HAL
open science

Étude et exploitation de bolomètres de nouvelle génération à électrodes concentriques pour la recherche de matière noire froide non-baryonique dans l'expérience Edelweiss II

Jocelyn Domange

To cite this version:

Jocelyn Domange. Étude et exploitation de bolomètres de nouvelle génération à électrodes concentriques pour la recherche de matière noire froide non-baryonique dans l'expérience Edelweiss II. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112169 . tel-00665254

HAL Id: tel-00665254

https://theses.hal.science/tel-00665254v1

Submitted on 1 Feb 2012

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

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

Université de Paris Sud XI

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Paris Sud XI

Spécialité : **Physique des astroparticules**

préparée au **Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse d'Orsay et au Service de Physique des Particules du CEA de Saclay**

dans le cadre de l'École Doctorale **Particules, Noyaux, Cosmos (ED 517)**

présentée et soutenue publiquement
par

Jocelyn Domange

le 30/09/2011

Titre:

Étude et exploitation de bolomètres de nouvelle génération à électrodes concentriques pour la recherche de matière noire froide non-baryonique dans l'expérience Edelweiss II

Directeur de thèse: **M. Alexandre Broniatowski**
Co-directeur de thèse: **M. Gilles Gerbier**

Jury
M. Alexandre Broniatowski (co-directeur de thèse)
M. Gilles Gerbier (co-directeur de thèse)
M. Daniel Santos (rapporteur)
M. Philippe Di Stefano (rapporteur)
Mme. Laura Baudis (examinatrice)
M. Gabriel Chardin (examinateur)

Table des matières

Table des matières 1

Table des figures 9

Liste des tableaux 15

I Introduction 17

1 Cosmologie et matière noire 19

1.1 Le Modèle Cosmologique Standard . . . 19

1.1.1 Équations de base de l'Univers . . . 19

1.1.2 Contenu possible de l'Univers . . . 20

1.1.2.1 La matière "froide" ($w = 0$) . . . 21

1.1.2.2 Le rayonnement ($w = 1/3$) . . . 21

1.1.2.3 Energies exotiques ($w < -1/3$) . . . 21

1.1.3 Paramètres cosmologiques . . . 22

1.1.3.1 Constante de Hubble . . . 22

1.1.3.2 Paramètres de densité et constante cosmologique réduite . 22

1.1.3.3 Équations dynamiques . . . 23

1.2 Densité de l'Univers et masse cachée . . . 23

1.2.1 Masse visible . . . 23

1.2.2 Masse dynamique . . . 24

1.2.2.1 Étude du mouvement des galaxies au sein des amas . . . 24

1.2.2.2 Étude du mouvement des étoiles dans les galaxies . . . 25

1.2.3 Nucléosynthèse primordiale . . . 26

1.2.4 Résultats de la recherche de matière noire baryonique . . . 28

1.2.5 Fluctuations du fond diffus cosmologique . . . 30

1.3 Matière noire chaude, froide, tiède . . . 33
1.3.1 Rôle dans la formation des structures . . . 33
1.3.2 Limites sur la matière noire chaude (neutrinos) . . . 34
1.4 Matière noire froide non-baryonique . . . 35
1.4.1 Motivations pour les candidats WIMPs . . . 35
1.4.2 Le neutralino . . . 36
1.4.2.1 Quelques rappels sur la supersymétrie et le MSSM . . . 36
1.4.2.2 Le neutralino comme candidat pour la matière noire . . . 38
1.4.2.3 Densité relique de neutralinos . . . 38
1.4.3 Autres candidats pour la matière noire froide . . . 39
1.4.3.1 Les axions . . . 39
1.4.3.2 Super-WIMPs . . . 41
1.4.3.3 Matière noire auto-interagissante . . . 42
1.4.3.4 WIMPZILLAs . . . 44
1.4.4 Caractéristiques d'un halo galactique de matière noire non-baryonique 45
1.4.5 Modes d'interaction d'une WIMP du halo galactique . . . 46
1.4.5.1 Diffusion élastique . . . 46
1.4.5.2 Interaction WIMP-noyau . . . 46
1.4.5.3 Obtention du taux d'interaction . . . 47
1.4.5.4 Matière noire inélastique . . . 50
1.5 Détection de WIMPs . . . 50
1.5.1 Production de particules supersymétriques aux collisionneurs . . . 50
1.5.2 Expériences de détection indirecte . . . 51
1.5.2.1 Raies d'émission et continuum γ . . . 52
1.5.2.2 Neutrinos énergétiques . . . 53
1.5.2.3 Antimatière . . . 54
1.5.3 Expériences de détection directe . . . 55
1.5.3.1 Techniques de détection directe . . . 55
1.5.3.2 Discrimination par double canal de mesure . . . 57
1.5.3.3 Signatures des WIMPs dans les expériences de détection directe . . . 58
1.6 Revue rapides des principales expériences de détection directe . . . 60
1.6.1 L'expérience Edelweiss . . . 60
1.6.2 Autres expériences . . . 63
1.7 Modèles sans matière noire (théorie MOND) . . . 66

2 Détection de particules à très basse température **69**
2.1 Physique de l'interaction rayonnement-matière 69
2.1.1 Interaction des photons avec la matière 69
2.1.1.1 Effet photoélectrique 69
2.1.1.2 Diffusion Compton 70
2.1.1.3 Création de paires 71
2.1.1.4 Récapitulatif des interactions photons-matière 71
2.1.2 Interaction des électrons avec la matière 71
2.1.2.1 Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) 72
2.1.2.2 Ionisation par impact et excitation atomique 73
2.1.2.3 Interaction des électrons secondaires avec la matière . . . 73
2.1.2.4 Parcours maximum des électrons dans la matière 73
2.1.2.5 Création de paires électron-trou 74
2.1.2.6 Effet plasma 75
2.1.3 Interaction des neutrons avec la matière 75
2.1.3.1 Diffusion élastique de neutrons 76
2.1.3.2 Diffusion inélastique de neutrons 77
2.1.4 Interactions ions (particules chargées lourdes) - matière 77
2.1.4.1 Collisions inélastiques 77
2.1.4.2 Collisions élastiques 79
2.2 Bolomètres 79
2.2.1 Détection bolométrique 79
2.2.1.1 Équations de base 79
2.2.1.2 Capacité calorifique d'un semi-conducteur à basse température 80
2.3 Les bolomètres d'Edelweiss 81
2.3.1 Mesure de la chaleur 81
2.3.1.1 Thermomètre NTD 81
2.3.1.2 Couplage thermique à l'interface et couplage électron-phonon 83
2.3.2 Mesure de l'ionisation 83
2.3.2.1 Principe de base de la mesure 83
2.3.2.2 Spécificités du germanium à basse température 84
2.3.2.3 Effet Neganov-Luke 84
2.3.2.4 Théorème de Ramo 85

2.3.2.5 Piégeage, dégradation et régénération 85
2.3.3 Discrimination par double mesure chaleur / ionisation 86
2.3.3.1 Définition du formalisme 86
2.3.3.2 Application à la discrimination du bruit de fond 87
2.3.4 Spécificités des détecteurs InterDigit 88
2.4 Principe d'un cryostat à dilution 89

II Physique des détecteurs InterDigit 95

3 Détermination des lois de vitesse des porteurs dans le germanium à température cryogénique 97
3.1 Introduction 97
3.2 Protocole expérimental 97
3.2.1 Configuration du dispositif 97
3.2.2 Câblage des électrodes de collecte 98
3.2.3 Prise de données 99
3.2.4 Contrôle de l'orientation cristallographique 100
3.3 Méthode d'analyse 101
3.4 Résultats 103
3.5 Discussion des résultats 104
3.5.1 Électrons 104
3.5.2 Trous 105
3.5.3 Conclusion sur les lois de vitesse 106

4 Incidence des effets d'anisotropie du transport et de diffusion transverse des porteurs sur la collecte de charge dans les détecteurs InterDigit 107
4.1 Présentation 107
4.2 Physique du transport des porteurs chauds dans le germanium 108
4.2.1 Cas des électrons 108
4.2.2 Cas des trous 108
4.3 Protocole expérimental et méthode d'analyse 109
4.3.1 Résultats 111
4.3.1.1 Électrons 111
4.3.1.2 Trous 111
4.3.2 Discussion des résultats expérimentaux et conclusion 114

4.3.2.1 Électrons 114
4.3.2.2 Trous 114
4.3.2.3 Discussion sur le rôle des impuretés 115
4.3.2.4 Remarque sur le piégeage dans les cristaux 115

