeable devant le parcours moyen des alphas dans le cuivre soit $\sim$11 microns.
Notons cependant que la population à $Q \sim 0.3$ présente une queue vers les basses énergies, plus sensible dans le volume latéral que dans le volume fiduciel. Si la contamination est localisée dans le germanium, nous avons du mal à expliquer ce résultat. En revanche, si nous introduisons une contamination de volume du cuivre, en plus de la contamination de surface, le phénomène peut être reproduit.

Les taux observés sont de l'ordre de 5 /kg/j en moyenne dans le volume fiduciel, et 3 à 4 fois plus dans le volume latéral. On note cependant une différence dans les taux enregistrés dans chaque détecteur, bolo1 voyant plus d'alphas que bolo2, lui-même en voyant plus que bolo3 (voir tableau 5.3). Etant donné la faible profondeur de pénétration des alphas, il semble plus judicieux d'exprimer ces taux en termes de flux rapportés aux surfaces des électrodes, ce que fournit également le tableau 5.3. Le rapport des flux effectifs entre électrode centre et électrode garde est alors de 2 à 3 en faveur de la garde.

5.3.2.2 Population de reculs lourds

Une pollution de la surface des détecteurs ou une pollution de la surface du cuivre n'a pas tout à fait les mêmes implications. Dans le deux cas, l'origine la plus probable de la contamination est l'exposition au radon. L'alpha de 5.3 MeV provient de la désintégration de ^{210}Po, implanté à quelques centaines de nm sous la surface. En même temps que cet alpha est émis un noyau de ^{206}Pb avec une énergie de l'ordre de 100 keV.

Si la pollution est localisée à la surface des détecteurs, et en supposant que la direction d'émission de l'alpha et du noyau de plomb est aléatoire, alors on s'attend à observer autant de dépôts d'énergie dus aux alphas qu'aux noyaux de plomb. En pratique, si le ^{210}Pb est implanté à quelques dizaines de nm de la surface, cela le place à l'intérieur de l'électrode d'aluminium. Le noyau de ^{206}Pb ne peut parcourir plus de quelques dizaines de nm lui-même dans l'électrode et le germanium, ce qui signifie qu'il déposera toute son énergie à l'intérieur de la "couche morte" que représente pour la voie ionisation l'ensemble électrode d'aluminium ($\sim$70 à 100 nm)+ couche de germanium amorphe ($\sim$70 à 100 nm). On s'attend par contre à récupérer la grande majorité

de l'énergie déposée sous forme de chaleur (voire la totalité si les effets de piégeage ou de rugosité sont négligeables). Si la pollution est localisée à la surface des détecteurs, on s'attend donc à observer une population d'événements présentant un signal sur la voie chaleur de l'ordre de 100 keV, et un signal nul sur la voie ionisation.
Si la pollution est localisée sur le cuivre des supports et des capots, en revanche, les noyaux de ^{206}Pb doivent traverser une épaisseur de cuivre correspondant à la profondeur d'implantation avant de venir interagir dans le détecteur. Ce processus est susceptible de leur faire perdre une partie non-négligeable de leur énergie dans le cuivre, et on s'attend à observer une population d'événements présentant une ionisation nulle, et une amplitude en voie chaleur inférieure à 100 keV.

Nous avons donc cherché à isoler cette population. Les événements présentant une voie chaleur non-nulle et une voie ionisation nulle peuvent se classer en trois catégories :

- Les événements "NTD", issus de la radioactivité interne du senseur thermique

- Les événements de bruit, liés principalement à de la microphonie dans le cryostat

- Les événements non-attribuables à l'une des deux catégories précédentes.

C'est dans la troisième option que l'on va chercher une population de reculs lourds. Pour les différencier, nous disposons d'un critère de sélection qui a déjà été utilisé dans l'analyse des données au chapitre 4 : le paramètre de χ^2, ou plus exactement la comparaison des paramètres de χ^2 issus des ajustements de la voie chaleur par le template "normal" et le template "événement NTD". La figure 5.19 présente la distribution du χ^2 "normal" en fonction du χ^2 "NTD", pour les événements du run "2003p" dont l'ionisation est nulle (c'est à dire inférieure à 3 keV). On y distingue nettement trois populations identifiables aux trois cas évoqués précédemment : La branche pour laquelle $\chi^2_{NORMAL} > \chi^2_{NTD}$ correspond aux événements "NTD". La branche pour laquelle $\chi^2_{NORMAL} \approx \chi^2_{NTD}$ correspond au bruit microphonique : les deux ajustements donnent des résultats aussi mauvais l'un que l'autre car la forme du signal est simplement erratique. La dernière population, enfin, correspond à celle que l'on recherche. Les coupures effectuées correspondent à :

- NTD : $1.2 \cdot \chi^2_{NTD} < \chi^2_{NORMAL}$

- Signal : $1.3 \cdot \chi^2_{NORMAL} < \chi^2_{NTD}$

On s'intéresse ensuite à la distribution des amplitudes des événements sélectionnés, ce qu'illustre la figure 5.20. On y observe le même comportement dans chacun des trois détecteurs, à savoir un profil comportant apparemment deux composantes : une composante basse énergie avec un front très raide, vraisemblablement liée à la mauvaise discrimination du bruit de fond, et une composante à peu près plate en dessous de 100 keV. La séparation entre les deux composantes n'est pas évidente et dépend du

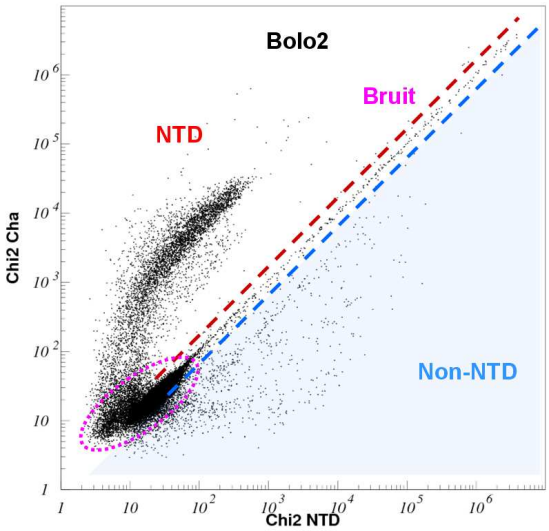

FIG. 5.19 – Distribution du χ^2 "normal" en fonction du χ^2 "NTD", pour les événements enregistrés sur bolo2 au cours du run "2003p" et dont l'ionisation est inférieure à 3 keV. Les trois populations mentionnées dans le texte apparaissent clairement et sont efficacement séparées au dessus d'environ 10 à 20 keV (en fonction du détecteur) par une simple coupure sur le rapport $\chi^2_{NORMAL}/\chi^2_{NTD}$

détecteur considéré. Bolo1, en particulier, semble être sensible à la composante liée au bruit jusque vers environ 40 keV, alors que cette limite est plutôt de 20 keV dans les deux autres détecteurs. Dans tous les cas néanmoins, on n'observe pas de pic aux alentours de 100 keV. Si le raisonnement présenté plus haut est correct, cela signifie que la contamination est très majoritairement localisée sur la surface du cuivre, et très peu voire pas du tout sur les détecteurs[4].

Il est difficile d'extraire des taux pour cette population en raison du caractère dominant du bruit à basse amplitude. Nous avons pris le parti de compter le nombre de coups enregistrés dans la gamme d'énergie où les profils sont à peu près plats, et d'extrapoler ce résultat linéairement jusqu'à 0 keV. On obtient les chiffres suivants, à comparer avec les valeurs du tableau 5.3 :

Bolo1 (0 - 100 keV) : 8.7 ± 1.2 /kg/j

Bolo2 (0 - 100 keV) : 6.4 ± 1.1 /kg/j

Bolo3 (0 - 100 keV) : 5.4 ± 0.8 /kg/j

Notons que ces valeurs concernent le volume total des détecteurs, l'absence d'ionisa-

[4]La collaboration CDMS a récemment publié une ré-analyse d'une partie de ses données [6], dans laquelle le même type d'événements sans ionisation est discuté et attribué à des reculs de noyaux lourds issus d'une contamination de surface des détecteurs. A l'heure actuelle, cependant, nous ne comprenons pas quel mécanisme peut expliquer que l'on n'observe pas de pic à 100 keV si tel est le cas.

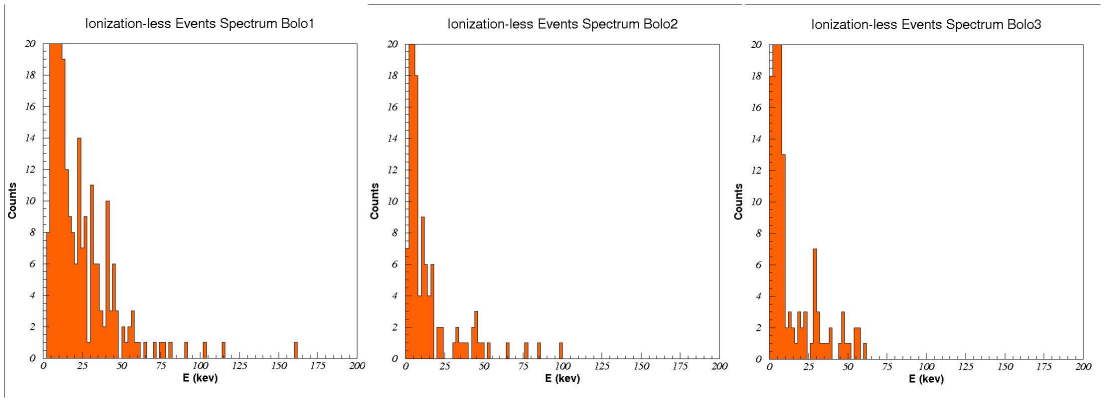

FIG. 5.20 – Distribution des amplitudes (en keV) pour la population d'événements sans ionisation non-compatibles avec des événements "NTD" ou avec des événements liés à la microphonie, pour chacun des détecteurs séparément.

tion empêchant toute différenciation entre un événement "centre" et un événement "garde". Etant donné le principe de la méthode, elles sont sans doute également entachées d'une incertitude systématique non-négligeable que l'on estime de l'ordre de 20 à 50 %. Néanmoins, nous pouvons remarquer deux choses : premièrement l'ordre de grandeur de ces taux est celui des interactions d'alphas observées ; deuxièmement, on retrouve la progression bolo1 > bolo2 > bolo3 qui existe pour les alphas. Ces deux indices nous confortent dans l'idée que les deux populations sont liées, et que nous observons effectivement des reculs de noyaux lourds issus du cuivre en face des détecteurs.

5.3.2.3 Population d'événements "intermédiaires"

Dans la chaîne de décroissance radioactive du ^{210}Pb figurent deux désintégrations beta-. La désintégration de ^{210}Pb en ^{210}Bi est associée à deux spectres beta, l'un présentant un maximum d'énergie à 61 keV avec un rapport de branchement de 81 %, l'autre présentant un maximum à 15 keV avec un rapport de branchement de 19 %. Dans le second cas, l'émission beta peut être accompagnée d'électrons de conversion ou de photons, dont le plus notable est un gamma de 46.5 keV avec une probabilité globale d'émission de 4 %. La désintégration de ^{210}Bi en ^{210}Po est associée à un unique spectre beta avec une énergie maximum à 1.16 MeV.
Si nous voyons les produits de la désintégration de ^{210}Po, alors nous nous attendons à voir également les produits des désintégrations précédentes avec la même activité, dans l'hypothèse de l'équilibre radioactif.[5] Dans le germanium, un électron de 100 keV a déposé 90 % de son énergie dans une épaisseur maximale de 20 μm. Cette valeur est de ~700 μm pour un électron de 1 MeV, et moins de 0.5 μm pour un électron de 10 keV [1]. Si les beta proviennent d'une contamination dans le cuivre à une profondeur

[5]Cette hypothèse est totalement justifiée jusque'au ^{210}Pb en raison des temps de vie des nuclides concernés (fig 5.18).

de l'ordre de la centaine de nanomètres, alors ils ne déposent quasiment pas d'énergie dans le cuivre avant de venir interagir dans les détecteurs (au moins pour des énergies supérieures à 10 keV).

L'ensemble [électrode d'aluminium + couche de germanium amorphe] constitue une "zone morte" pour la mesure de l'ionisation : les charges créées par une interaction et situées dans ce volume à la fin de la phase d'expansion ne participent pas au signal ionisation. En théorie, l'épaisseur effective de la zone morte dépend des conditions expérimentales et notamment de la valeur de la tension de collecte. Malheureusement, nous ne disposons pas de données précises sur ce point dans le cas particulier de nos détecteurs. Un profil d'efficacité de collection de charge en fonction de la profondeur d'interaction a été réalisé à partir de résultats expérimentaux et de simulations par la collaboration CDMS pour leur propres détecteurs en germanium (fig.13 de [6], issue des travaux de [7]), mais la géométrie de ces détecteurs reste nettement différente de celle d'Edelweiss et nous ne pensons pas qu'il soit légitime d'appliquer directement ces résultats à notre cas. Cela dit, l'ordre de grandeur de quelques microns à la dizaine de microns pour la profondeur maximale d'interaction à laquelle le phénomène de perte de charge est sensible, apparaît comme une première approximation raisonnable.