5 Étude d'un type de pièges liés aux impuretés dopantes 117

5.1 Motivations 117
5.2 Introduction sur la physique du processus 118
5.3 Matériel 119
5.4 Protocole expérimental 121
5.5 Méthode d'analyse 123
5.5.1 Cadre global de l'analyse 123
5.5.2 Dépendance en champ électrique de l'énergie d'activation 125
5.5.2.1 Modèle classique de l'effet Poole-Frenkel 125
5.5.2.2 Modèle avec potentiel attractif d'une charge par un centre neutre 126
5.5.2.3 Récapitulatif pour la dépendance en champ électrique . . 128
5.5.3 Dépendance en température du taux d'émission 128
5.5.4 Analyse des données et qualité des signaux 129
5.6 Résultats 130
5.6.1 Observations générales 130
5.6.1.1 Effet du champ à température fixée 130
5.6.1.2 Effet de la température à champ électrique fixé 130
5.6.2 Nombre et densité de pièges détectés 130
5.6.3 Dépendance en champ du taux d'émission 132
5.6.4 Énergies d'activation 133
5.6.5 Dépendance en température de la section de capture 135
5.7 Discussion des résultats et conclusion 136
5.7.1 Observations générales 136
5.7.2 Densité de centres émetteurs dans le cristal 138
5.7.3 Dépendance en champ du taux d'émission 138
5.7.4 Énergie d'activation du processus 139
5.7.5 Dépendance en température du taux d'émission 139
5.7.6 Sections de capture 139
5.8 Conclusion et expression finale du taux d'émission 140

III Performances et utilisation des détecteurs dans Edelweiss 143

6 Amélioration des performances des bolomètres InterDigit 145

6.1 Amélioration du rejet des évènements de surface 145

6.1.1 Protocole expérimental 146

6.1.1.1 Processus de fabrication 146

6.1.1.2 Caractéristiques du dispositif expérimental 146

6.1.2 Résultats 147

6.1.2.1 Bolomètre témoin (ID201) 147

6.1.2.2 Bolomètre de test (ID204) 147

6.1.2.3 Effet de la sous-couche de niobium 148

6.2 Optimisation de la procédure de régénération 149

6.2.1 Motivations 149

6.2.2 Matériel 152

6.2.3 Efficacité quantique de création de paires par les photons infrarouges dans le germanium à très basse température 153

6.2.4 Résultats pour la régénération des cristaux avec des LEDs infrarouges 154

6.2.5 Conclusion 155

7 Évaluation du volume fiduciel des bolomètres InterDigit à partir de l'étude du doublet de raies à 10 keV 159

7.1 Introduction 159

7.2 Contaminants de volume dans Edelweiss 160

7.2.1 Activation neutronique et cosmique 160

7.2.2 Désexcitation par transition isomérique 161

7.2.3 Désexcitation par capture électronique 161

7.2.4 Sommation des énergies de plusieurs γ 162

7.2.5 Schémas de désexcitation 162

7.3 Estimation du volume fiduciel à partir des données expérimentales 164

7.3.1 Méthode d'analyse 165

7.3.1.1 Classification des évènements 165

7.3.1.2 Comptage des évènements et soustraction du fond 166

7.3.2 Résultats expérimentaux 167

7.3.2.1 Variable de l'énergie des phonons (chaleur) pour ID404 . . 168

7.3.2.2 Variable de l'énergie d'ionisation 172

7.3.2.3 Variable de l'énergie de recul 173

7.3.2.4 Estimation du volume fiduciel du bolomètre ID3 174
7.3.2.5 Estimation avec un bolomètre ayant une voie de mesure très bruitée 174
7.3.2.6 Récapitulatif de l'étude expérimentale 174
7.4 Estimation du volume fiduciel à partir de données simulées 175
7.4.1 Méthode d'analyse 175
7.4.2 Résultats des simulations 176
7.4.3 Conclusion des simulations 176
7.4.4 Conclusion générale de l'étude 178

8 Étude de spectres à basse énergie dans Edelweiss-II 181
8.1 Motivations 181
8.2 Bases physiques de l'étude 183
8.3 Méthode d'analyse 185
8.4 Détermination des coupures 185
8.4.1 Coupure sur la ligne de base 186
8.4.2 Coupure sur le χ^2 186
8.4.3 Coupures déterminées par analyse de forme des impulsions 188
8.4.4 Étude des évènements en coïncidence 197
8.4.5 Étude du caractère aléatoire des évènements 201
8.4.6 Discussion sur la contribution du rayonnement β au spectre 203
8.4.7 Discussion sur la contribution des raies X à basse énergie 204
8.5 Modélisation du fond et contraintes déterminées dans l'hypothèse de WIMPs de basse masse 205
8.6 Conclusion 207

Conclusion générale 209

Bibliographie 213

Table des figures

1.1 Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503 26

1.2 Abondances des éléments légers prédites par la nucléosynthèse primordiale 29

1.3 Courbe de lumière pour un astre subissant un effet de micro-lentille gravitationnelle 30

1.4 Courbe d'exclusion issue des derniers résultats d'EROS-II et de MACHO . 31

1.5 Carte du fond diffus cosmologique obtenue avec l'analyse des données de WMAP-7 32

1.6 Spectre des anisotropies de température mesuré par WMAP-7 32

1.7 Évolution de la densité comobile de WIMPs dans l'Univers primordial . . . 36

1.8 Densité relique de neutralinos en fonction de la masse du neutralino 40

1.9 Récapitulatif des limites d'exclusion placées par les expériences de recherche d'axions. 42

1.10 Spectres de recul dans différentes cibles 49

1.11 Exemples de diagrammes de Feynman illustrant l'interaction WIMP-quark 49

1.12 Exemples de diagrammes de Feynman illustrant l'interaction WIMP-gluon 50

1.13 Régions favorisées dans le plan $m_{1/2}$ / m_0 51

1.14 Régions favorisées dans le plan σ^{SI}_{W-p} / $m_{\tilde{\chi}^0_1}$ 52

1.15 Contraintes sur la section efficace d'annihilation pour un état final μ^+ μ^- obtenues par FERMI-LAT 54

1.16 Taux d'interaction différentiel en fonction de l'énergie de recul pour différentes cibles 56

1.17 Densité de probabilité relative du logarithme de la section efficace d'interaction spin-indépendante WIMP-proton dans le cadre du CMSSM 56

1.18 Récapitulatif des trois techniques de détection directe de matière noire, et expériences associées 58

1.19 Modification de la direction du "vent" de WIMPs due à la rotation de la Terre sur elle-même 60

1.20 Situation du LSM sous les Alpes 61

1.21 Flux de muons attendu dans les différents laboratoires souterrains dans le monde . . . 61
1.22 Schéma de l'expérience Edelweiss-II . . . 62
1.23 Derniers résultats de l'expérience Edelweiss-II . . . 63
1.24 Limite d'exclusion sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon obtenue avec les derniers résultats de l'expérience Edelweiss-II . . . 64
1.25 Amas du boulet observé dans les rayonnements X et optique, et par lentillage gravitationnel . . . 67

2.1 Récapitulatif des interactions photons-matière . . . 72
2.2 Schéma de principe d'un bolomètre . . . 80
2.3 Impulsion chaleur caractéristique . . . 81
2.4 Rendement d'ionisation dans un absorbeur de germanium . . . 89
2.5 Définition des bandes de reculs nucléaires et électroniques . . . 90
2.6 Bolomètre InterDigit de 400 grammes . . . 90
2.7 Vue en coupe d'un bolomètre InterDigit . . . 91
2.8 Bolomètre Full InterDigit de 800 grammes . . . 91
2.9 Diagramme de phase du mélange ^{3}He - ^{4}He . . . 93
2.10 Schéma de principe d'un cryostat à dilution ^{3}He - ^{4}He . . . 93

3.1 Profil d'absorption des γ de 59.5 keV dans le germanium. . . . 99
3.2 Vue en coupe d'un bolomètre InterDigit de 200 g avec indication des lignes de champ et des équipotentielles. . . . 100
3.3 Diagrammes de Laue pour les 2 échantillons étudiés . . . 101
3.4 Illustration du procédé de détermination du temps de collecte sur la voie H 102
3.5 Distribution des temps de collecte pour les électrons à 0.5 V/cm . . . 103
3.6 Distribution des temps de collecte pour les électrons à 8 V/cm . . . 103
3.7 Lois de vitesses des électrons dans le germanium à 20 mK, dans la direction <100> . . . 104
3.8 Lois de vitesses des trous dans le germanium à 20 mK, dans la direction <100> . . . 105

4.1 Représentation de la première zone de Brillouin et des surfaces d'énergie constante pour les électrons dans l'espace réciproque. . . . 109
4.2 Surface d'énergie constante pour les électrons dans l'espace réciproque. . . . 110
4.3 Illustration des trajectoires des électrons lors de la collecte . . . 110