Ainsi, les électrons d'énergie typiquement inférieure à une centaine de keV sont fortement suceptibles de conduire à des événements présentant une collecte incomplète de la charge. Sur un Q-plot, ces événements vont se retrouver en dessous de la bande gamma, à des valeurs de Q d'autant plus basses que la collecte des charges est incomplète. Les données des runs de fond "2003p" (figure 4.30) présentent effectivement une population intermédiaire, située entre la bande de reculs électroniques et la bande de reculs nucléaires. Nous avons donc cherché à vérifier s'il était possible d'identifier cette population à des betas issus de la chaîne de ^{210}Pb.
La première étape consiste à isoler cette population "intermédiaire", ou du moins un échantillon représentatif. Dans cette optique, nous utilisons des données de calibration acquises en présence d'une source de ^{137}Cs, qui fournit un grand nombre de gammas par diffusion Compton en très peu de temps dans toute la gamme d'énergie comprise entre 0 et quelques centaines de keV. Si la population d'événements intermédiaires est effectivement liée à une contamination des détecteurs ou des supports, elle devrait être fortement diminuée dans les $\sim$3.5 kg.j de données à fort taux de comptage que représentent les runs "césium". Nous comparons ensuite par bin d'énergie la distribution en Q des données "césium" et celle des données de fond "2003p" (figure 5.21). Ce travail a été effectué par l'équipe Edelweiss d'analyse des données de l'IPN Lyon. La variable utilisée n'est pas Q directement, mais une renormalisation de Q qui place la "ligne gamma" à 1 et la "ligne neutron" à 0 :

$$\overline{Q} = \frac{Q - Q_n}{1 - Q_n} \tag{5.1}$$

On observe sur la figure une population intermédiaire présente dans les données de fond mais absente dans les données de calibration, qui est celle que l'on veut isoler. Une

	Volume fiduciel (/kg/j)	Volume latéral(/kg/j)
Bolo1	6.8±1.0	29.1±2.3
Bolo2	5.5±0.9	22.1±2.0
Bolo3	3.5±0.7	13.1±1.5

TAB. 5.8 – Taux d'événements correspondant à la sélection des événements intermédiaires effectuée sur la figure 5.22.

simple soustraction des deux distributions apparaît toutefois problématique à cause de l'importante incertitude statistique dans la gamme de $\overline{Q}$ où le fond de reculs électroniques est dominant. Nous préférons donc nous restreindre à un échantillon plus "sûr", quitte à évaluer ensuite l'importance de cette coupure. Nous choisissons donc :

$$[14 - 20keV] \text{ et } [0.2 < \overline{Q} < 0.5]$$
$$[20 - 40keV] \text{ et } [0.1 < \overline{Q} < 0.6]$$
$$[40 - 80keV] \text{ et } [0.05 < \overline{Q} < 0.7]$$

Les données de la figure 5.21 se rapportent au volume fiduciel de chacun des trois bolomètres confondus. Pour notre étude, nous utilisons les zones de contrôle définies ici sur les données analysées au chapitre 4, en différenciant chaque détecteur. Nous appliquons également la même sélection pour les événements du volume non-fiduciel, bien que l'opération soit certainement abusive en raison des plus mauvaises résolutions obtenues, des difficultés d'étalonnage de la voie chaleur pour ces événements (voir chapitre 4), ainsi que des éventuels effets de collection incomplète de charge supplémentaires liés par exemple aux surfaces libres du détecteur. Néanmoins, l'information peut être utile ne serait-ce qu'à titre très indicatif d'une tendance. Le résultat de cette analyse est représenté sur la figure 5.22.
La comparaison du nombre d'événements sélectionnés par rapport aux chiffres avancés par la soustraction effectuée dans la figure 5.21 fournit un rapport d'environ 40 %. Ce rapport est cependant probablement sous-estimé car la soustraction de fond est sujette à une erreur statistique élevée dès que le fond à soustraire devient dominant par rapport à la population que l'on cherche à isoler. Il paraît raisonnable d'estimer la proportion d'événements sélectionnés par rapport à la population totale dans la gamme [40 % – 60 %].

Gardant cette restriction en tête, le nombre d'événements sélectionnés se traduit sous forme de taux dans le tableau 5.8. On note que les taux obtenus sont étonnamment similaires à ceux des populations alpha (tableau 5.3). Cela n'est toutefois très probablement qu'une coincidence : nous n'avons sélectionné que 40 à 60 % de la population. Cependant, il semble assez clair que la progression bolo1 > bolo2 > bolo3 est encore une fois respectée. Dans le volume fiduciel, la population ne semble pas dépasser 60 keV de recul, qui est la valeur maximum du spectre beta du ^{210}Pb. Avec toutes les précautions qui s'imposent, il semble également que la population d'événements intermédiaires dans cette même gamme d'énergie soit sensiblement plus importante dans le volume latéral

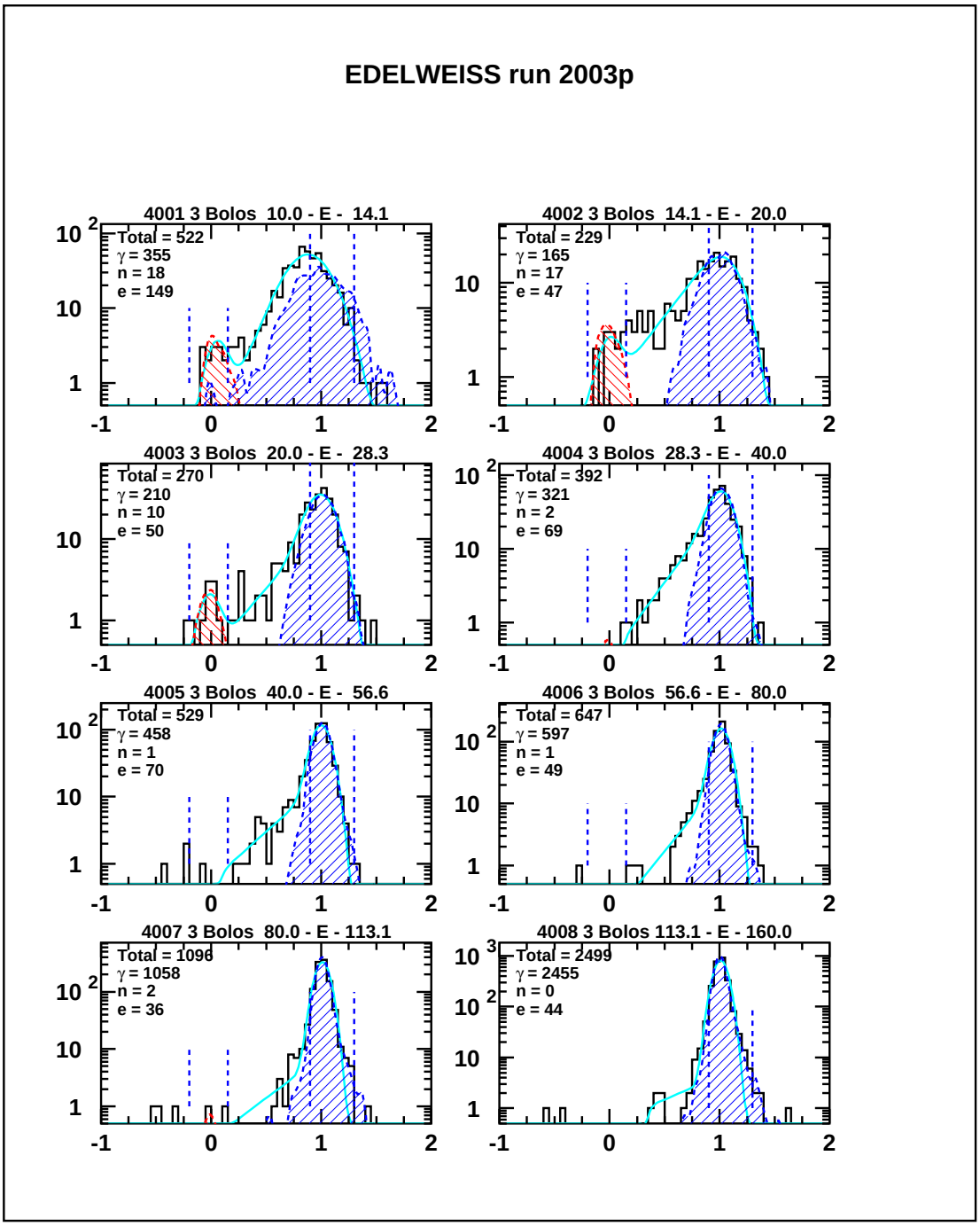

FIG. 5.21 – Comparaison des distributions de la variable $\overline{Q}$ (voir texte) pour les données de fond "2003p" (histogramme noir) et les données de calibration "césium" (zone hachurée bleue), dans différents bins d'énergie de recul. Les événements considérés appartiennent au volume fiduciel de l'un des trois détecteurs. Les données césium ont été normalisées aux données de fond en demandant que les deux intégrales à $\overline{Q} > 1$ soient égales. La zone hachurée rouge représente un ajustement maximal d'une population de reculs nucléaires en se normalisant sur la partie de la distribution $\overline{Q} < 0$. Sur chaque figure sont indiqués les bornes de l'intervalle d'énergie considéré, ainsi qu'un décompte des différentes populations observées : γ pour les reculs électroniques, n pour les reculs nucléaires, et e pour la population intermédiaire, définie par défaut. Figure issue de [8].

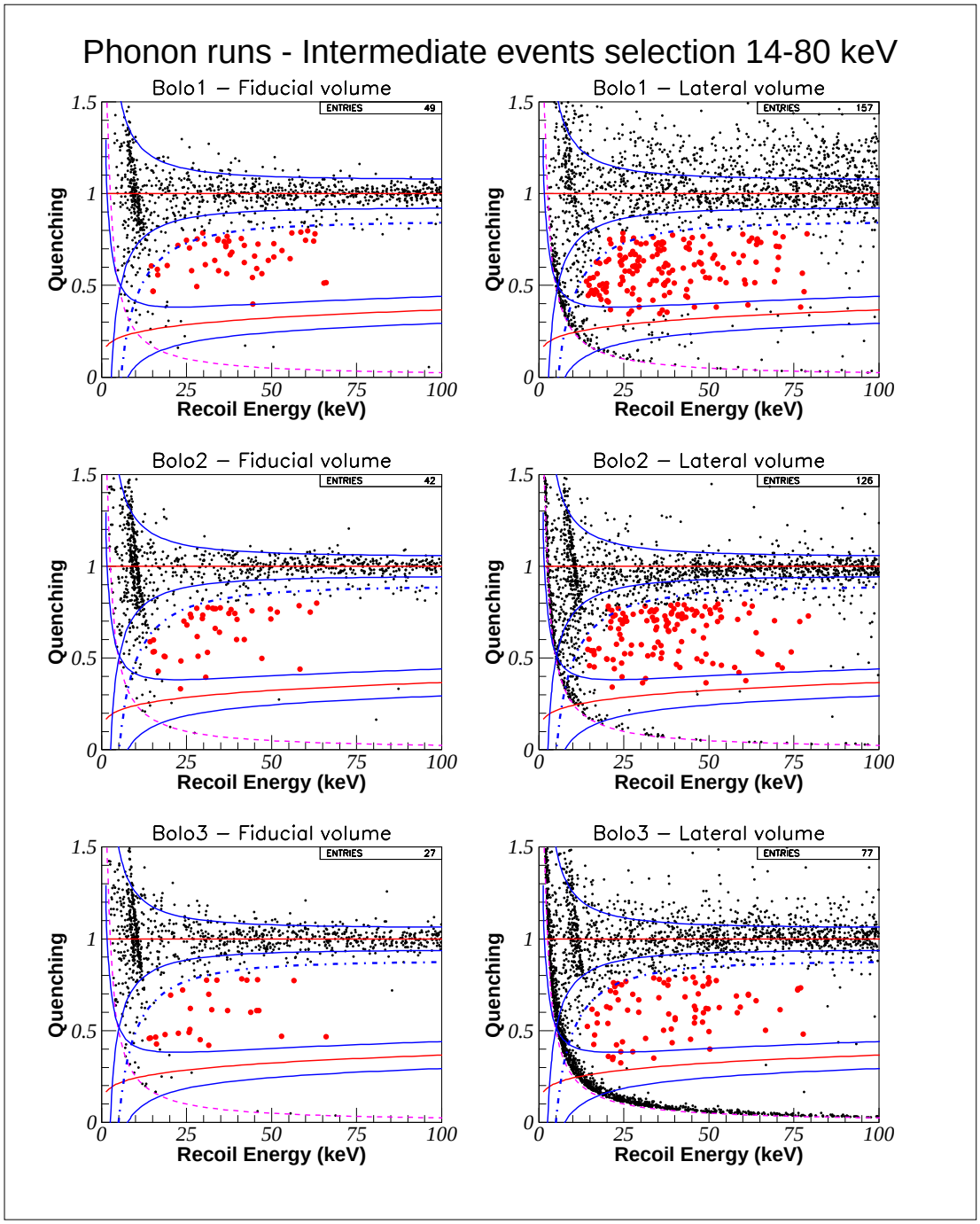

FIG. 5.22 – Résultat de la sélection d'un échantillon représentatif évalué à environ 40 à 60 % de la population d'événements intermédiaires, pour chacun des trois détecteurs séparémment, dans le volume fiduciel et dans le volume latéral. Les points rouges correspondent à la sélection effectuée comme énoncé dans le texte, et les points noirs représentent le reste des données de fond telle que présentées au chapitre 4, pour une exposition fiducielle par détecteur de ∼7.5 kg.j. Le chiffre en haut à droite de chaque figure correspond au nombre d'événements sélectionnés. Les figures correspondant aux volumes latéraux ne peuvent en tout état de cause que donner des informations très indicatives, les effets de collecte incomplète de l'ionisation y étant plus importants.

que dans le volume fiduciel. Sans être concluants, tous ces indices laissent à penser que la population d'événements intermédiaires isolée ici et la population d'alphas sont probablement corrélées.