4.4 Évolution de la répartition de la charge sur les différentes voies de mesure en fonction du potentiel appliqué lors de la migration des électrons selon l'axe de ID201 . . . 112
4.5 Évolution de la répartition de la charge sur les différentes voies de mesure en fonction du potentiel appliqué lors de la migration des électrons selon l'axe de ID203 . . . 112
4.6 Évolution de la répartition de la charge sur les différentes voies de mesure en fonction du potentiel appliqué lors de la migration des trous selon l'axe de ID201 . . . 113
4.7 Évolution de la répartition de la charge sur les différentes voies de mesure en fonction du potentiel appliqué lors de la migration des trous selon l'axe de ID203 . . . 113
4.8 Longueurs de piégeage dans l'échantillon ID203 en fonction du champ électrique. . . . 116

5.1 Schéma simplifié d'un centre D^0 . . . 118
5.2 Diagramme de bande schématique avec indication des niveaux très peu profonds . . . 120
5.3 Schéma électrique du montage . . . 121
5.4 Schéma en coupe du bolomètre ID avec groupements d'électrodes. . . . 122
5.5 Schéma de bandes illustrant le remplissage des pièges sous irradiation . . . 123
5.6 Schéma de bandes illustrant la réémission des porteurs piégés . . . 124
5.7 Schéma de l'effet Poole-Frenkel . . . 126
5.8 Transitoire de courant de d'émission peu bruité par les cosmiques . . . 129
5.9 Transitoire de courant de d'émission très bruité par les cosmiques . . . 130
5.10 Transitoires de courant d'émission à 410 mK . . . 131
5.11 Transitoires de courant d'émission à +24 V . . . 131
5.12 Nombre de centres émetteurs détectés en fonction de la tension à 400 mK . 132
5.13 Variation du taux d'émission en fonction du champ à 390 mK . . . 133
5.14 Variation du taux d'émission en fonction du champ à 400 mK . . . 134
5.15 Diagrammes d'Arrhénius pour les tenions de polarisation négatives . . . 135
5.16 Diagrammes d'Arrhénius pour les tenions de polarisation positives . . . 136
5.17 Variation du taux d'émission à 16 V en fonction de la température . . . 137
5.18 Variation du taux d'émission à 24 V en fonction de la température . . . 137

6.1 Diagramme de discrimination de ID201 pour une calibration β . . . 148
6.2 Diagramme de discrimination de ID204 pour une calibration β . . . 149
6.3 Histogramme du rendement d'ionisation pour la calibration β dans ID204 . 150

6.4 Diagramme de discrimination pour la face supérieure de ID204 150
6.5 Diagramme de discrimination pour la face inférieure de ID204 151
6.6 Répartition de l'énergie dans ID204 en fonction de l'énergie de recul 151
6.7 Amplitudes normalisées des signaux chaleur pour les 3 LEDs infrarouges . 155
6.8 Comparatif des résultats des différentes procédures de régénération 156

7.1 Schéma de désintégration du ^{68}Ge 163
7.2 Schéma de désintégration du ^{65}Zn 163
7.3 Spectre à basse énergie publié par l'expérience CoGeNT 164
7.4 Spectre en énergie chaleur pour la polarisation +/- 4 V dans ID404 170
7.5 Spectre en énergie chaleur pour la polarisation +/- 3.2 V dans ID404 . . . 170
7.6 Spectres en énergie chaleur des différentes populations d'évènements dans ID404 171
7.7 Spectres en énergie d'ionisation des différentes populations d'évènements dans ID404 172
7.8 Spectres en énergie de recul des différentes populations d'évènements dans ID404 173
7.9 Spectre en énergie d'ionisation de ID402 pour les évènements simulés . . . 176
7.10 Spectre en énergie d'ionisation de ID404 pour les évènements simulés . . . 177

8.1 Situation actuelle pour la recherche de WIMPs de basse masse 184
8.2 Histogramme de la ligne de base instantanée du détecteur Gc2 avant et après coupures 186
8.3 χ^2 en fonction de l'énergie chaleur pour le détecteur Gc2 187
8.4 Coupures sur le χ^2 pour le détecteur Gc2 en-dessous de 20 keV 188
8.5 Diagrammes temps de montée en fonction de la chaleur pour Gc2 189
8.6 Diagrammes durée d'impulsion en fonction de la chaleur pour Gc2 190
8.7 Diagramme durée d'impulsion en fonction du temps de montée pour Gc2 en calibration neutron 191
8.8 Diagramme durée d'impulsion en fonction du temps de montée pour Gc2 en recherche de WIMPs 192
8.9 Efficacités des coupures en fonction de l'énergie 193
8.10 Spectre des données de calibrations neutron utilisées 193
8.11 Histogrammes en énergie obtenus après toutes les coupures 195
8.12 Histogrammes en énergie obtenus après toutes les coupures entre 2 et 5 keV 195
8.13 Histogrammes en énergie après reconstruction des spectres 196
8.14 Histogrammes en énergie après reconstruction des spectres entre 2 et 5 keV 196

8.15 Spectre reconstruit et normalisé pour la coupure de référence 197
8.16 Spectre reconstruit et normalisé pour la coupure de référence jusqu'à 60 keV 198
8.17 Spectre en énergie reconstruit pour les calibrations γ 198
8.18 Taux de coïncidences avec le bolomètre ID2 en calibration γ 200
8.19 Spectres reconstruits après coupures de référence pour les données en recherche de WIMPs avec et sans coïncidences 200
8.20 Taux de coïncidences avec le bolomètre ID2 pour les données en recherche de WIMPs 201
8.21 Histogramme des intervalles de temps entre deux évènements consécutifs du spectre final 202
8.22 Histogramme des intervalles de temps entre deux évènements consécutifs du spectre final (zoom $<$ 500 s) 202
8.23 Histogramme des intervalles de temps entre deux évènements consécutifs de l'intervalle (2,6) keV 203
8.24 Variation du taux des évènements du spectre final entre 2 et 4 keV en fonction du temps 204
8.25 Spectre en énergie normalisé avec meilleur ajustement supposant un WIMP de 4 GeV 206
8.26 Spectre en énergie normalisé avec meilleur ajustement supposant un WIMP de 7 GeV 206
8.27 Diagramme d'exclusion section efficace d'interaction WIMP-nucléon spin-indépendante en fonction de la masse 207

Liste des tableaux

1.1 Paramètres cosmologiques issus de l'analyse des données de WMAP-5 . . . 33

5.1 Valeurs numériques des pré-facteurs γ et $\gamma^{'}$ à 390 mK 134

5.2 Valeurs numériques des pré-facteurs γ et $\gamma^{'}$ à 400 mK 134

6.1 Émissions du ^{109}Cd et énergies correspondantes 147

6.2 Caractéristiques des LEDs infrarouges 152

6.3 Efficacités de création de paire électron-trou pour les 3 LEDs étudiées. . . 154

7.1 Classification des évènements obtenue après application de l'algorithme de sélection des données 166

7.2 Répartition des différentes classes d'évènements donnant du signal ionisation dans ID404 167

7.3 Tableau récapitulatif des volumes fiduciels experimentaux 174

7.4 Tableau récapitulatif des valeurs simulées obtenues pour les 5 bolomètres ID40X. 178

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Cosmologie et matière noire

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord de façon succincte quelques bases de la cosmologie moderne qui seront utiles dans la suite de ce manuscrit pour aborder les questions relatives à la détection de WIMPs. Il ne s'agit évidemment pas d'exposer de façon exhaustive tous les aspects de la cosmologie, mais plutôt de donner un aperçu rapide de quelques notions clefs sur lesquelles repose l'hypothèse de la matière noire, qui est la raison d'être de l'expérience Edelweiss. Nous discuterons ensuite des différentes formes possibles pour cette matière noire, et nous terminerons en donnant quelques détails sur la détection de la matière sombre, en particulier si elle se présente sous la forme de WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*).

1.1 Le Modèle Cosmologique Standard

1.1.1 Équations de base de l'Univers

Les principaux points abordés dans ce chapitre sont traités plus en détail dans nombre d'ouvrages qui présentent les bases théoriques de la cosmologie. Nous citerons à titre d'exemple [114, 118, 157, 193], mais ces quelques références sont évidemment loin d'être exhaustives.
Les modèles d'Univers les plus simples et les plus étudiés actuellement reposent tous sur un postulat initial connu sous le nom de Principe Cosmologique. Ce principe postule que les propriétés de l'Univers sont identiques en tous points (homogénéité) et dans toutes les directions (isotropie), et que les lois physiques sont partout les mêmes (principe d'équivalence). Pour pouvoir décrire l'Univers, il est également nécessaire de connaître la géométrie de l'espace-temps, ce qui revient à expliciter sa métrique (outil mathématique qui exprime les propriétés de l'espace-temps de manière locale). A partir du moment où l'on peut se placer dans un modèle d'Univers dans lequel on peut définir un espace homogène et isotrope, des théorèmes montrent que toute métrique possible de l'espace-temps peut se mettre sous la forme :

$$ds^2 = c^2dt^2 - R(t)^2d\sigma^2 \tag{1.1}$$

Dans le terme $R(t)^2 d\sigma^2$, les coordonnées (indépendantes du temps) dx^i et dx^j $(i, j = 1, 2, 3)$ dans $d\sigma^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$ décrivent une tranche spatiale de l'espace-temps, et où le facteur $R(t)$ traduit son changement avec le temps sous l'effet de l'expansion cosmique. Il ne modifie pas les caractéristiques géométriques de l'espace mais opère une redéfinition des unités de longueur, d'où son nom de facteur d'échelle. Par ailleurs, le facteur $d\sigma^2$ peut se mettre sous la forme $d\sigma^2 = (1 - kr^2)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2$, où $d\Omega^2 = d\theta^2 + sin^2\theta d\phi^2$. Avec ces notations en coordonnées sphériques, $d\Omega^2$ représente la partie angulaire, et le terme $(1 - kr^2)$ au dénominateur exprime la courbure de l'espace via le paramètre de courbure k.
L'Équation d'Einstein permet, dans le cadre de la relativité générale, de calculer les coefficients du tenseur métrique à partir du contenu énergétique de l'Univers et d'une constante additionnelle Λ, appelée constante cosmologique, dont nous reparlerons par la suite dans le cadre de l'énergie sombre. En réalité, l'Équation d'Einstein ne donne pas directement accès aux coefficients du tenseur métrique, mais à ceux d'un autre tenseur G, appelé Tenseur d'Einstein, qui fait intervenir les dérivées des coefficients du tenseur métrique par rapport aux coordonnées. Elle relie celui-ci à un troisième tenseur T, le tenseur énergie-impulsion, qui caractérise le contenu énergétique de l'Univers via sa pression et sa densité d'énergie, et à la constante cosmologique Λ.
Dans la suite de l'exposé, nous assimilerons le contenu de l'Univers à un fluide parfait, dont toutes les propriétés dynamiques sont décrites par sa densité de masse-énergie ρ et par sa pression p moyennes (reliées entre elles par une équation d'état). Sous cette hypothèse, le tenseur d'énergie-impulsion prend une forme simple, et les équations d'Einstein se réduisent à un système de deux équations différentielles, les Équations de Friedmann, qui permettent d'obtenir $R(t)$ et k à partir de ρ, p et Λ. Ces équations s'écrivent alors :

$$\frac{R''}{R} = \frac{-4\pi}{3} G \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.2}$$

et

$$\left(\frac{R'}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{R^2} \tag{1.3}$$

Une troisième équation, déduite des deux premières, est parfois ajoutée :

$$\frac{d(\rho c^2 R^3)}{dt} = -p \frac{dR^3}{dt} \tag{1.4}$$

Ces équations de Friedmann décrivent la classe générale des modèles cosmologiques de Friedmann-Lemaître et constituent en particulier la base des modèles de "big-bang", qui en sont une sous-famille. Dans la première équation, R'' traduit l'expansion de l'Univers.

1.1.2 Contenu possible de l'Univers

L'équation d'état du fluide cosmique s'écrit $p = w\rho$, où w est un paramètre qui caractérise le fluide considéré. Connaissant cette relation, l'équation 1.4 donne le comportement

de la densité cosmique en fonction du facteur d'échelle (donc du temps). On sait maintenant que l'Univers est en expansion, donc par conservation de l'énergie, la densité doit diminuer au cours du temps. C'est la raison pour laquelle l'évolution de la densité en fonction du temps est appelée loi de dilution. L'équation d'état et la loi de dilution permettent alors de classifier le contenu énergétique potentiel de l'Univers.

1.1.2.1 La matière "froide" ($w = 0$)

Les particules massives non-relativistes constituent ce que l'on appelle matière "froide", ou matière "non-relativiste", ou encore "poussière". On trouve souvent l'appellation de "matière" pour cette composante, car la matière "froide" est normalement réservée à une partie de la matière aux propriétés bien spécifiques (voir la partie traitant de la matière noire un peu plus loin), mais cette dénomination générale est trompeuse, notamment parce que la matière relativiste est décrite dans la catégorie "rayonnement" et non pas dans la catégorie "matière".
Cette matière non-relativiste a une vitesse d'agitation thermique v_{th} très faible : $v_{th} \ll c$. Or, $p = \rho.v_{th}^2$, donc $p \ll \rho c^2$: le terme de pression est négligeable devant le terme de densité. On est donc dans une approximation de type $p = 0$ ou, ce qui revient au même, $w = 0$. Dans ce cas l'équation 1.4 donne $\rho R^3 = C^{ste}$, ce qui indique que la densité de matière se dilue comme R^{-3}.
Comme nous le verrons un peu plus loin, cette matière "froide" se compose de la matière baryonique (ordinaire) visible ou invisible, ainsi probablement que de particules non-baryoniques en très grand nombre dont la nature reste toujours inconnue.

1.1.2.2 Le rayonnement ($w = 1/3$)

Le rayonnement regroupe de façon générale toutes les particules se déplaçant à des vitesses proches de celle de la lumière (particules relativistes ou quasi-relativistes). En fait, une espèce de particule de masse propre m se comporte comme du rayonnement tant que sa température T_m vérifie $k_B T_m > mc^2$. Sinon, elle se comporte comme de la matière "froide". Les photons (de masse propre nulle) et les neutrinos (de masse propre très faible) se comportent comme du rayonnement.
On peut démontrer que dans ce cas, $p = \rho c^2/3$. La densité numérique des particules de rayonnement varie comme R^{-3}, mais l'énergie de chaque particule varie en R^{-1} (elle n'est pas constante à cause du décalage vers le rouge de la longueur d'onde). En conséquence, la densité d'énergie de ces particules se dilue en R^{-4}.
On connaît trois acteurs du rayonnement : le rayonnement électromagnétique (les photons), les ondes gravitationnelles, et les neutrinos (tant qu'ils vérifient la condition sur la température énoncée plus haut). Les contributions de ces trois composantes sont faibles à l'heure actuelle dans l'Univers, même si elles ont pu être plus importantes dans le passé.

1.1.2.3 Energies exotiques ($w < -1/3$)

Même si nous ne connaissons actuellement que deux formes d'énergie (matière et rayonnement), les cosmologistes ont suggéré qu'il puisse en exister d'autres, caractérisées

notamment par des pressions négatives.
On peut d'abord citer l'énergie du vide (énergie associée à l'état fondamental d'un système, par rapport auquel on mesure les excitations de certains champs quantiques), dont l'influence aurait pu jouer un grand rôle dans la dynamique de l'Univers, en particulier dans les modèles d'inflation. On aurait alors une équation d'état avec une pression négative du type $p = -\rho_{vide}$. Il se trouve que ce comportement est analogue à celui d'une constante cosmologique $\Lambda = 8\pi G\rho_{vide}$ sous certaines conditions. Cependant, l'énergie du vide est susceptible de varier au cours de l'évolution de l'Univers, tandis que par définition, Λ est strictement constante. Il ne s'agit donc là que d'une approximation qui n'implique absolument pas que les deux concepts soient identiques.
On peut également mentionner dans cette catégorie des énergies "exotiques" d'autres types de substances regroupées sous l'appellation générique de "quintessence". Ces formes d'énergie exerceraient elles-aussi une pression négative, et leur équation d'état de la forme $p = -\rho c^2$ impliqueraient que leur densité ρ soit constante au cours du temps (en fonction de R).

1.1.3 Paramètres cosmologiques

1.1.3.1 Constante de Hubble

On introduit le paramètre noté H_0, appelé constante de Hubble, et défini par :

$$H_0 = \left(\frac{R'}{R}\right)_0 \tag{1.5}$$

Il définit le taux d'expansion actuel de l'Univers, et c'est la dérivée logarithmique du facteur d'échelle calculée au temps présent. Si par commodité on exprime les distances en mégaparsecs (Mpc), il peut être plus pratique d'utiliser la constante de Hubble réduite :

$$h_0 = \frac{H_0}{100 kms^{-1} Mpc^{-1}} \tag{1.6}$$

La valeur actuellement admise de ce paramètre est : $h_0 = 0.72 \pm 0.03$ ([169]). Un paramètre voisin est le paramètre de décélération q_0 défini par :

$$q_0 = -\left(\frac{R''R}{(R')^2}\right)_0 \tag{1.7}$$

Il mesure le ralentissement ou l'accélération (dans le cas d'une valeur négative) de l'expansion de l'Univers.