5.3.2.4 Conclusion sur la contamination de surface en ^{210}Pb

En conclusion, nous observons donc trois populations distinctes qui toutes semblent converger vers un scénario de contamination cohérent :

- Une population d'alphas localisée en énergie et en quenching, indiquant assez clairement une origine dans la désintégration du ^{210}Po.

- Une population d'événements à ionisation nulle, non-compatible avec des événements NTDs ou de la microphonie, et localisés en énergie en dessous de 100 keV, que l'on identifie avec des reculs de noyaux lourds (de ^{206}Pb) dans les 100 premiers nanomètres des détecteurs. Les taux observés sont du même ordre de grandeur que les taux d'alphas.

- Une population d'événements intermédiaires correspondant à de la perte d'efficacité de collection de charge, donc à des événements de surface, qu'il est possible d'interpréter comme des betas de faible énergie provenant de la désintégration de ^{210}Pb. Là encore, les taux sont du même ordre de grandeur que ceux des alphas.

Nous en déduisons que la probabilité d'une contamination en ^{210}Pb de la surface des éléments en cuivre directement en regard des détecteurs est importante. Nous rejetons *a priori* l'hypothèse de contamination de la surface des détecteurs eux-mêmes faute de scénario satisfaisant expliquant l'absence de pic à 100 keV dans le spectre des événements à ionisation nulle.
La validation de cette interprétation est actuellement en cours à l'aide de simulations Monte-Carlo d'une contamination de surface de la géométrie précise du dispositif très proche des détecteurs.

5.3.3 Neutrons

Les neutrons constituent le fond potentiellement le plus gênant pour Edelweiss, car il est impossible de distinguer l'interaction d'un neutron de l'interaction d'un WIMP avec nos détecteurs. Toute la stratégie anti-neutrons est donc basée sur la protection passive plutôt que sur la discrimination active : on veut que le moins de neutrons possible puissent arriver jusqu'aux bolomètres.

5.3.3.1 Origines du fond de neutrons

Des neutrons sont susceptibles d'être présents dans l'environnement du laboratoire grâce à différents processus. On pourra trouver une discussion plus détaillée dans [9], aussi ne donnerons-nous ici qu'un bref aperçu de chaque contribution.

i) La première contribution est liée à la fission spontanée de noyaux radioactifs contenus dans les matériaux, particulièrement de ^{238}U. Là encore, la majorité des neutrons produits proviennent de la roche environnante. Ces neutrons sont de relativement faible énergie avec un spectre d'émission piqué vers 1 MeV.
Les contributions des blindages de plomb et de cuivre ne sont cependant peut-être pas négligeables, ces deux matériaux possédant des taux de contamination en uranium mesurables et se trouvant nettement plus près des détecteurs et à l'intérieur du blindage de polyéthylène. Ce point est actuellement à l'étude.

ii) La seconde contribution est en quelque sorte liée à la précédente : dans les chaines de décroissance radioactive de l'uranium et du thorium, un certain nombre de désintégrations produisent une particule alpha (figure 5.18). Des réactions de type (α,n) peuvent alors se produire avec des éléments légers avoisinants, pour lesquels la valeur de la barrière coulombienne que l'alpha doit franchir pour interagir avec le noyau reste inférieure à l'énergie maximale d'un alpha issu de la radioactivité naturelle. Dans ce cas, une fois encore, la connaissance précise de la composition de la roche est primordiale pour une bonne estimation du flux et du spectre de neutrons émis. On ne s'attend pas, en revanche, à ce que ce processus soit significatif à l'intérieur des blindages de cuivre et de plomb.

iii) La troisième contribution est liée aux rayons cosmiques, et plus particulièrement aus muons chargés qui sont les seules particules énergétiques parvenant au niveau du laboratoire souterrain. Le flux de muons cosmiques dans le laboratoire souterrain de Modane est réduit de plus de 6 ordres de grandeur par rapport au niveau de la mer, mais certains muons très énergétiques parviennent encore néanmoins à passer. Il existe trois processus distincts à travers lesquels un muon peut conduire à la production de neutrons :

- **Capture :** Les muons chargés négativement μ^- ont une probabilité non-négligeable d'être capturés par un noyau (Z, A) et de produire un ou plusieurs neutrons :

$$\mu^- + (Z, A) \rightarrow (Z-1, A)^* + \nu_\mu + n$$

Le neutron produit par cette réaction possède une énergie typiquement comprise entre 5.7 MeV et quelques dizaines de MeV. Le noyau $(Z-1, A)^*$ se désexcite par la suite et peut conduire à l'émission d'un ou plusieurs neutrons supplémentaires. Ces neutrons "de multiplicité" possèdent en général une énergie inférieure à 15 MeV [10].

- **Cascade hadronique :** L'interaction profondément inélastique d'un muon avec les nucléons d'un noyau atomique, à travers l'échange d'un photon virtuel, conduit à la production d'une gerbe hadronique très énergétique (jusqu'à plusieurs centaines de GeV). Ce processus est encore appelé "spallation directe muonique".

$$\mu + (Z, A) \rightarrow \mu + (Z, A-1)^* + n$$

Dans le cas d'un transfert d'énergie important, de nombreux hadrons sont produits (pions, kaons, neutrons et protons) et une cascade hadronique se développe, qui peut potentiellement conduire à la production de neutrons supplémentaires à travers des réactions nucléaires engendrées par les neutrons ou encore la capture de pions lents π^- par un nucléon.

$$\pi^- + (Z, A) \rightarrow (Z-1, A-1) + n$$

- **Cascade électro-magnétique :** Un muon peut générer des gammas de haute énergie (plusieurs MeV à plusieurs dizaines de MeV) principalement par Bremsstrahlung. Ces gammas à leur tour participent au bilan de réactions (γ,n)

$$\gamma + (Z, A) \rightarrow (Z-1, A-1)^* + n + \pi^+$$

$$\gamma + (Z, A) \rightarrow (Z, A)^* + \pi^+\pi^-$$

Ce type de réaction s'effectue en grande majorité dans la roche environnante et dans le révêtement en béton du laboratoire, ainsi que dans une moindre mesure dans le plomb du blindage. Chaque élément possède un spectre différent d'émission de neutrons par interaction avec un muon, et une distribution de multiplicité différente. Par conséquent, la connaissance de la composition précise de la roche ainsi que de son taux d'humidité est un facteur primordial pour la reproduction de ce fond par les simulations.

iv) Une quatrième contribution non explicitement mentionnée dans [9] est liée à la photoproduction de neutrons dans le plomb. Nous avons vu que l'interaction de muons très énergétiques dans la roche du laboratoire est susceptible de conduire à la création de gammas de haute énergie (jusqu'à plusieurs dizaines de MeV). Ces gammas peuvent à leur tour interagir dans le plomb du blindage et participer à la création de neutrons par photoproduction. Ce phénomène a jusqu'ici été négligé par les expériences de détection directe, et fait actuellement l'objet d'études pour estimer l'ampleur de sa contribution au fond. Une campagne de mesure précise du fond de gammas de haute énergie dans l'environnement du laboratoire est prévue.

v) Enfin, il est nécessaire de souligner l'importance de l'écran de 30 cm de paraffine entourant l'expérience. Mis en place en 1998, son rôle est de modérer l'énergie des neutrons dans l'environnement du laboratoire. Une partie significative des neutrons est ainsi thermalisée, c'est à dire que l'énergie des neutrons est abaissée jusqu'à celle d'un gaz homogène (environ 0.3 eV). Une plus petite partie n'est pas altérée. Il a été montré que la présence de l'écran de paraffine permet de réduire d'environ deux ordres de grandeur le taux d'interactions dues aux neutrons dans les détecteurs Edelweiss au dessus de 15 keV d'énergie de recul. [11].

5.3.3.2 Mesures et simulations

L'interprétation d'un éventuel fond de neutrons passe nécessairement par la comparaison des données à des simulations. Une mesure du flux de neutrons dans l'environnement du laboratoire de Modane a été effectuée à l'aide d'un détecteur à scintillateur

liquide, dont les résultats sont présentés en [9] et re-analysés dans [11]. Le flux moyen est de 1.6 10^{-6} n/cm^2/s pour des neutrons d'énergie supérieure à 2 MeV, fortement dominé par les neutrons issus de la radioactivité de la roche (fission et (α,n)).
Les simulations menées actuellement à l'aide des codes de calcul GEANT-4 [4], FLUKA [12] et MCNP [13] reproduisent bien la forme du spectre observé en tenant compte des efficacités, mais une différence d'un facteur ∼2 subsiste pour l'instant sur la valeur de l'amplitude absolue.

Pour simuler les conditions de prise de données d'Edelweiss, il faut encore prendre en compte le blindage de paraffine, les écrans de plomb et de cuivre et l'intégralité des contributions évoquées au paragraphe 5.3.3.1. Ce travail est en cours, notamment au sein de l'équipe du CEA Saclay à l'aide du code MCNP. Des résultats préliminaires semblent indiquer une contribution dominante du fond de neutrons originaires de la radioactivité naturelle de la roche (fission et (α,n)), suivie par les neutrons issus des réactions muoniques dans le plomb du blindage. Deux contributions toutefois n'ont pas encore été totalement évaluées par simulation : les neutrons issus de la fission de l'uranium dans le cuivre, et ceux issus des réactions (γ,n) dans le plomb.

5.3.3.3 Accord avec les données Edelweiss

Il est impossible de différencier une interaction due à un neutron d'une interaction due à un WIMP dans un détecteur Edelweiss. En revanche, la coïncidence de deux interactions identifiées comme des reculs nucléaires dans deux détecteurs différents ne peut être attribuée à un WIMP en raison de sa très faible section efficace. Dans le cas de neutrons, on attend approximativement une double interaction en coïncidence dans deux détecteurs pour environ 10 événements concernant un unique détecteur.

Nous observons effectivement un tel événement en coïncidence dans les données de fond "2003p". L'événement numéro 1847 du run 2659 présente un signal compatible avec un recul nucléaire dans le volume fiduciel de bolo3 (à E_{Recul}= 14.8 keV) et dans le volume latéral de bolo2 (à E_{Recul} = 14.5 keV). Cela nous permet donc de supposer fortement la présence d'un fond de neutrons dans nos données, mais ne nous autorise pas à estimer quantitativement ce fond ou à envisager une quelconque soustraction : à 90 % de niveau de confiance et en considérant une statistique de Poisson, cette unique coïncidence observée est compatible avec entre 1 et ∼39 interactions simples de neutrons dans nos détecteurs au dessus du seuil de 15 keV.

Bibliographie

[1] Code de simulation CASINO, http://www.gel.usherb.ca/casino/

[2] Code de simulation SRIM, http://www.srim.org

[3] G. Nollez, Note interne EDELWEISS sur la simulation du fond gamma (2005)

[4] R. Brun et al, GEANT3, publication DD/EE/84-1, CERN (1987)

[5] K.G. McKay and K.B. McAfee, Phys. Rev. 91, 5 (1953)

[6] D.S. Akerib et al (CDMS Collaboration), to be published, astro-ph/0507190

[7] T. Shutt, PhD Thesis, University of California, Berkeley (1993)

[8] V. Sanglard, PhD Thesis, UCB-Lyon I (2005)

[9] V. Chazal, PhD Thesis, UCB-Lyon I (1996) ; V. Chazal et al, AstroPart. Phys. 9, 163 (1998)

[10] T. Kozlowski et al, Nucl. Phys. A 436, 717 (1985)

[11] G. Chardin and G. Gerbier, Proceedings of the 4th Int. Workshop on Identification of Dark Matter, World Scientific Singapore, 470 (2003)

[12] Code de simulation FLUKA, http://www.fluka.org/

[13] Code de simulation MCNP, http://laws.lanl.gov/x5/MCNP/

Conclusion

Le travail réalisé au cours de cette étude s'est articulé autours de trois points :

- Premièrement, nous avons réalisé un système d'acquisition numérique des données pour l'expérience Edelweiss-I basé sur le principe du déclenchement sur la voie chaleur. Ce système, bien que plus complexe que le système précédent en déclenchement sur l'ionisation, a permis une amélioration de la sensibilité de l'expérience aux basse énergies d'un facteur environ 2, faisant passer le seuil à 100 % d'efficacité de $\sim$25 keV à moins de 15 keV.

- Deuxièmement, nous avons effectué l'analyse complète des données acquises avec ce nouveau système d'acquisition, correspondant à un peu plus de 39 kg.jours dans le volume total des trois détecteurs GSA3, GSA1 et GGA3. A ces données bas-bruit de fond, il convient également d'ajouter un ensemble de données de calibration, acquises en présence de sources radioactives de gammas (^{57}Co, ^{137}Cs) et de neutrons (^{252}Cf), qui nous ont permis de caractériser la réponse en énergie de chacune des voies de nos détecteurs, aussi bien pour des interactions de type "recul électronique" que pour des interactions de type "recul nucléaire". Nous avons également déterminé un ensemble de coupures de qualité afin d'isoler une population d'événements la moins entâchée de suspicions de la présence de fonds parasites. Tenant compte de l'efficacité associée à cette sélection, et combinant nos données avec le reste des données accumulées par Edelweiss-I depuis 2000, nous avons enfin pu aboutir à un résulat en termes de sensibilité à des interactions de WIMPs : essentiellement, la limite de sensibilité est la même que celle publiée par la collaboration en 2002, avec un maximum de sensibilité pour un WIMP de 80 GeV et une section efficace d'interaction WIMP-nucléon de 1.5 10^{-6} pb.