1.1.3.2 Paramètres de densité et constante cosmologique réduite

Nous introduisons la valeur critique de la densité, $\rho_{critique}$, définie par :

$$\rho_{critique} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.879 \times 10^{-29}\, h_0^2\, g.cm^{-3} \simeq 0.98 \times 10^{-29}\, g.cm^{-3} \tag{1.8}$$

Cette densité critique constitue une limite entre deux classes de modèles cosmologiques dans lesquels seule la matière joue un rôle dans la dynamique ($\Lambda = 0$).
Soit $\rho_{0,matiere}$ la densité de matière au temps présent. On définit alors le paramètre de densité de matière par :

$$\Omega_m = \frac{\rho_{0,matiere}}{\rho_{critique}} \tag{1.9}$$

On définit de la même façon le paramètre de densité pour le rayonnement :

$$\Omega_r = \frac{\rho_{0,rayonnement}}{\rho_{critique}} \tag{1.10}$$

Enfin, on introduit la constante cosmologique réduite (autrefois plutôt notée λ) :

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2} \tag{1.11}$$

Le paramètre de densité totale de l'Univers est la densité d'énergie normalisée par la densité critique :

$$\Omega_{tot} = \frac{\rho}{\rho_{critique}} \equiv \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda \tag{1.12}$$

On introduit aussi couramment le terme de courbure spatiale : $\Omega_k = \frac{-k}{(H_0^2 R_0^2)}$ (qui ne contribue pas au contenu énergétique de l'Univers malgré la notation équivoque).

1.1.3.3 Équations dynamiques

Si l'on réécrit les équations de Friedmann avec les paramètres de densité, on obtient :

$$2q_0 = \Omega_m + \Omega_r - 2\Omega_\Lambda \tag{1.13}$$

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda - 1 = \frac{k}{(H_0^2 R_0^2)} \tag{1.14}$$

On vérifie immédiatement dans l'équation 1.14 que si la courbure spatiale est nulle (k=0), alors les trois paramètres de densité vérifient $\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda = 1$. Si $\Omega_{tot} < 1$, alors l'Univers est ouvert (courbure négative avec $k = -1$). Si $\Omega_{tot} > 1$, alors l'Univers est fermé (courbure positive avec $k = +1$).
Les mesures récentes de WMAP montrent que sous l'hypothèse d'une courbure nulle ($k = 0$), les paramètres cosmologiques de densité sont : $\Omega_\Lambda = 0.734 \pm 0.029$, $\Omega_m = 0.266 \pm 0.029$ (après 7 ans de prise de données, voir [195]) et $\Omega_r h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$ (après 5 ans de prise de données, voir [143]). Nous détaillerons un peu plus loin comment sont obtenues ces mesures.

1.2 Densité de l'Univers et masse cachée

1.2.1 Masse visible

La plupart des objets astrophysiques émettent des radiations dans les différents domaines du spectre électromagnétique : visible, infrarouge, ultraviolet, X. C'est le cas des

planètes, nuages de gaz, poussières, étoiles regroupées en galaxies, et amas de galaxies. Pour les galaxies les plus proches de nous, on peut étudier séparément leur masse M et leur luminosité L. Les astrophysiciens ont ainsi pu établir un rapport moyen $\left\langle \frac{M}{L} \right\rangle$. Si l'on multiplie ce rapport par la luminosité d'une galaxie, on en déduit donc sa masse. On n'a en fait accès qu'à la luminosité apparente F des galaxies. Cette luminosité apparente est reliée à la luminosité vraie L par la formule $L = 4\,\pi\,F\,d^2$, où d est la distance de la galaxie, mesurée indirectement par une mesure de décalage (loi de Hubble), et donc seulement connue proportionnellement à h_0. Dès lors que l'on sait évaluer la masse visible d'une galaxie, on peut évaluer la densité de masse associée pour l'ensemble des galaxies de l'Univers :

$$\rho_{visible} = N_{galaxies} \left\langle \frac{M}{L} \right\rangle \langle L \rangle \tag{1.15}$$

Dans cette formule, les incertitudes de mesure sont énormes. Le nombre de galaxies est estimé de façon très grossière en exploitant des comptages de galaxies réalisés sur de petites régions du ciel (par exemple avec le télescope Hubble) et qui servent d'estimations moyennes pour le reste du ciel. On évalue à environ 100 à 200 milliards le nombre de galaxies dans l'Univers. Certaines simulations aboutissent quant à elles à 500 milliards de galaxies. Par ailleurs, $\langle L \rangle$ n'est connue qu'à un facteur h_0^2 près et les incertitudes de mesure sont là aussi très grandes. Malgré cela, les observations montrent que $\rho_{visible}$ ne dépasse a priori pas $5 \times 10^{-31}\, h_0^2$ g.cm^{-3}, soit au maximum quelques centièmes de la densité critique. La contribution de la matière visible ne représente donc qu'une très petite proportion de la densité de matière dans l'Univers, ce qui suppose qu'une grande partie de la matière est invisible.

1.2.2 Masse dynamique

1.2.2.1 Étude du mouvement des galaxies au sein des amas

L'idée qu'une grande part de la matière est invisible est confirmée par l'étude dynamique des galaxies et des amas de galaxies. C'est l'astronome suisse Fritz Zwicky qui fut le premier, en 1933, à constater ce désaccord entre masse visible et masse calculée [5] en étudiant l'amas de Coma. Il dut, pour expliquer les vitesses de déplacement relatives des galaxies au sein des amas, introduire une composante de masse ad hoc, ce qui constitue la première évocation de l'existence d'une masse "cachée" et donc les prémices de la théorie de la matière noire, sur laquelle nous reviendrons dans la suite de l'exposé. Il se rendit en effet compte que la masse déduite du mouvement des galaxies était très supérieure à la masse totale obtenue en sommant tous les objets lumineux de l'amas (étoiles). La méthode qu'il utilisait s'appuyait sur le théorème du viriel, qui relie l'énergie cinétique et l'énergie potentielle d'un système stable à N corps en interaction (ce qui donne de façon schématique une relation entre vitesse et masse du système).
Plus récemment, de nombreuses mesures astrophysiques sont venues confirmer les observations de Zwicky dans les amas. On peut par exemple citer les travaux de Girardi et al. en 1998, qui ont étudié 152 amas proches pour déterminer leur fonction de masse [75] par la méthode du viriel. Un article de Wu et Fang daté de 1997 présente aussi une comparaison statistique de trois estimateurs de la masse des amas : les masses dynamiques obtenues

par les lois de vitesse des galaxies optiques, les masses déterminées à partir de l'émission X du gaz chaud contenu dans les galaxies sous l'hypothèse d'un équilibre hydrostatique isothermique, et les masses évaluées par l'étude du lentillage gravitationnel (distorsions plus ou moins fortes des images des galaxies de fond) [74]. Ces trois méthodes d'estimation de la masse des amas mènent de toute façon toutes à la conclusion que la masse cachée dans les amas est au moins dix fois plus grande que les contributions additionnées des étoiles et du gaz observés.

1.2.2.2 Étude du mouvement des étoiles dans les galaxies

Les mesures concernant le mouvement des galaxies au sein des amas apportent déjà des arguments forts justifiant l'existence d'une masse cachée beaucoup plus grande que la masse visible. Si l'on s'intéresse maintenant au mouvement des étoiles dans les galaxies, les observations mènent à la même conclusion. Ces mesures sont principalement des études cinématiques et dynamiques des étoiles ou du gaz en rotation dans le potentiel gravitationnel des galaxies. La technique consiste à étudier la courbe de rotation des galaxies spirales, c'est-à-dire le profil des vitesses tangentielles des étoiles dans la galaxie considérée en fonction de leur distance au centre galactique. Un exemple de courbe de rotation est donné sur la figure 1.1 pour la galaxie spirale NGC 6503. L'observation la plus fréquente est un profil plat, voire légèrement montant jusqu'aux étoiles les plus périphériques.
La mesure de la vitesse des étoiles se fait généralement à l'aide du décalage de certaines raies spectrales. On utilise aussi la raie de 21 cm de l'hydrogène (raie de l'hydrogène neutre H I) qui est due à la transition entre deux niveaux légèrement dégénérés de l'état fondamental 1s de l'hydrogène, suite à l'interaction entre le spin électronique et le spin nucléaire (structure hyperfine de l'hydrogène). L'état avec les spins parallèles a une énergie légèrement plus élevée que l'état avec les spins antiparallèles, et c'est la transition de l'un vers l'autre qui entraîne l'émission d'une radiation de 21 cm (1420 MHz). De nombreuses études de courbes de rotation ont été réalisées de cette façon (par exemple [31, 43]). On peut également étudier les différents composants observables des galaxies et en particulier les nuages d'hydrogène moléculaire (H_2) pour obtenir des informations sur la cinématique et la dynamique des galaxies.
Les profils de vitesse obtenus sont incompatibles avec la seule distribution de masse de la matière visible, qui se traduit généralement par une décroissance en $1/\sqrt{r}$. Il faut alors supposer une distribution de masse qui s'étend bien au-delà du rayon "visible" des galaxies, et qui représente environ dix fois la masse visible. Cette distribution de matière cachée serait en particulier compatible avec la présence d'un halo isotherme de particules massives dans le potentiel gravitationnel des galaxies. Nous reparlerons de cette hypothèse un peu plus loin.
L'"anomalie" des vitesses de rotation des galaxies avait en tout cas déjà été observée en 1959 par l'astronome néerlandaise Louise Volders, qui avait étudié la galaxie spirale M33 et avait démontré qu'elle tournait trop vite sur elle-même pour être stable, sauf à supposer que sa masse était beaucoup plus importante que ce que l'on pouvait déduire des observations [14]. L'astronome américaine Vera Rubin a également beaucoup contribué dans ce domaine. Elle a publié en 1970 avec W. K. Ford la première véritable étude détaillée des courbes de rotation de galaxies ([27]). Dix ans plus tard, en 1980, elle présenta dans