- Troisièmement, nous avons poursuivi une analyse complémentaire afin de tenter de mieux comprendre l'origine du fond observé dans Edelweiss-I. L'objectif en était de faire un bilan des forces et des faiblesses du dispositif, et de tirer parti des informations recueillies pour optimiser les conditions de prises de données de la phase suivante de l'expérience, Edelweiss-II. Dans cette optique, nous avons analysé un lot de données supplémentaire acquis avec des gains en chaleur et en ionisation environ 10 fois plus faibles, et nous donnant accès aux événements d'énergie supérieure à $\sim$1 MeV qui nous sont autremement non-trivialement accessibles en raison de la saturation des numériseurs. L'analyse de ces données nous a permis de mettre en évidence une population d'événe-

ments d'énergie supérieure à 5 MeV et présentant une valeur du quenching d'environ 0.3, que nous avons attribué à des interactions de particules alpha à la surface de nos détecteurs. La présence de cette population a été confirmée par la mise en oeuvre d'une méthode de reconstruction des signaux saturés dans les données classiques. Un certain nombre d'indices concordants, comme la présence d'une population d'événements sans ionisation et d'énergie chaleur inférieure à 100 keV, ou encore une population d'événements "intermédiaires" à collecte incomplète de la charge, nous ont poussé à proposer une contamination probable des éléments de cuivre à proximité immédiate des détecteurs en ^{210}Pb, dont l'origine peut être attribuée à une exposition au radon.
Nous avons également identifié la tonne de cuivre du blindage de l'expérience comme la source majoritaire du fond de gamma observé, en raison de leur contamination en uranium, thorium et ^{60}Co.

Au vu des efforts mis en jeu pour la sélection des matériaux du dispositif d'Edelweiss-II, ainsi que pour l'élaboration et la manipulation des détecteurs nous avons bon espoir que ces problèmes ne ré-apparaissent pas avec la même amplitude.

Annexe A

Calcul du spectre en énergie

A.1 Première approche

Un taux d'interaction s'exprime en nombre de coups enregistrés par unité de masse de détecteur et par unité de temps. Soit un détecteur composé d'un matériau de masse atomique A. Soit un ensemble homogène de particules, de densité n, de vitesse par rapport au détecteur v et de section efficace d'interaction σ. Alors le taux d'interaction R de ces particules dans le détecteur peut s'écrire :

$$R = \frac{\mathcal{N}}{A} \cdot \sigma \cdot n \cdot v \tag{A.1}$$

où $\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro. Ceci représente le cas le plus simple. Dans le cas des WIMPs, la situation est compliquée par un certain nombre de facteurs :

1. La population de WIMPs dans le halo galactique ne possède pas une vitesse unique v, mais une distribution de vitesse que l'on suppose maxwellienne.

2. Le détecteur n'est pas immobile dans la galaxie (a priori), mais se trouve sur Terre et est donc soumis à des composantes supplémentaires de vitesse liées au mouvement de la galaxie par rapport au halo, du soleil dans la galaxie, et de la terre autour du soleil.

3. La section efficace d'interaction des WIMPs avec la matière n'est pas constante mais dépend de l'énergie de l'interaction, ainsi que du type de couplage.

On manipule donc généralement plus facilement l'expression dérivée du taux d'interaction, dont la forme générale en fonction de l'énergie de l'interaction E_R et de la vitesse de la particule v est :

$$dR = \frac{\mathcal{N}}{A} \cdot \frac{d\sigma}{dE_R} dE_R \cdot v \frac{dn}{dv} dv \tag{A.2}$$

Pour commencer, nous allons ignorer la remarques 2 et considérer que le détecteur est immobile dans la galaxie. On dote le halo d'une distribution maxwellienne de vitesses

conformément à l'hypothèse énoncée au chapitre 1.3. Cela revient à supposer :

$$dn = \frac{n_0}{(\pi v_0)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \cdot d^3v \tag{A.3}$$

avec n_0 la densité moyenne de particules dans le halo. Si ce dernier est constitué de WIMPs de masse m_χ $GeV.c^{-2}$ et possède une densité moyenne d'énergie homogène égale à ρ_0 $GeV.cm^{-3}$, alors $n_0 = \rho_0/m_\chi$. v_0 est la valeur médiane de la distribution et vaut environ 220 km/s. On peut intégrer cette relation sur tous les angles et on obtient :

$$dn = \frac{4n_0}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{v_0^3} \cdot e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \cdot dv \tag{A.4}$$

La dépendance en énergie de la section efficace s'interprète généralement par l'introduction d'un facteur de forme $F(E_R)$.

$$d\sigma = \frac{1}{k} \cdot \sigma_0 \cdot F^2(E_R) \cdot dE_R \tag{A.5}$$

La grandeur σ_0 représente la section efficace à transfert de moment nul. L'hypothèse de section efficace indépendante de l'énergie revient à imposer la valeur du facteur de forme à $F(E_R) = 1$, et simplifie nettement le calcul. Elle permet en outre de normaliser la valeur de k, qui est égale à l'énergie maximum transférée par un WIMP de masse m_χ et de vitesse v à un noyau de masse M dans une collision élastique :

$$k = 4\frac{m_\chi \cdot M}{(m_\chi + M)^2} \cdot \frac{1}{2} \cdot m_\chi \cdot v^2$$

On voit que k est une fonction de v. On pose souvent :

$$E_0 = \tfrac{1}{2} \cdot m_\chi \cdot v_0^2 \quad \text{et} \quad r = 4\tfrac{m_\chi \cdot M}{(m_\chi + M)^2}$$

Ainsi, l'expression du taux différentiel d'interaction en (A.2) devient sous ces hypothèses :

$$\mathrm{dR} = \frac{4 \cdot \mathcal{N} \cdot \sigma_0 \cdot n_0}{A \cdot \sqrt{\pi} \cdot E_0 \cdot r} \cdot F^2(E_R) \cdot \frac{v}{v_0} \cdot e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \cdot dv \cdot dE_R$$

soit encore :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{4 \cdot \mathcal{N} \cdot \sigma_0 \cdot n_0}{A \cdot \sqrt{\pi} \cdot E_0 \cdot r} \cdot F^2(E_R) \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v}{v_0} \cdot e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \cdot dv \tag{A.6}$$

Les bornes v_{min} et v_{max} correspondent respectivement à la vitesse minimale nécessaire pour qu'un WIMP dépose une énergie E_R, et à la vitesse d'échappement à partir de laquelle un WIMP n'est plus lié au halo galactique. Par des considérations cinématiques élémentaires on peut établir que :

$$v_{min} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_R}{r \cdot m_\chi}} = \sqrt{\frac{E_R}{r \cdot E_0}} \cdot v_0$$

Quant à v_{max}, elle vaut théoriquement environ 650 km/s. En pratique, cette valeur est suffisament grande devant v_0 pour que l'on puisse utiliser $v_{max} = \infty$ dans les calculs sans introduire d"erreur supérieure à 0.4 %. L'intégration de (A.6) fournit donc :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{2 \cdot \mathcal{N} \cdot \sigma_0 \cdot n_0 \cdot v_0}{A \cdot \sqrt{\pi} \cdot r \cdot E_0} \cdot F^2(E_R) \cdot e^{-\frac{E_R}{r \cdot E_0}} \tag{A.7}$$

A.2 Facteur de forme

L'expression du facteur de forme dépend de calculs nucléaires complexes. Elle dépend aussi du type d'interaction que l'on considère, selon que le couplage WIMP-noyau est plutôt du type scalaire ou axial-vecteur (voir chapitre 1). Edelweiss utilise un absorbeur en germanium, qui est nettement plus sensible à une interaction scalaire, indépendante du spin, qu'à une interaction axiale-vecteur dépendante du spin.
Dans le cas scalaire, pour un moment transmis au noyau $q = \sqrt{2 \cdot m_N \cdot E_R}$, l'une des paramétrisations les plus précises du facteur de forme est celle dite de "Woods-Saxon", proposée par Engel [1]. Elle s'exprime en fonction de différents paramètres relatifs à la géométrie du noyau :

$$F(q) = 3 \cdot \frac{j_1(\frac{q \cdot R_1}{\hbar})}{\frac{q \cdot R_1}{\hbar}} \cdot e^{-\frac{(\frac{q \cdot s}{\hbar})^2}{2}} \tag{A.8}$$

où j_1 est une fonction de Bessel sphérique du premier ordre, s représente une "épaisseur de peau" nucléaire et R_1 est un rayon nucléaire effectif. Les meilleures paramétrisations de ces grandeurs sont [2] :

$$s \approx 1 \ fm$$

$$R \approx 1.23 \ fm \cdot A^{1/3} - 0.60 \ fm$$

$$R_1 = \sqrt{R^2 - 5s^2}$$

A.3 Composition des vitesses

La distribution maxwellienne des vitesses des WIMPs est valable dans le référentiel lié au halo. Elle s'applique donc à la quantité que l'on peut noter $v_{\chi/H}$. En revanche, la vitesse v de l'équation (A.2) correspond à la vitesse relative du WIMP par rapport au détecteur $v_{\chi/T}$. On a donc la composition des vitesses vectorielles suivante :

$$\vec{v}_{\chi/H} = \vec{v}_{\chi/T} + \vec{v}_{T/H} \tag{A.9}$$

$$\vec{v}_{T/H} = \vec{v}_{T/Sol} + \vec{v}_{Sol/Gal} + \vec{v}_{Gal/H} \tag{A.10}$$

où les indices χ, H, T, Sol et Gal correspondent respectivement au WIMP, au halo de WIMPs, au détecteur sur Terre, au Soleil et à la Galaxie. On peut évaluer chacune de ces composantes :

Le mouvement de la galaxie dans le référentiel du halo correspond à une vitesse uniforme de 220 ± 10 km/s dans le plan galactique. On note :

$$\vec{v}_{Gal/H} = \begin{pmatrix} 0 \\ 220 \\ 0 \end{pmatrix}$$

où la deuxième coordonnée correspond à la direction orthoradiale du mouvement galactique. Dans le même repère, le mouvement du Soleil dans la galaxie peut être paramétrisé par :

$$\vec{v}_{Sol/Gal} = \begin{pmatrix} 9 \\ 12 \\ 7 \end{pmatrix}$$

La Terre, enfin, tourne autour du Soleil avec une vitesse constante de 30 km/s, sur une orbite faisant un angle de 60 degrés avec le plan galactique. Ceci introduit une modulation annuelle de la vitesse globale de la terre par rapport au halo, que l'on peut résumer ainsi en projetant la relation dans la direction privilégiée :

$$v_{T/H} = 232 \pm 15 \cdot \cos\left(2\pi \frac{t - 152.5}{365.25}\right) \; km/s \tag{A.11}$$

où t est exprimée en jours depuis le premier Janvier. Cette variation correspond, lorsque'on la réinjecte dans le calcul de (A.6), à une modulation de quelques pourcents de la valeur du taux intégré d'interaction. L'observation de cette modulation serait à coup sûr une signature très forte de la présence de WIMPs dans le halo. On pourra trouver une table illustrant les variations du taux d'interactions de WIMPs dues à cet effet dans [3].

L'intégration de cette composante pour le calcul du taux différentiel d'interaction conduit par un processus similaire à celui qui a aboutit à l'équation (A.7) à :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\mathcal{N} \cdot \sigma_0 \cdot n_0 \cdot v_0^2}{2 \cdot A \cdot r \cdot E_0 \cdot v_{T/H}} \cdot F^2(E_R) \cdot \left[erf\left(\frac{v_{\min} + v_{T/H}}{v_0}\right) - erf\left(\frac{v_{\min} - v_{T/H}}{v_0}\right)\right] \tag{A.12}$$

Rappelons que la fonction erf est définie comme :

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

A.4 Normalisation des sections efficaces

Afin de comparer les résultats d'expérience utilisant différents matériaux cibles, nous devons nous ramener à une expression de la section efficace d'interaction non plus entre un WIMP et le noyau $\sigma_{\chi-N}$, mais entre un WIMP et un seul nucléon (un proton) $\sigma_{\chi-p}$.

On pourra trouver un calcul plus détaillé de ce point dans [3], mais nous allons simplement ici donner les résultats qui vont nous être utiles.

Pour l'interaction scalaire indépendante du spin, il n'est en général pas utile de différencier protons et neutrons, et le noyau est considéré comme un ensemble de A nucléons. Si on néglige la masse du proton m_p devant celle du WIMP m_χ, ainsi que la différence entre la masse du proton et la masse du neutron, la relation entre les deux sections efficaces est donnée par :

$$\sigma_{\chi-p} \approx \frac{1}{A^4}\left(\frac{m_\chi + m_{Ge}}{m_\chi}\right)^2 \cdot \sigma_{\chi-N} \tag{A.13}$$

Une autre manière d'envisager cette équation est de remarquer qu'elle se traduit par une dépendance sur le taux d'interaction en $A^3 \times \sigma_{\chi-p}$, car l'expression du taux différentiel possède un facteur A au dénominateur. Si on considère un taux d'interaction par unité de masse de détecteur, la dépendance est en réalité en A^2. Ceci permet néanmoins de comprendre l'intérêt d'un matériau lourd pours nos détecteurs.

Pour l'interaction dépendante du spin, une bonne approximation est celle dite du "nucléon non-apparié" (ou du "groupe de nombre impair", plus proche de la réalité physique). Le principe en est le suivant : Pour un noyau donné, le spin total est donné par la contribution des spins de tous les nucléons. En moyenne, les spins portés par les protons et ceux portés par les neutrons s'annulent deux à deux. Mais si le noyau comporte un nombre impair de neutrons ou de protons, alors il existe un nucléon qui ne peut pas être apparié. En première approximation, on peut considérer que c'est ce nucléon qui porte la totalité du spin nucléaire, et c'est uniquement avec lui que le WIMP va être couplé.
Bien que ce modèle soit simple voire simpliste, il permet de comprendre pourquoi le facteur A^2 n'intervient pas dans le calcul de la section efficace. Le facteur de correction n'est fonction que du spin du noyau. C'est pourquoi les matériaux légers sont préférables pour la recherche de WIMPs dans l'optique d'un couplage dépendant du spin.

A.5 Spectre en énergie de recul

L'obtention du spectre attendu pour l'interaction d'une population de WIMPs de masse m_χ et section efficace σ_0 dans nos détecteurs revient "simplement" à l'intégration de la relation (A.12) dans chaque bin d'échantillonage en énergie. Pour que ce spectre reflète les données expérimentales, il faut toutefois le convoluer par les différentes efficacités de détection propres à chaque détecteur. Nous avons obtenu de tels profils d'efficacité $Ef(E_R)$ pour nos données au pararaphe 4.4.7.

$$R_{E_{inf}}^{E_{sup}} = \int_{E_{inf}}^{E_{sup}} \frac{dR}{dE_R} \times Ef(E_R) \cdot dE_R \tag{A.14}$$

où E_{inf} et E_{sup} désignent les limites inférieure et supérieure du bin en énergie considéré.

Bibliographie

[1] J. Engel, Phys. Lett. B 264, 114 (1991)

[2] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, Phys. Rep. 267, 195 (1996)

[3] J.D. Lewin and P.F. Smith, Astropart. Phys. 6, 87 (1996)

Annexe B

Article de revue sur la matière noire

Cet article correspond à la présentation de revue sur la détection directe de matière noire donnée aux rencontres de Moriond - ElectroWeak Interactions au printemps 2004. La domaine de la matière noire étant très actif, certaines des informations qui y figurent ne sont plus totalement d'actualité, mais dans l'ensemble cet article reste un bon indicateur des efforts expérimentaux actuellement mis en oeuvre.

DIRECT NON-BARYONIC DARK MATTER SEARCH - AN EXPERIMENTAL REVIEW -

S. FIORUCCI
DSM/DAPNIA/SPP, Bâtiment 141, CEA/Saclay
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

This review will present the latest advances in the search for non-baryonic dark matter from an experimental point of view, focusing more particularly on the direct detection approach. After a brief reminder of the main motivations for this search, we will expose the physical basis of WIMP detection, its advantages and limitations. The current techniques having achieved the most competitive results in terms of sensitivity will then be discussed. We will conclude with a rapid overview of the future of direct detection experiments, the techniques considered and their sensitivity goals.

1 Motivations

1.1 Evidence for the existence of Dark Matter

The first proposal for the existence of a dark matter component in the universe goes back to 1933, with the observation by F. Zwicky [1] of velocity distributions in the Coma galactic cluster incompatible with the gravitational effect of visible light-emitting matter by two orders of magnitude. This observation was later extended to a large number of spiral galaxies by several teams, which all found a flat speed distribution at very large distances for visible objects in the galaxies arms, thus suggesting a spherical halo of non-visible matter surrounding the galaxies. The first natural idea was to look for dark baryonic matter, such as unlit stars, Jupiter-like, cold gas clouds, or gravitational singularities like black holes. Results from a number of experiments like EROS [2] or MACHO [3], however, have recently proved that such massive objects could only possibly amount for less than 20 % of the total galactic halo mass. Cosmological background observations have since then put the most drastic constraints upon the different cosmological parameters, notably WMAP in 2003 [4]. Their conclusions are that within an apparently flat universe ($\Omega_T = 1.00 \pm 0.02$), the total contribution of baryonic matter is $\Omega_b = 0.045 \pm 0.005$,

while the total matter contribution is around 30 %, thus leaving at least 85 % of non-baryonic dark matter so far totally unaccounted for. Simulations indicate that most of this matter component must be non-dissipative, hence the denomination for this elusive matter component as Weakly Interacting Massive Particles, or WIMPs.

1.2 WIMP candidates

One of the most natural WIMP candidates is provided by supersymmetric theories: If R-parity is conserved, the lightest supersymmetric particle is stable and leads to a relic density compatible with the missing mass component when the interaction cross-section is of the order of the weak interaction cross-section. Under the minimal supersymmetric standard model (MSSM) assumption, this LSP is often believed to be the neutralino, which is a linear combination of photino, zino and higgsino. Its predicted mass range is bound at low masses by LEP to 45 GeV[5], and at high masses to a few TeV, which gives it a non-negligible chance of being produced at LHC in the coming years. Rotation curves measurements lead to consider a WIMP halo of local density $\rho = 0.3$ GeV/cm^3, a maxwellian velocity distribution with $v_{rms} = 220$ km/s, and a relative velocity of the sun within the halo of 230 km/s. Two ways of detecting such a particle have been considered. The indirect method is looking for products of WIMP annihilations such as neutrinos. Annihilations occurring preferentially in high density regions such as the center of the Sun, or to a lesser degree the center of the Earth, a strong directionality signature is expected. The SuperKamiokande[6], ANTARES[7] and AMANDA[8] experiments have obtained first results at the level of a few 10^{-6} pb for spin-independent interactions. The direct method, which will be further developed in this review, is looking directly for WIMP interactions within a target material.

2 The basis of direct detection

2.1 Experimental signatures

The signal we expect from a WIMP contribution can bear several distinctive signatures. First comes the very nature of the observed interaction: Very preferentially, WIMPs, like neutrons, scatter elastically off a nucleus in the target material, while gammas and betas scatter off the electronic cloud. If one can devise a way to somehow differentiate in the data a nuclear recoil from an electronic recoil, a large part of the background will have thus been eliminated. Secondly, for given WIMP characteristics (mass, cross-section) and for a given target material, a recoil energy spectrum is predicted, which can ideally be identified to the data, or at least allow to set an upper limit on the (mass, cross-section). The WIMP halo is also supposed to be virialized in the galactic referential, with an average velocity $< V > \approx 220\ km/s$. Due to the relative speed distributions between this halo and an observer on earth, accounting for the rotation of the Sun around the galactic center, of the Earth around the sun and of the Earth around its own axis, both an annual and diurnal modulation of the WIMP signal flux and directionality, respectively, are expected. The amplitude of the annual modulation can only amount for as high as a few percent of the total WIMP signal. Lastly, a consistency between results acquired with different target materials, with different expected energy spectra, would certainly strengthen any eventual WIMP discovery.

2.2 Detection channels

For any material, however, the principles behind direct detection are always the same. It all comes down to measuring the energy deposited by a WIMP interaction expected to be in the keV to tens of keV range. There are three ways of measuring this energy, which can eventually

be combined. Each choice of a way of measure leads in turn to a choice of target material. The fastest but less efficient way in terms of collected energy is to look for a light signal, produced by a scintillation process. This is used in liquid xenon or NaI crystals scintillators. The energy collection efficiency for this technique is typically of the order of a few percent. With a few semi-conductor materials like Si, Ge, or CdTe e.g., one can also look for an ionization signal. Free charge carriers produced by the nuclear or electronic recoil can be collected onto electrodes using a drifting electrical field. The number of charges collected can then be related directly to the energy deposited. Depending on the material used and the operating conditions, the efficiency of this technique can be significantly higher than that of scintillation, of the order of a few tens of percents, though with a sensibly slower signal. Lastly, a heat signal can be acquired, since almost all of the deposited energy eventually turns into heat one way or the other. This technique therefore usually ensures a higher energy collection efficiency, but to the cost of a slower signal, and usually tougher operating conditions - that is, cryogenics.

2.3 Challenges

Because of the very small interaction cross-section of WIMPs with ordinary matter, an extremely low event rate is expected typically, less than a few events per kg of target material and per year for preferred SUSY models. Background suppression is therefore a vital issue. This is the reason why a number of experiments are burying themselves as deep as possible, to reduce the incident cosmic muon flux and cosmogenesis within their own detectors. Efforts are also made to ensure that the level of radio-purity of each component is kept to a minimum, and especially the parts closer to the detectors. Lastly, more or less complex setups can be used to effectively shield the detectors from natural radioactivity sources, such as will be presented later on in this paper. All of this obviously becomes even truer when one considers the large mass scales, up to one ton, which are envisaged within the next ten years, while keeping a very low energy threshold of the order of the keV. Furthermore, to effectively scan down to lower cross-sections, a further means of background discrimination appears to be more and more unavoidable. This can be achieved by using a technology which allows differentiating nuclear recoils events from electronic recoil events, thus eliminating most of the highly dominant gamma-ray background. One can also try to reduce the impact of anomalous events, for instance interactions occurring near the surfaces of crystal detectors and potentially able to give signals with different pulse shapes, or biased amplitudes. Such populations are already proving to be an effective limitation for a number of leading experiments.

3 Current direct detection experiments

Taking into account all these parameters has led to a number of experiments set in various underground sites all over the world. In Table 1 are reported the most notable or representative of them, which have already given results or are currently running. For ease of view, they are sorted by way of nuclear versus electronic recoil discrimination capabilities, into three categories: no discrimination capabilities, limited statistical discrimination capabilities and discrimination allowed on an event-by-event basis. We will now detail the principles and latest results for a few of them, trying to give the most comprehensive overview while avoiding technical lingo.

3.1 Non- or partially discriminative experiments

DAMA

The Italian experiment DAMA is set in the Gran Sasso laboratory, which gives it a protection of about 3500 meters-water-equivalent (mwe), thus reducing the incident muon flux by a factor

Table 1: Most notable current or finished direct dark matter search experiments. For the techniques used, H stands for Heat, I for Ionization, L for Light, SHD for superHeated droplets. For the discrimination capabilities, *None* means no nuclear/electronic recoil discrimination capabilities, *Stat* means limited statistical discrimination capabilities, *Event* means discrimination capabilities on an event-by-event basis.

Discrim.	Name	Location	Technique	Material	Status
None	CUORICINO	Gran Sasso	H	41 kg TeO_2	running
None	GENIUS-TF	Gran Sasso	I	42 kg Ge in N2	running
None	HDMS	Gran Sasso	I	0.2 kg Ge diodes	stopped
None	IGEX	Canfranc	I	2 kg Ge diodes	stopped
Stat	DAMA	Gran Sasso	L	100 kg NaI	stopped
Stat	LIBRA	Gran Sasso	L	250 kg NaI	running
Stat	NaIAD	Boulby Mine	L	65 kg NAI	running
Stat	ZEPLIN-I	Boulby Mine	L	4 kg Liquid Xe	running
Event	CDMS-I	Stanford	H + I	1 kg Ge + Si	stopped
Event	CDMS-II	Soudan mine	H + I	2 to 7 kg Ge + Si	running
Event	CRESST-I	Gran Sasso	H + L	0.262 kg Al_2O_3	stopped
Event	CRESST-II	Gran Sasso	H + L	0.6 to 9.9 kg $CaWO_4$	running
Event	EDELWEISS-I	Modane	H + I	1 kg Ge	stopped
Event	ROSEBUD	Canfranc	H + L	1 kg BGO	running
Event	SIMPLE	Rustrel	SHD	Freon	stopped

2×10^{-5}, compared to sea level. The setup consists of 9 crystals of NaI scintillator, for a total mass of 100 kg. Details on its operating principle can be found in the paper by A. Incicchitti in this same volume. DAMA is looking for an annual modulation of its total event rate, which would be a clear signature of the presence of WIMPs in the galactic halo, provided all other possibilities have been clearly ruled out. The expected amplitude of the modulation is about a few percent of the whole signal in the most favourable energy range. A limited statistical discrimination of nuclear and electronic recoils events is possible via pulse shape analysis, but this technique has not been used in the DAMA analysis since 1996. Running since 1997, the data taking was completed in 2002 with a total exposure of over 107,731 kg.days, accumulated over 5 years. The published results[9] show a modulation confirmed at 6.3σ, using the 2-6 keV-electron-equivalent energy range as show on Fig. 1, which has led the DAMA collaboration to claim model-independent evidence for the presence of WIMPs in the galactic halo.

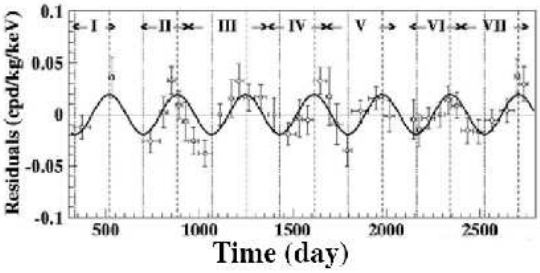

Figure 1: Annual modulation of the event rate as observed by the DAMA collaboration after more than 5 years of operation. x axis is time in days, y axis is residuals in cpd/kg/keV.

Using standard halo parameters, this modulation translates to a WIMP candidate with:

$$M_\chi = 52^{+10}_{-8} \text{ Gev and } \sigma_{\chi-n} = 7.2^{+0.4}_{-0.9} \times 10^{-6}\text{pb}$$

GENIUS-TF

Also based in the Gran Sasso laboratory is the GENIUS-Test Facility experiment [11]. It uses 14 crystals of High Purity Germanium, 2.5 kg each, operated at liquid nitrogen temperature and placed behind heavy shielding layers of refined Ge, polystyrene, archaeological lead and borated polyethylene. The detectors are used as diodes, looking for an ionization signal only. GENIUS-TF aims to confirm or infirm the annual modulation observed by DAMA, which should be achievable within 5 years of operation, provided that the expected background of 0.01 event/kg/keV/day and the expected recoil energy threshold of 12 keV (3.5 keV electron equivalent) can be reached. This setup, however, incorporates no nuclear/electronic recoil discrimination capabilities. The GENIUS-TF is really a prototype for the future double-beta decay and dark matter experiment GENIUS, which will operate 100 kg of Germanium detectors.