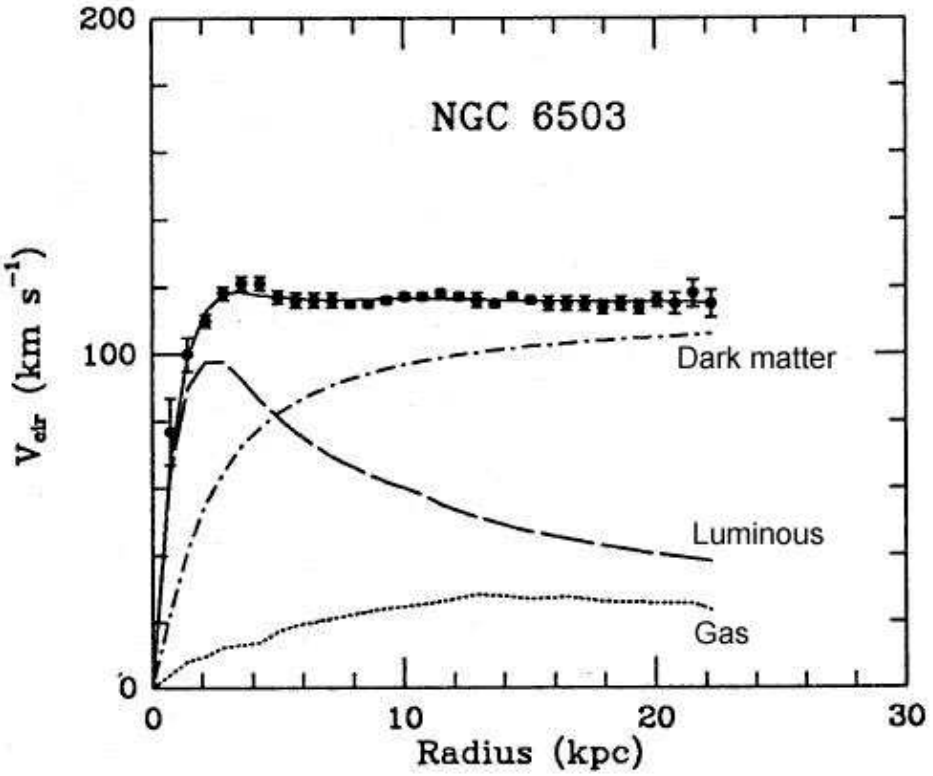

Figure 1.1 – *Courbe de rotation de la galaxie spirale NGC 6503 (profil des vitesses tangentielles des étoiles). La courbe tracée avec des tirets correspond à la contribution de la matière visible (lumineuse), celle en pointillés à la contribution du gaz, et la ligne mixte (tirets/pointillés) à la contribution de la matière cachée. Le profil des vitesses permet de remonter à la distribution de matière au sein de la galaxie. Cette figure provient d'une étude de Begeman, Broels et Sanders (1991).*

([42]) une étude d'un ensemble de galaxies spirales qui montrait de façon probante que les étoiles périphériques avaient des vitesses de rotation beaucoup plus élevées que prévu par la théorie. Cet article de référence a convaincu la majorité de la communauté des astrophysiciens de l'existence de matière noire, et de sa présence en grande quantité dans les galaxies. La constatation fut confirmée pour de nombreuses galaxies spirales depuis les années 1970 jusqu'à nos jours.

1.2.3 Nucléosynthèse primordiale

Maintenant que nous avons vu qu'un certain nombre d'observations impliquaient l'existence d'une masse cachée et donc d'une matière sombre ou noire (non visible), il est nécessaire de déterminer quelle peut être sa nature. Cela revient avant toute autre chose à savoir s'il s'agit de matière baryonique (autrement dit de matière "ordinaire" constituée de protons et de neutrons) ou bien de matière non baryonique (c'est-à-dire une forme de matière inconnue, en tout cas encore jamais observée car ne rayonnant pas dans le spectre électromagnétique).

Il faut pour cela commencer par évaluer la densité de matière baryonique dans l'Univers, ce qui peut être fait grâce au modèle de la nucléosynthèse primordiale (en anglais BBN, pour *Big-Bang Nucleosynthesis*), qui permet en particulier d'expliquer la présence dans l'Univers de certains éléments légers comme l'hydrogène, le deutérium, l'hélium, le lithium, et le béryllium. Selon ce modèle, des atomes légers se seraient formés lors des premiers instants de l'Univers (environ 3 minutes après le Big-Bang), bien avant que tout processus de formation stellaire ait pu s'enclencher et produire des éléments lourds. Un nombre réduit de paramètres permet alors d'avoir accès aux abondances primordiales des différents éléments légers créés lors du processus de nucléosynthèse (figure 1.2). Les dernières mesures donnent :

- Pour l'abondance relative de deutérium :

$$D/H|_p = (2.82 \pm 0.21) \times 10^{-5} \tag{1.16}$$

- Pour l'abondance relative de lithium :

$$Li/H|_p = (1.7 \pm 0.06 \pm 0.44) \times 10^{-10} \tag{1.17}$$

- Pour la fraction massique primordiale de ^{4}He :

$$Y_p = 0.249 \pm 0.009 \tag{1.18}$$

Toutes les observations concordent avec les abondances mesurées, sauf en ce qui concerne l'abondance du lithium, pour laquelle l'écart avec la théorie atteint 5.3σ. Ce désaccord reste la principale question non résolue à l'heure actuelle dans le cadre théorique de la BBN. En particulier, on ne sait toujours pas si cet écart est le résultat d'erreurs systématiques dans les mesures d'abondances et/ou d'incertitudes astrophysiques, ou bien si le modèle standard de la nucléosynthèse primordiale est en défaut.
Par ailleurs, l'un des paramètres clef est le rapport des densités numériques de baryons et de photons η, qui est relié à la densité de baryons par :

$$\eta = \frac{\text{nombre de baryons}}{\text{nombre de photons}} = 2.74\,\Omega_{baryons}\,h_0^2 \times 10^{-8} \tag{1.19}$$

On utilise aussi souvent la quantité η_{10} définie par :

$$\eta_{10} \equiv 10^{10}\,\eta = 274\,\Omega_{baryons}\,h^2 \tag{1.20}$$

Ce rapport n'a pas varié depuis l'époque de la nucléosynthèse primordiale. Il traduit en fait la vitesse d'expansion de l'Univers à cette époque-là, et conditionne l'abondance des éléments légers produits (deutérium par exemple). Un grand nombre d'observations cosmologiques non liées à la nucléosynthèse primordiale, dont la précision est principalement fixée par les données de WMAP sur les fluctuations de température du fond diffus cosmologique, contraignent maintenant ce paramètre dans un intervalle conservatif assez réduit (en particulier le nombre de photons est parfaitement connu grâce aux mesures du fond diffus cosmologique). Les comparaisons entre les prédictions théoriques et les observations donnent :

$$5.1 < \eta_{10} < 6.5 \;\; (95\ \%\ \text{de niveau de confiance}) \tag{1.21}$$

Cela mène a une une densité de baryons :

$$\Omega_b\, h_0^2 = 0.019 \pm 0.0024 \;\; (95\ \%\ \text{de niveau de confiance}) \tag{1.22}$$

soit $\Omega_b \lesssim 0.04$, ce qui montre que la contribution des baryons dans l'Univers ne dépasse pas 4 % du contenu total. En terme de densité, cela équivaut à environ 4×10^{-31} g.cm^{-3}, soit quelques pour cent seulement de la densité critique. Ces résultats excluent donc un Univers qui serait composé uniquement de matière baryonique. Toutes les observations cosmologiques mènent en effet à une densité de matière $\Omega_m \approx 0.26$, ce qui prouve que la contribution de la matière baryonique ne constitue qu'une petite fraction du contenu en matière de l'Univers et implique que la matière noire est constituée, au moins majoritairement, de matière non baryonique.
Pour plus de détails, on pourra se référer à l'article de Steigman [124], à l'article de Burles et al [89], ou à la revue très complète de Tytler et al [87].

1.2.4 Résultats de la recherche de matière noire baryonique

Les observations montrent donc que la plus grande partie de la matière cachée est nécessairement non-baryonique. Que peut-on alors dire sur la fraction baryonique de matière noire (ce que l'on appelle parfois les baryons sombres) ? Les astrophysiciens ont avancé plusieurs hypothèses, dont l'existence de nuages de gaz intergalactiques (constitués majoritairement d'hydrogène moléculaire), de naines brunes (objets condensés apparentés à des "presque étoiles" dont la masse pourrait atteindre quelques centièmes de masses solaires et qui seraient trop peu lumineuses pour être visibles), ou de trous noirs. A l'exception des nuages de gaz, tous ces objets hypothétiques et invisibles sont habituellement regroupés sous la dénomination de MACHOs (pour *MAssive Compact Halo Objects*).
Dans le milieu intergalactique à grand redshift, on suppose que la majorité de la matière baryonique se trouve sous forme de nuages de gaz d'hydrogène photo-ionisé. Plus proche de nous, dans notre galaxie, des expériences comme EROS en France (Expérience de Recherche d'Objets Sombres) ou MACHO aux États-Unis ont cherché à quantifier la composante baryonique de matière noire. La technique utilisée s'appuie sur le phénomène de micro-lentille gravitationnelle. En effet, un objet massif comme un MACHO exerce une influence gravitationnelle sur les rayons lumineux qui passent dans son visionnage. En prenant comme hypothèse que de tels objets existent dans l'environnement de notre galaxie, la lumière issue de certaines étoiles lointaines devrait passer à proximité d'eux. Conformément aux prédictions de la relativité générale, les rayons lumineux devraient alors être infléchis, et l'éclat de l'étoile devrait être momentanément amplifié (voir figure 1.3). Les expériences EROS et MACHO se sont focalisées sur l'observation des Nuages de Magellan, deux galaxies naines satellites de la Voie Lactée (en 1986, l'astrophysicien polonais Bohdan Paczynski avait montré que des naines brunes en orbite dans le halo de notre galaxie pouvaient modifier la luminosité apparente des étoiles du Grand Nuage de Magellan par un effet de lentille gravitationnelle). Si le halo entourant notre galaxie est rempli de MACHOs, la probabilité que l'éclat d'une étoile du Grand Nuage de Magellan soit amplifié par effet de micro-lentille gravitationnelle est d'une chance sur un million environ, ce qui montre la difficulté de la tâche.
Les résultats finaux de MACHO ([106]) et d'EROS ([101, 116]) ont montré que même

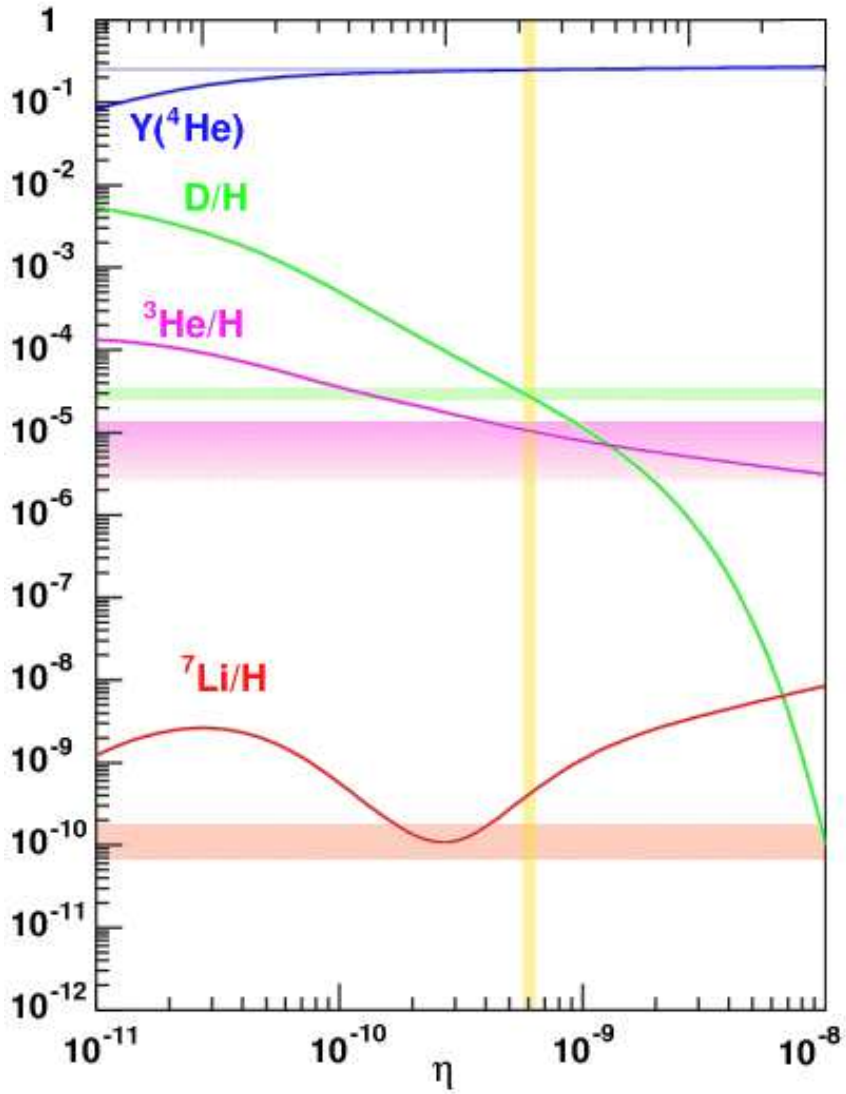

Figure 1.2 – *Abondances des éléments légers prédites par le modèle standard de la nucléosynthèse primordiale en fonction du rapport η entre le nombre de baryons et le nombre de photons. Y est la fraction massique d'^{4}He dans l'Univers ($Y \equiv 4\, n_{He}/n_{tot}$). Les courbes donnent les abondances relatives théoriques de D, ^{3}He et ^{7}Li normalisées par rapport à l'hydrogène (protons), ainsi que la fraction massique théorique d'^{4}He. Les bandes horizontales correspondent aux observations (la largeur des bandes correspond aux incertitudes de mesure). La bande verticale en jaune représente l'intervalle obtenu grâce aux mesures de WMAP. On peut vérifier que l'accord entre les prédictions de la nucléosynthèse primordiale et les observations est excellent, sauf en ce qui concerne le ^{7}Li, pour lequel il existe un désaccord pour l'instant non résolu. Image adaptée d'une figure E. Vangioni (Institut d'Astrophysique de Paris).*

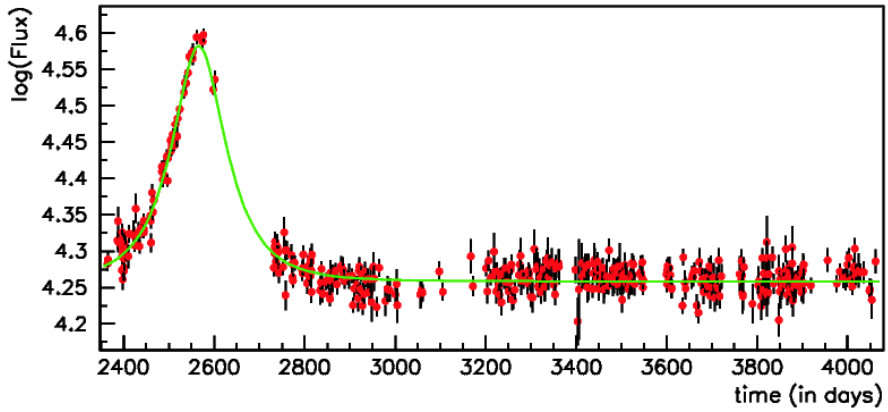

Figure 1.3 – *Courbe de lumière pour un astre subissant un effet de micro-lentille gravitationnelle (candidat MACHO observé par l'expérience EROS).*

si quelques candidats ont été observés, ils n'étaient de loin pas assez nombreux pour constituer la matière noire baryonique du halo entourant la Voie Lactée. Ils excluent par ailleurs une contribution d'objets de type MACHOs dans le halo qui serait supérieure à 5 % entre 2×10^{-4} et 0.8 masses solaires, et supérieure à 10 % entre 10^{-6} et 3.5 masses solaires (voir figure 1.4). Le programme AGAPE (Andromeda Galaxy Amplified Pixel Experiment) avait quant à lui débuté vers 1994 et avait pour but de détecter des effets de lentille gravitationnelle en observant cette fois non plus le Grand Nuage de Magellan comme MACHO et EROS, mais la galaxie d'Andromède (M31) [70]. La distance étant plus grande, la probabilité que la lumière soit déviée par un objet compact l'est également. Pour cette expérience aussi, une dizaine seulement d'effets de micro-lentilles ont été observés, menant à une limite supérieure de 25 % pour la contribution de la matière noire baryonique à la masse totale du halo pour M31 et pour la Voie Lactée). Dans tous les cas, ces expériences confirment que la matière noire ne peut être que majoritairement non-baryonique dans le halo local (Voie Lactée), et que la contribution de la matière baryonique, bien que non-nulle, ne peut pas être très importante.