ZEPLIN

The "ZonEd Proportional scintillation in Liquid Noble gas" experiment[12], as its acronym implies, uses liquid xenon as a scintillating material. Located in the Boulby mine in the UK, it comprises 5 kg of purified liquid xenon watched by 3 PMTs, and surrounded by a 1-ton Compton veto. The acquired light signal shows different time constants for a nuclear recoil event and an electronic recoil event. Both risetimes are also functions of the deposited energy, following a law which is ideally given by gamma and neutron calibrations. The limited energy resolution (see below) implies that the nuclear recoil signal must be extracted by performing, for each energy bin, a Poisson analysis on the tail region of the electronic recoils risetime distribution. Assuming the distributions are really Gaussian, this gives an upper limit on the contribution of a WIMP signal. With a data set of 230 kg.days, ZEPLIN claims to have achieved a sensitivity down to 10^{-6} pb for a WIMP of mass 60 GeV However, it should be noted that the data displays a resolution higher than 100 % below 40 keV recoil, where most WIMP interactions would be observed. The overall background is also more than one order of magnitude higher than that of concurrent experiments. Reaching 10^{-6} pb would mean a background subtraction over 99.9 % in the relevant energy range, which in turns requires that the difference between risetime constants for both populations actually widens at low energies. The results from neutron calibrations, as well as results from other scintillating experiments, tend to imply that this has not been proven so far. ZEPLIN has not yet published any definite results at this time.

3.2 Discriminative experiments

CDMS

Set in the Stanford shallow laboratory at 17 meters-water-equivalent depth, the phase I of the Cold Dark Matter Search experiment was offered relatively poor protection from cosmic rays, which it made up for with heavy shielding and an active muon veto efficient beyond 99 %. CDMS uses 6 heat and ionization cryogenic germanium or silicium bolometers, with a technology which allows them to be sensitive to out-of-equilibrium phonons, and thus allows pulse shape analysis, as well as millimetric bi-dimensional impact position determination. The data taking of CDMS-I is now completed, with a 28 kg.days data set already analyzed in 2003. It contains 20 nuclear recoil candidates, which could represent as many possible WIMP candidate interactions. However, it also displays at least 3 multiple interactions which can unambiguously be identified as neutrons, which means that CDMS-I is most probably limited by a neutron background. Two

different exclusion limits, with and without neutron background subtraction[13], have thus been derived by the CDMS-I collaboration The second phase of CDMS is now running in the Soudan mine, at 2090 mwe depth. After some cryogenics issues, 12 detectors are already taking data, and 18 more are in fabrication and to be installed soon. We are expecting their first results for summer 2004. Most recent preprints report an improvement in sensitivity by a factor eight compared to the 2003 result[23].

CRESST

The Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers is using 300 g CaWo4 Light and Heat bolometers. The heat signal is acquired by a small superconductive tungsten film thermometer attached to the crystal via a thin Si wafer, while the scintillation light is collected on a separate thin calorimeter. Each detector is surrounded by a light reflector to ensure higher light collection efficiency. The discrimination capabilities of this setup have been successfully tested beyond 99 % above 15 keV of recoil energy, and a threshold of ~ 2 keV on the heat signal has been achieved. The most recent results with two detectors running already display a competitive sensitivity, yet clearly limited by the expected neutron background. The next phase of the experiment is now being installed, with eventually up to 33 detectors (10 kg) and additional protection against the neutron background.

EDELWEISS

The EDELWEISS experiment operates three 320g heat and ionization germanium bolometers at 17 mK. Set in the Modane underground laboratory, which offers an incident muon flux reduction by a factor 2.10^6, the setup is further protected from radioactive backgrounds by several layers of shielding – 30 cm paraffin, 20 cm lead, 10 cm copper. The detectors themselves are germanium crystals, equipped with a 60 nm amorphous layer of germanium (GGA technology) or silicium (GSA), whose role is to limit anomalous surface events. 70 nm aluminium electrodes are sputtered on both faces of the crystal, and split into a centre electrode and a guard ring on one of the faces, for a better definition of the fiducial volume. A Neutron Transmutated Doped (NTD) germanium crystal is glued directly onto the germanium bulk and serves as a thermal sensor. Taking advantage of its two channels of measurement, EDELWEISS has announced discrimination capabilities between a nuclear recoil and an electronic recoil efficient beyond 99 % down to 15 keV of deposited energy. The results of a first data taking were published in summer 2002[14], with a total exposure of 11.6 kg.days, resolutions of the order of the keV on each channel and zero event in the nuclear recoil band. This set the exclusion limit which was still at the time of this session the benchmark in terms of sensitivity to direct spin-independent WIMP interactions. Nineteen more kg.days were added in 2003, but the data presented a handful of events in the nuclear recoil band. The derived result confirms but does not improve significantly the sensitivity reached in 2002. Since then, 21 more kg.days have been accumulated, using a new "phonon" trigger acquisition system, with improved resolutions. The data is still being analyzed. The experimental setup, meanwhile, is already being dismantled to make room for the next phase of the experiment.

3.3 Exclusion limits

Figure 2 displays the current exclusion limits as they appear in the most recent published papers. Both the CDMS and EDELWEISS collaborations claim exclusion of the DAMA candidate - under the MSSM framework and assuming scalar WIMP interactions - at > 99.8 % confidence level, CDMS at low masses and EDELWEISS above 30 GeV. The new CDMS results further

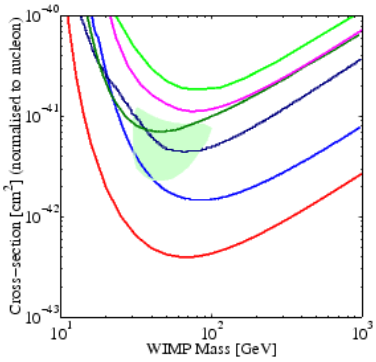

Figure 2: Current published exclusion limits in the (σvsE) space. From top to bottom: NAIAD 2002, Heidelberg-Moscow 1998, IGEX 2002, CRESST 2004 preliminary, EDELWEISS-I 2003, CDMS-II 2004.

confirm this experimental contradiction. Recent publications have shown that this exclusion also resists to all realistic variations of the halo parameters. [21,22]

4 Future experiments

Regardless of the technology, one of the key points for the next generation experiments will reside in a more precise understanding of the physics in the detectors, and a more systematic control of the background. This is why most future projects put an emphasis in their design on that particular point, while greatly increasing the detector mass. The second phases of CDMS, CRESST[15] and DAMA are already at least partially running. In Table 2 are reported the most notable projects for direct dark matter detection experiments. They can roughly be divided into three categories: cryogenic experiments, liquid xenon experiments, and more original designs. For each of these categories, we will now briefly present their main features through the example of a particular setup.

4.1 Cryogenic detectors

Displaying roughly the same kind of improvements as all other cryogenic experiments the second phase of EDELWEISS will see an increase in detector mass from 1 kg to eventually 35 kg of ger-

Table 2: Future direct dark matter search experiments. H stands for Heat, I for Ionization, L for Light.

Name	Location	Technique	Material	Status
ANAIS	Canfranc	L	10 to 100 kg NaI	R&D module running
CUORE	Gran Sasso	H	760 kg TeO_2	Approved
DRIFT	Boulby mine	I + Tracks	1 m^3 LP Ar + Cs_2	Testing
EDELWEISS-II	Modane	H + I	35 kg Ge	Upcoming early 2005
XENON	Japan	L + I	10 to 1000 kg LXe	R&D module running
XMASS	Japan	L	30 to 800 kg LXe	R&D module running
ZEPLIN-II	Gran Sasso	L + I	30 kg LXe	Upcoming 2004
ZEPLIN-III	Gran Sasso	L + I	6 kg LXe	Upcoming 2005

manium bolometers, equivalent to 120×320 g detectors. In this regard, a new cryostat has been designed and realized, and already successfully tested below 10 mK. In order to achieve better radioactive background levels, the radio-purity of all components has been thoroughly tested. An active muon veto will also help identify and reject the muon-induced fast neutron background. In parallel, a new detector technology is being developed, based on thin $NbxSi_{1-x}$ electrodes able to collect at the same time an ionization signal and a fast out-of-equilibrium heat signal, thus allowing a better identification and rejection of anomalous surface events.[16] Assembly in the laboratoire souterrain de Modane is starting in May 2004, and 20 to 30 fully operational detectors are expected to be taking data within a year. The ultimate goal of EDELWEISS-II is an improvement in sensitivity compared to phase-I of about 2 orders of magnitude.

4.2 Liquid Xenon experiments

A number of experiments using liquid xenon are being proposed, like the next phases of ZEPLIN[17], the Japanese XMASS[18] and the XENON[19] project. As the most ambitious of those, we will focus on the XENON project. The XENON project is a dual phase xenon experiment using time projection chambers, contrary for example to ZEPLIN or XMASS which only use a liquid phase and can therefore only achieve a limited discrimination between electronic and nuclear recoils. A WIMP interaction creates a primary scintillation light in the liquid phase, collected by a PMT array located in the gaseous phase. It also creates charge carriers which are drifted throughout the liquid phase, turned into proportional light by electroluminescence and collected by the same PMTs. A CsI photocathode deposited at the bottom of the chamber provides a "second primary" signal, and allows for some Z positioning. A balloon-borne prototype with 8 cm drift has already been successfully operated, and a larger 10 kg prototype is underway, which will have to demonstrate the efficiency of the photocathode. The final goal of the XENON experiment is the 1 ton scale, with a 16 keV recoil threshold and impressive background rejection capabilities. It aims at reaching 10^{-10} pb within 3 years.

4.3 Original designs

In order to try and circumvent some of the issues inherent to both cryogenic detectors and scintillators, alternative concepts are being looked into, trying for example to take advantage of different WIMP signatures. It is the case for example of the DRIFT[20] experiment, which uses time projection chambers to record the directionality of WIMP interactions. This should in theory make it sensitive to the diurnal modulation effect described in *2.1*. The setup consists in a projection chamber filled with a low pressure mixture of argon and CS_2, which serves as a charge drifting medium. The discrimination is based on the difference in recorded tracks ranges between different types of recoils, as well as pulse shape analysis. In effect, the nuclear recoil events are magnified by straight and short tracks, compared to electronic recoils at the same energy. The preliminary tests tend to show a very strong rejection of all gamma background down to a ten keV. After a number of technical difficulties, the DRIFT device has recently resumed testing.

5 Conclusions

All this leads to the predictive sensitivity diagram in Fig. 3. Current experiments are nearing the 10^{-6} pb limit, and have already started to test the most optimistic super-symmetric models. The next generation experiments, like EDELWEISS-II, CDMS-II, ZEPLIN-III, are aiming for an improvement of about 2 orders of magnitude, down to 10^{-8} pb which would allow them to test a much more significant part of the parameters space. This will come to the cost of an increased detector mass, further background rejection, lower energy thresholds and overall

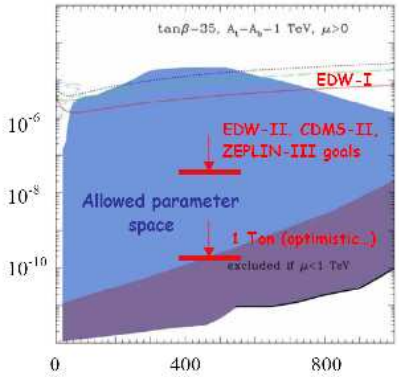

Figure 3: Summary predictive sensitivity plot. x axis is WIMP mass in GeV, y axis is WIMP cross-section in pb.

improved discrimination. The 1-ton scale experiments are aiming yet two orders of magnitude lower, down to 10^{-10} pb, which would probe most of the allowed parameter space. Projections at this point remain hazardous, but it already appears clearly that both experimental issues and data analysis will prove very challenging. Combining results from different target materials, cross-checking with different signatures such as the directionality of interactions, may prove to be the only way to ever ascertain the existence of WIMPs with reasonable confidence.

References

1. F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110
2. EROS collaboration, *Astron. Astrophys.* **400** (2003) 951
3. MACHO collaboration, *Astrophys. J.* **471** (1996) 774
4. C.L. Bennet et al, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 1
5. A. Heister *et al., Phys. Lett. B* ***583*** *(2004) 247*
6. *S. Desai, Proc. 4th Int. Symp. On Sources and Detection of Dark Matter (2000)*
7. *L. F. Thompson, Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (2003)*
8. *J. Ahrens et al, Phys. Rev. D* ***66*** *(2002)*
9. *R. Bernabei et al, Phys. Lett. B* ***480*** *(2000) 23*
10. *R. Bernabei et al, Riv. N. Cim.* ***26-1*** *(2003) 1*
11. *H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al, Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. A* ***481-1*** *(2002) 149*
12. *R. Lusher, astro-ph/0305310*
13. *D.S Akerib et al, Phys. Rev. D* ***68*** *(2003)*
14. *A. Benoit et al, Phys. Lett. B* ***545*** *(2002) 43*
15. *M. Altmann et al, astro-ph/0106314*
16. *S. Marnieros et al, Nucl. Instr. Meth. A* ***520*** *(2004) 185*
17. *S.P. Hart, Nucl. Phys. B (proc. Supp.)* ***110*** *(2002) 91*
18. *S. Moriyama, Proc. 4th Int. Workshop on the identification of dark matter (2002) 390*
19. *E. Aprile et al, astro-ph/0207670*
20. *Morgan, Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A* ***513*** *(2003) 226*
21. *A. Kurylov, M Kamionkowski, hep-ph/0307185*
22. *C.J. Copi, L.M. Krauss, astro-ph/020810*
23. *D.S. Akerib et al, astro-ph/0405033*

Lexique

Ce lexique a pour vocation d'expliciter pour le profane les termes appartenant au jargon d'Edelweiss utilisés plus ou moins abondamment dans le présent manuscript. Ceux-ci peuvent se présenter sous la forme d'abus de language, de détournements de sens, d'anglicismes éhontés voire même d'inventions pures. Souhaitons que cette courte liste puisse contribuer à rendre le mal moins grand...

Bit trigger

Information binaire multiple codée sur un mot de 3 ou 6 bits (suivant que l'on s'intéresse à des données acquises en trigger ionisation ou trigger chaleur), interprété comme un entier et enregistré avec chaque événement. Lorsque le système d'acquisition déclenche sur une voie donnée, toutes les autres voies sont également scannées pour vérifier si elles aussi ont déclenché en même temps. chaque voie possède un " bit " propre qui vaudra 1 si elle a déclenché, et 0 sinon. En mettant ces éléments binaires bout à bout dans l'ordre de numérotation des voies, on obtient un mot qui résume la configuration de déclenchement.
On parlera parfois de bit trigger "présent" pour un détecteur donné. Cela siginifie que l'analyse du mot de bit trigger révèle que la voie chaleur de ce détecteur à déclenché pour cet événement particulier.

Buffer

Mémoire tampon. D'une manière générale toute structure de mémoire, généralement de taille fixe, destinée à recevoir des données en attente d'être traitées. On parle aussi parfois de buffer "circulaire", ce qui signifie que la structure est composée d'une plage mémoire de taille fixe et d'un index désignant le dernier échantillon. Lorsque de nouvelles données sont ajoutées au buffer, elles remplacent celles suivant directement la position de l'index, et l'index se déplace pour pointer vers le nouveau dernier échantillon. L'intérêt d'un buffer, en dehors de conserver un ensemble de données pour utilisation dans un futur proche, est qu'il permet une gestion mieux organisée des allocations de mémoire, et facilitent ainsi le fonctionement des programmes en évitant les saturations de mémoires.

Calibration

On désigne parfois abusivement par ce néologisme le processus d'étalonnage en énergie des données. Par extension, peut aussi servir à désigner les prises de données en

présence de sources radioactives servant à effectuer cet étalonnage. On parle de "calibration de la voie ionisation", "runs de calibration", "calibration Cobalt 57".

Centre et Garde

Termes généralement opposés l'un à l'autre. Désignent les deux électrodes présentes sur chaque détecteur, et par extension les voies électroniques permetttant de récupérer leurs signaux respectifs, puis les voies de données enregistrées par l'acquisition et étudiée par l'analyse.

Chi2 ou χ^2

Estimateur de la qualité d'un ajustement. Si l'on dispose d'un ensemble de données numériques $[S]_i$,i=0...n-1, et d'un gabarit $[G]_i$,i=0...n-1, alors la qualité de l'ajustement du gabarit G au signal S peut être décrite par la moyenne des différences quadratiques bin par bin du signal et du gabarit ajusté par un coefficient constant c. On appelle cette fonction χ^2.

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=0}^{n-1} (S_i - c \cdot G_i)^2$$

Coincidence neutron

Phénomène particulier qui consiste à observer dans deux détecteurs différents, exactement au même moment (à la précision en temps de l'acquisition près, qui est nettement supérieure au temps de vol d'une particule entre deux détecteurs), une interaction attribuable à un recul de noyau. Ceci est remarquable car il est totalement improbable qu'un WIMP interragisse dans deux détecteurs consécutivement. Ce type de comportement signe donc de manière non ambiguë une interaction produite par une AUTRE particule qu'un WIMP. Bien qu'il puisse exister notamment à basse énergie d'autres interprétations possibles, faisant intervenir des betas mal collectés en surface par exemple, l'explication la plus vraisemblable est qu'il s'agit d'un neutron, dont la probabilité de double interaction n'est pas du tout négligeable comme le montrent les résultats de prises de données effectuées en présence d'une source radioactive de neutrons.

Crosstalk

Diaphonie électronique existant entre l'électrode de voie centre et l'électrode de voie garde d'un même détecteur. Cet effet est corrigé avant étalonnage des voies pour éviter une sur-estimation de l'énergie des interactions. Ce terme peut paraître plus "parlant" - sans mauvais jeu de mot - que son équivalent français de diaphonie, car il illustre immédiatement le fait que les deux voies "se parlent".

Energie ionisation, énergie chaleur

Ces deux termes symétriques désignent par abus de language l'énergie reconstituée fournie par chacune des voies d'acquisition. Aucune ne correspond en réalité à la réelle quantité d'énergie déposée par l'interaction, dont l'estimateur est l'énergie de recul. En effet, l'énergie ionisation est sujette au quenching, c'est à dire à l'efficacité de création de charges qui est différente selon le type de l'interaction (recul électronique ou nucléaire).

L'énergie chaleur est pour sa part faussée par sa composante proportionelle au signal ionisation (effet Luke-neganov).

Energie de recul

Quantité reconstituée, combinaison linéaire des énergies mesurées sur les voies ionisation et chaleur, et estimateur de l'énergie réellement déposée par l'interaction, indépendament de la nature du recul. Voir "Quenching".

Evènement

Désigne l'ensemble des données enregistrées par le système d'acquisition lorsqu'une condition de déclenchement a été remplie. Est constitué de toutes les voies chaleur et ionisation de tous les détecteurs enregistrées de manière synchrone sur un laps de temps fixe (typiquement 1 s pour les voies chaleur, et 10 ms pour les voies ionisation), mais également de toutes les informations annexes comme le temps du déclenchement, la configuration du bit trigger, ou encore la température de la chambre à mélange à ce moment là. La liste est loin d'être exhaustive. Contrairement à son acceptation dans le language courant, un événement ne signifie pas nécessairement que quelque chose "d'intéressant" physiquement est arrivé, juste que l'acquisition a déclenché et enregistré un lot de données.

Fiduciel

Adjectif pouvant s'appliquer à divers noms : volume fiduciel, zone fiducielle, coupure fiducielleĚ Toutes ces notions renvoient essentiellement à la même idée : seule la partie centrale du détecteur, en première approximation située directement en dessous de l'électrode de voie centre, contribue à l'accumulation de la statistique physique. Tout le volume périphérique est supposé "zone dangereuse", car des pertes de collection de charges sur les bords du détecteur sont possibles. L'existence de la double électrode de collecte centre-garde a pour justification la définition de ce "volume fiduciel". Par extension, on appelle "coupure fiducielle" le processus d'analyse qui consiste à ne conserver que les évènements dont le signal recueilli sur l'électrode centre est au moins trois fois supérieur à celui recueilli sur l 'électrode garde.

Filtre anti-repliement

Encore appelé "filtre anti-aliasing". Il s'agit d'un filtre opérant sur un signal analogique, et dont la fonction est de couper les fréquences supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage afin d'assurer la réversibilité de l'opération de numérisation, conformément au théorème de Nyquist-Shannon. Si le critère $f_C < f_{ech}/2$ n'est pas respecté, alors on assiste à une distortion du spectre en fréquence du signal numérisé. Dans l'espace de Fourier, tout se passe comme si les fréquences supérieures à $f_{ech}/2$ se "repliaient" vers les basses fréquences, d'où le nom du filtre.

Fit

Ajustement des données par un gabarit d'événement. Ce procédé fournit une amplitude de signal, qui sera ensuite traduite en termes d'énergie par le processus d'étalon-

nage.

Fond

Peut désigner plusieurs choses, selon le contexte. D'une manière générale, le " fond " renvoie au bruit de fond, c'est-à-dire à toutes les interactions observées dans nos détecteurs qui ne sont pas issues de WIMPs. On peut ensuite spécifier une nature particulière de fond, par exemple "fond neutron" ou "fond gamma", qui désignent respectivement les évènements dans les données causés par des interactions de neutrons ou de photons. Le terme "run de fond" désigne des données acquises dans les conditions nominales de l'expérience, et utilisées pour l'extraction du résultat physique - par opposition par exemple à un "run de calibration".

Ionisation totale

Désigne le résultat de l'addition scalaire des énergies fournies par les voies de mesure "ionisation centre" et "ionisation garde". Celle-ci n'a de sens que si les ajustements de gabarits sur les deux voies ont été effectués de manière synchrone, ce qui est précisément l'objet de la deuxième passe d'ajustements effectuée dans le processus d'analyse. L'ionisation totale est la quantité utilisée dans tous les cas où l'énergie collectée en voie ionisation est nécessaire à un calcul de physique (comme par exemple, la détermination du rapport d'efficacité ou quenching).

keV$_{ee}$ ou keV-équivalent-électron

Echelle d'énergie ramenée à l'efficacité d'une interaction de recul électronique, utilisée lorsque l'on considère une énergie fournie par une voie ionisation du détecteur. La nécessité d'introduire cette unité tient à l'existence d'une différence d'efficacité de création de charges entre une interaction de recul électronique et une interaction de recul nucléaire : Pour une même énergie déposée - qui est la grandeur physique qui nous intéresse réellement - un recul nucléaire (de WIMP par exemple) va créer environ trois fois moins de charges collectables qu'un recul électronique (de gamma). Or l'étalonnage des voies ionisation s'effectue à partir de raies de gammas. Si par construction la traduction de keV-ionisation en keV-déposés est triviale pour des reculs électroniques, pour des reculs nucléaires il faut tenir compte de cette efficacité de création de charge. C'est pour eviter les confusions que l'on a introduit cette notion de keV$_{ee}$.

kg.jour

Unité servant à quantifier les données accumulées. De manière à disposer d'une grandeur indépendante du nombre et du type de détecteurs utilisés, on multiplie le temps d'acquisition (jours) par la masse effective de détecteur utilisée. Cette masse peut tenir compte du "volume fiduciel" des détecteurs, car seul ce volume contribue à l'accumulation de données effectivement exploitée pour le résultat physique. On parle alors de "kg.jours fiduciels".

Ligne de base

Désigne les donées fournies par une voie d'acquisition en l'absence de signaux phy-

siques. Analogue au bruit de fond. Par extension, s'applique également aux caractéristiques de ces données. On parle de "résolution ligne de base", qui est la largeur totale à mi-hauteur de la distribution en amplitude (énergie) de ces données.

Quenching ou Facteur de Quenching

Dans la plupart des cas dans Edelweiss, et sauf avis contraire, désigne le facteur d'efficacité de création de charges d'un recul nucléaire par rapport à un recul électronique. C'est la quantité discriminante qui est à la base de la rejection du bruit de fond gamma par Edelweiss, notée Q. En toute rigueur, on devrait parler " d'efficacité d'ionisation ", ou au moins de "Quenching ionisation".
Il existe egalement un "Quenching chaleur", qui représente de manière symmétrique l'efficacité de création de chaleur d'un recul nucléaire par rapport à un recul électronique. Cette quantité est supposée égale à 1 dans l'analyse d'Edelweiss, bien que des études soient en cours pour vérifier l'exactitude de cette hypothèse. L'idée soutenant cette hypothèse est que toute l'énergie déposée doit se retrouver d'une façon ou d'une autre dans le signal chaleur, indépendamment du mode d'interaction.
Enfin, il existe également un Quenching "intrinsèque" du Germanium, qui représente la proportion d'énergie déposée par l'interaction effectivement dissipée par le détecteur, par opposition à une quantité d'énergie qui pourrait rester stockée dans des défauts cristallins par exemple. Cette quantité est également supposée égale à 1. Elle représente le rapport entre la quantité "Energie de recul" et l'énergie réellement déposée.
En toute rigueur, la quantité Q que l'on calcule est le produit de ces trois facteurs.

NTD

Neutron Transmutated Doped (Germanium). Désigne au départ le capteur thermique des détecteurs Edelweiss, qui est effectivement un petit cristal de germanium fortement dopé par irradiation avec un flux de neutrons.
On désigne aussi parfois par "NTD" une catégorie d'évènements, dont la particularité est d'avoir leur point d'interaction à l'intérieur de ce cristal. Du fait de leur fabrication par irradiation, les cristaux NTD contiennent un nombre importants d'impuretés radioactives, qui donnent lieu à un taux non-négligeable d'interactions. Les signaux correspondant présentent des constantes de temps beaucoup plus rapides en voie chaleur, et aucun signal ionisation.

Ntuple - NTP

Type de fichier regroupant des informations compactes sur un ensemble de données. Un ntuple ou n-tuple se présente généralement sous la forme d'un tableau à double entrée, où chaque ligne correspond à un évènement et chaque colonne à une grandeur d'intérêt, comme l'amplitude du signal sur une voie donnée ou la température. Un fichier "NTP" est un cas particulier de ntuple créé par le programme d'acquisition.

Offline/Online

Utilisé dans le cadre du traitement ou de l'analyse des données, désigne le caractère "temps réel" d'une opération. Par exemple, les opérations de filtrage ou de recherche de

déclenchement effectuées par le système d'acquisition sont "online", et doivent se soumettre aux impératifs. Par opposition, l'analyse des données enregistrées a posteriori est "offline".

Padding (par des zéros)

Opération consistant à compléter une série de données numériques par un certain nombre d'échantillons (de valeur nulle), en aval ou en amont. Ceci est utilisé en particulier pour des opérations de convolution numérique faisant intervenir des données de taille finie, comme c'est le cas pour l'analyse des données enregistrées par ajustement d'un gabarit d'évènement.

PAW

Physics Analysis Workshop. Outil d'analyse informatique développé au CERN, scriptable, fonctionnant en ligne de commande et particulièrement adapté à l'analyse statistique de données de physique, et à la production de graphes. Toute l'analyse présentée dans ce travail a été en grande partie effectuée sous environnement PAW, avec également une partie effectuée sous NI LabView. Le terme barbare "kumac" est également lié à PAW, et désigne l'extension que doivent prendre les scripts (ou macros) écrits pour ce programme.

Pre-trigger

Pour un événement et sur une voie donnée, désigne la fraction des données enregistrées située avant la position de déclenchement, ou avant la position de départ de l'événement en voie ionisation repéré par convolution dans le cas de l'acquisition en trigger chaleur. Il s'agit d'une plage de données contenant a priori du bruit de ligne de base, que l'on peut utiliser par exemple pour quantifier la qualité des données au moment de l'enregistrement de l'événement.
De manière symétrique, on parle aussi de "post-trigger" pour désigner la partie des données enregistrées qui n'appartient pas au pre-trigger.

Pulse

On désigne parfois sous le nom de "pulse" un signal sur une voie donnée, par opposition à une voie ne contenant que du bruit. Très intuitivement, lorsqu'une voie de mesure présente un signal de durée finie se détachant nettement du bruit, on peut parler de pulse.

Régénération

Période pendant laquelle les détecteurs sont mis en court-circuit (sans polarisaion des électrodes) de façon à essayer de contrer l'accumulation de charges d'espace à l'intérieur du cristal, qui à terme pourraient engendrer une dérive de la sensibilité du bolomètre. L'idée générale est qu'en l'absence d'un champ électrique de collecte, les interactions ont pour effet de réorganiser et réhomogénéiser les charges dans le cristal. Dans notre cas, les régénérations interviennent toutes les trois heures et durent douze minutes.

Run

Unité logique de données cohérente dans le temps, sans arrêt du système d'acquisition. Les données d'Edelweiss sont organisées en fichier de "run", chaque run étant indéxé par un numéro. Lorsque l'on démarre l'acquisition de données, un nouveau fichier de run est créé pour l'enregistrement des évènements. Le même fichier est utilisé jusqu'à ce que le système d'acquisition soit arrêté (pour raisons techniques par exemple) ou que la taille du fichier dépasse un certain seuil, auquel cas un nouveau fichier est démarré. La taille d'un run n'est pas fixe, et dépend du temps d'acquisition, du taux de déclenchement et des aléas de la technique. Il est toutefois en général raisonnable de considérer que les conditions d'acquisitions sont constantes tout au long d'un même run.

Stream

Désigne un lot de données prises en continu, sans déclenchement, par opposition aux données standard qui comportent une pré-sélection des évènements effectuée par le programme d'acquisition. Les données "stream" sont utiles par exemple lors de l'élaboration de l'acquisition pour la construction des filtres numériques, ou pour vérifier le bon fonctionnement du système d'acquisition.

Template

Litéralement Gabarit. Sauf mention explicite d'une autre définition, ce terme désigne dans ce manuscript, pour une voie d'acquisition donnée un événement "idéal", moyenne de plusieurs évènements réels afin de ne conserver que le signal physique qu'ils contiennent tout en se débarassant du bruit aléatoire. Les templates sont utilisés pour analyser les données brutes par ajustement linéaire.

Trigger

Anglicisme pour "déclenchement". Peut désigner soit l'action de déclencher, soit en conjonction avec un nom la méthode utilisée par le système d'acquisition pour effectuer ce déclenchement. Il existe dans Edelweiss deux stratégies distinctes de trigger : Le "trigger ionisation" désigne la stratégie qui consiste à scanner les voies ionisation des détecteurs jusqu'à ce que l'un au moins d'entre elles dépasse un certain seuil en amplitude. En "trigger phonon" ou "trigger chaleur", ce sont les voies chaleur que l'on scanne.

WIMP

Weakly Interacting Massive Particle - Particule massive faiblement interagissante. Terme générique désignant toute particule de masse non nulle et de section efficace d'interaction de l'ordre de celle de l'interaction électro-faible.

Table des figures

1.1 Contraintes observationnelles sur Ω_Λ et Ω_m 12
1.2 Histogramme des rapports masse sur luminosité des amas 14
1.3 Profil de vitesses d'une galaxie spirale 15
1.4 Abondance des éléments légers 16
1.5 Limite sur la matière noire sous forme de MACHOs 17
1.6 Spectre de puissance du CMB par WMAP 19
1.7 Unification des forces dans le cadre du MSSM 22
1.8 Abondance fossile 24
1.9 Limite sur la section efficace WIMP-proton 28
1.10 Les trois voies de détection directe 31
1.11 Directionalité du signal de WIMPs 33
1.12 Limites sur la densité de matière noire sous forme d'axions 34

2.1 Processus d'interactions photon-matière 43
2.2 Schéma de l'implantation des électrodes 52
2.3 Diagramme de bandes Al-Ge-Al 54
2.4 Diagramme de bandes aves couche de Ge amorphe 54
2.5 Schéma du cablage des voies de mesure 58
2.6 Vision simplifiée du dispositif expérimental 62
2.7 Diagramme de phases ^{3}He - ^{4}He 63
2.8 Schéma de principe d'un cryostat à dilution 65
2.9 Face-avant de l'automate à dilution d'Edelweiss-II 66

3.1 Filtres de base idéaux 73
3.2 Filtres de base réels 74
3.3 Filtre de ButterWorth 76
3.4 Filtre de Chebyshev 76
3.5 Filtre de Chebyshev inverse 77
3.6 Filtre elliptique 77
3.7 Filtre de Bessel 77
3.8 Effet du filtrage sur un bruit blanc gaussien 80
3.9 Effet du filtrage en ionisation de type I 81
3.10 Effet du filtrage en ionisation de type II 82
3.11 Effet du filtrage en chaleur 83

3.12 Principe d'un système d'acquisition numérique 87
3.13 Délai Ionisation-Chaleur en fonction de E$_C haleur$ 89
3.14 Principe de la cross-corrélation 91
3.15 Principe de la construction d'un événement 93
3.16 Rapport $E_{online}/E_{offline}$ pour 0 $keV < E_{Ion} < 200$ keV 96
3.17 Rapport $E_{online}/E_{offline}$ pour 2.5 $keV < E_{Ion} < 200$ keV 97
3.18 Distribution de Δt 98
3.19 Courbes d'efficacité comparées 101

4.1 Comparaison signal-template 110
4.2 Correction de crosstalk 116
4.3 Etalonnage des voies ionisation 119
4.4 Non-linéarité de la sensibilité chaleur 120
4.5 Evolution temporelle la sensibilité chaleur 122
4.6 Etalonnage par morceaux de la voie chaleur 123
4.7 Spectres aux alentours de 10 keV 125
4.8 Sélection des données à 8.98 et 10.37 keV 126
4.9 Correction de Température 128
4.10 Ajustement gaussien du bruit 131
4.11 Evolution des résolutions ligne de base 132
4.12 Résolution chaleur à 122 keV 134
4.13 Vérification de la fraction de volume fiduciel 136
4.14 Effet de la coupure sur Δt 138
4.15 Multiples "manqués" 138
4.16 Effet d'une coupure à 2 keV sur la voie centre 140
4.17 Templates NTD et standard 141
4.18 χ^2_{NTD} vs $\chi^2_{standard}$ 142
4.19 Effet de la coupure sur le χ^2 NTD 144
4.20 Evolution de la température 145
4.21 Effet de la coupure sur la température 146
4.22 Efficacité de la sélection sur le bit trigger 149
4.23 Efficacité de la sélection sur le bit trigger + ionisation > 2.5 keV 150
4.24 Efficacité de la sélection sur le bit trigger + ionisation > 2.5 keV + réjection NTD 151
4.25 Efficacité de toutes les sélections 152
4.26 Données des runs neutrons 155
4.27 Distribution de Q pour des reculs nucléaires 158
4.28 Distribution $Q, n(E_R)$ - valeur centrale 159
4.29 Distribution $Q_N(E_R)$ - largeur 159
4.30 Données de fond bas-bruit 161
4.31 Spectre de recul des candidats reculs nucléaires 165
4.32 Données 2000 167
4.33 Données 2002 168
4.34 Données 2003i - Bolo1 170

4.35 Données 2003i - Bolo2[a] 171
4.36 Données 2003i - Bolo2[b] 171
4.37 Données 2003i - Bolo3 172
4.38 Compatibilité des lots de données 174
4.39 Résultat final d'Edelweiss-I 179

5.1 Sensibilités des voies ionisation en fonction de l'énergie 186
5.2 Données des runs alpha 187
5.3 Spectre 400-800 keV 189
5.4 Spectre 800-2800 keV 190
5.5 Effet du filtrage sur les pulses saturés 192
5.6 Sélection des événements saturés en ionisation 194
5.7 Sélection des événements saturés en chaleur 195
5.8 Détermination du meilleur ajustement 196
5.9 Normalisation des ajustements 197
5.10 Données saturées 2003p - volume fiduciel 198
5.11 Données saturées 2003p - volume non-fiduciel 198
5.12 Spectre événemens saturés 200
5.13 Spectre total combiné 201
5.14 Réponse impulsionelle des filtres 204
5.15 Résultats de déconvolution 206
5.16 Simulation U/Th dans Cu du blindage 210
5.17 Somme des contributions au fond gamma simulées 213
5.18 Chaines de U/Th 214
5.19 Evénements sans ionisation - sélection sur le χ^2 217
5.20 Spectre en énergie des événements "reculs lourds" 218
5.21 Distributions de $\overline{Q}$ 221
5.22 Sélection des événements intermédiaires 222

Liste des tableaux

3.1 Caractéristiques des filtres utilisés sur chaque voie 79
3.2 Résolutions LDB fin 2002 88
3.3 Valeurs des résolutions pour les données 2003 99
3.4 Valeurs des seuils en énergie à 50 % d'efficacité pour les données 2003 . 99

4.1 Données acquises en trigger phonon 108
4.2 Correction de crosstalk 117
4.3 Sensibilités des voies ionisation 118
4.4 Résolutions ligne de base 132
4.5 Paramètres des lois de résolution 135
4.6 Coupure sur la Température 147
4.7 Candidats reculs nucléaires 164
4.8 Table des résolutions - Ensemble des données 169

5.1 Données hautes énergies 185
5.2 Résolutions pour les runs alpha 185
5.3 Taux de comptage des événements alpha 199
5.4 Raies gamma observées dans les spectres en énergie d'ionisation de chaque détecteur, pour les données des runs "2003p" et "2003h". Les taux de comptage en /kg/j sont donnés séparément pour le volume fiduciel et le volume latéral de chaque détecteur. Lorsqu'une raie n'est pas clairement visible dans le spectre, une limite supérieure sur la contribution est donnée à la place. 199
5.5 Profondeurs de pénétrations 206
5.6 Activités mesurées 209
5.7 Simulation U/Th dans Cu proche 211
5.8 Taux d'événements intermédiaires 220

ACQUISITION ET ANALYSE DES DONNEES DANS L'EXPERIENCE DE RECHERCHE DE MATIERE NOIRE EDELWEISS

L'expérience EDELWEISS a pour but la détection de WIMPs, particules hypothétiques et très faiblement interagissantes susceptibles de composer la matière noire de l'univers. Elle utilise pour cela des détecteurs cryogéniques en germanium mesurant à la fois la chaleur et l'ionisation produite par l'interaction d'une particule dans un cristal semi-conducteur. Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la dernière campagne de prises de données de la phase I. Elle s'articule en trois points principaux. Premièrement, nous présentons l'élaboration d'un nouveau système d'acquisition numérique, basé sur le déclenchement sur la voie chaleur des détecteurs, contrairement au système précédent à déclenchement sur la voie ionisation. Deuxièmement, nous exposons l'analyse complète des données acquises avec ce nouveau système, depuis l'étalonnage des voies de mesure jusqu'à l'extraction d'un résultat physique en termes de sensibilité à un signal WIMP. Enfin et troisièmement, nous consacrons un chapitre à part entière à l'analyse plus particulière des données à haute énergie, ainsi qu'à l'interprétation des différents fonds de radioactivité observés, en vue de la préparation de la phase II de l'expérience devant débuter fin 2005.

DATA ACQUISITION AND ANALYSIS FOR THE EDELWEISS DARK MATTER SEARCH EXPERIMENT

The EDELWEISS experiment aims to detect WIMPs, hypothetical and elusive particles which could possibly amount for all or part of the dark matter in the universe. For that purpose, it uses cryogenic germanium detectors able to record both the rise in temperature and the ionisation created by a WIMP interaction in the semi-conductor crystal bulk. This thesis work focuses on the last data taking campaign of phase I of the experiment. It is centered around three main points. In a first part, we present the elaboration of a new numerical acquisition system, based on a heat channel trigger, contrary to the previous system which was based on an ionisation channel trigger. In a second part, we expose the complete analysis of the data acquired with this new system, from the calibration of each measurement channel to the extraction of a result in terms of sensitivity to a WIMP signal. Lastly, we dedicate a whole chapter to a further analysis of the high energy data, as well as to the interpretation of the different radioactive backgrounds we observe, in order to prepare the next phase of the experiment due to begin at the end of 2005.

DISCIPLINE : Physique

MOTS-CLES : Matière noire, WIMPs, Bolomètre, Germanium, Radioactivité, Acquisition numérique