1.2.5 Fluctuations du fond diffus cosmologique

Le fond diffus cosmologique est le nom donné dans le modèle standard de la cosmologie au rayonnement électromagnétique fossile, qui est la trace à l'époque actuelle des premiers photons émis lors du découplage rayonnement-matière (soit environ 380000 ans après le Big Bang). Sa prédiction remonte à la fin des années 1940, par Ralph Alpher, Robert Herman et George Gamow ([9]). Il a été détecté pour la première fois, de façon totalement fortuite, par Penzias et Wilson en 1964, ce qui constituait historiquement la première véritable validation de la théorie du Big Bang ([22]). Ce rayonnement se présente à l'heure actuelle comme celui d'un corps noir à 2.726 K, avec d'infimes variations de température et d'intensité selon la direction, qui permettent d'obtenir de nombreuses informations sur l'Univers primordial (lors de la recombinaison) et sur son contenu actuel. Ces fluctuations ont été mises en évidence en 1992 par la collaboration en charge du satellite COBE (COsmic Background Explorer) ([62, 63, 64]). Les fluctuations détectées

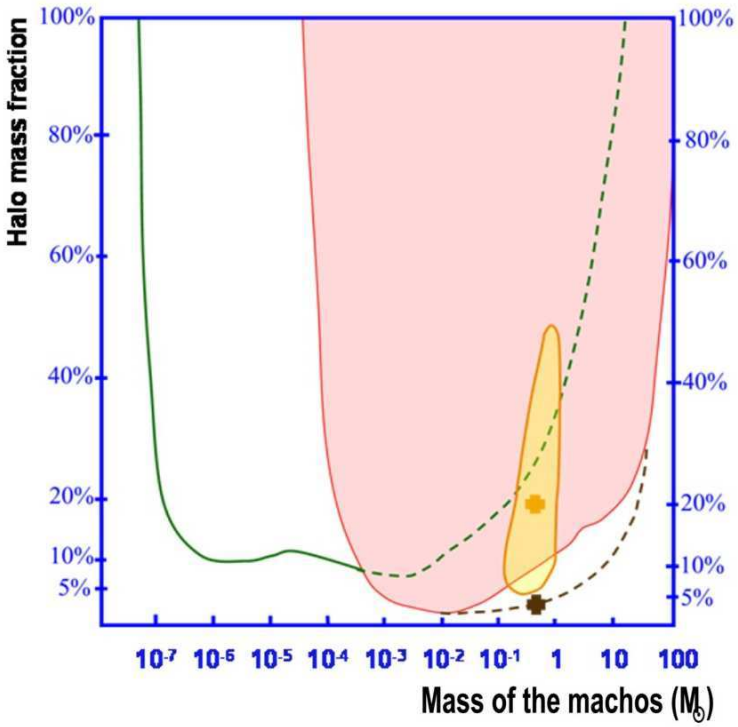

Figure 1.4 – *Diagramme d'exclusion de la fraction de masse du halo sous forme de MACHOs en fonction de leur masse, obtenu à partir des derniers résultats d'EROS-II et de MACHO. La zone en orange correspond au signal observé par MACHO. La courbe d'exclusion d'EROS-II (95 % de niveau de confiance) est la ligne continue rouge. La ligne en pointillés la plus basse correspond à ce qu'aurait été la limite en l'absence de candidats à l'effet de micro-lentille.*

étaient de l'ordre de $\Delta T/T \approx 10^{-5}$avec une résolution angulaire de 7°. Le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) a ensuite succédé à COBE, en améliorant considérablement la précision des mesures (sensibilité de l'ordre du μK). Nous présentons dans le tableau 1.1 les paramètres cosmologiques de densité obtenus grâce à l'analyse des données de WMAP-5 ([141]). De nouvelles analyses affinées ont aussi été publiées dans [195] après 7 ans de données accumulées (WMAP-7). La dernière carte obtenue par WMAP du rayonnement de fond est donnée sur la figure 1.5. Le satellite européen Planck, lancé en mai 2009, va maintenant prendre la relève et devrait surpasser ses prédécesseurs en termes de précision et de résolution [176].
L'obtention des paramètres cosmologiques est possible grâce à l'exploitation des spectres des anisotropies de température (figure 1.6). Au-delà de la détermination de ces paramètres, les études observationnelles ont montré que les données étaient compatibles avec des fluctuations de métrique adiabatiques et de statistique gaussienne.

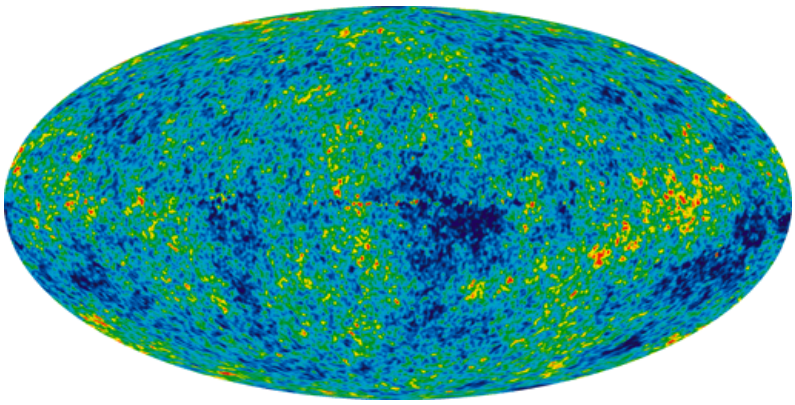

Figure 1.5 – *Carte du fond diffus cosmologique et de ses fluctuations obtenue avec l'analyse des données de WMAP-7. La température moyenne est de 2.725 K. Les couleurs représentent les variations de température : les régions rouges sont les plus chaudes et les régions bleues les plus froides. Cette carte est formée par combinaison linéaire des cartes réalisées dans les cinq bandes de fréquence disponibles dans WMAP, avec comme critère une minimisation du signal issu de la Voie Lactée.*

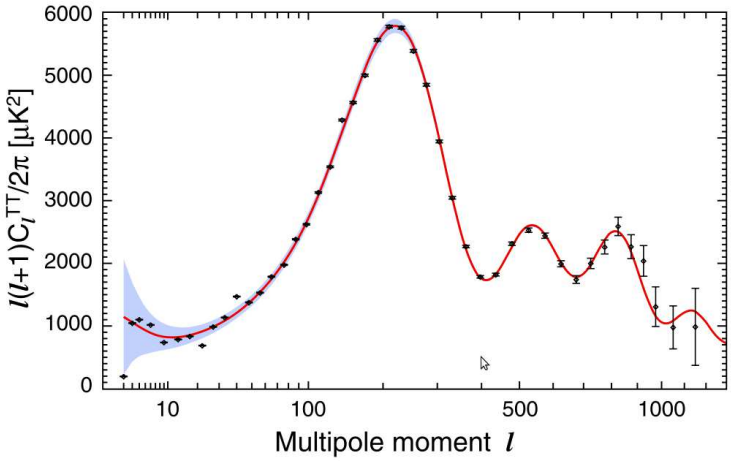

Figure 1.6 – *Spectre des anisotropies de température mesuré par WMAP après 7 ans de prise de données. Ce spectre de puissance décrit l'amplitude mesurée des modes d'oscillation acoustique dans une décomposition en harmoniques sphériques. Un multipôle l correspond à une échelle angulaire ($l = 100$ correspondant à environ un degré), associée à une échelle physique compte tenu de notre distance à la surface de dernière diffusion. La courbe rouge est le meilleur ajustement à un modèle ΛCDM. La bande grise représente la variance cosmique attendue pour le modèle ΛCDM concordant (distribution de température gaussienne). Figure tirée de [195].*

Paramètre	Symbole	Valeur
Constante de Hubble réduite	h	0.72 ± 0.03
Densité totale de matière	Ω_m	$\Omega_m\, h^2 = 0.1326 \pm 0.0063$
Densité de baryons	Ω_b	$\Omega_b\, h^2 = 0.02273 \pm 0.00062$
Constante cosmologique	Ω_Λ	$\Omega_\Lambda = 0.742 \pm 0.030$
Densité de rayonnement	Ω_r	$\Omega_r\, h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$

Tableau 1.1 – *Paramètres cosmologiques de densité issus de l'analyse des données de WMAP-5 ([141]) et intervalles de confiance à 68 % (1 σ).*

1.3 Matière noire chaude, froide, tiède

1.3.1 Rôle dans la formation des structures

Nous avons donc vu qu'un faisceau très large d'observations cosmologiques indiquait que la matière noire était essentiellement non-baryonique. Les particules qui la composent en majorité sont caractérisées par un très faible taux d'interaction entre elles ou avec le rayonnement et la matière, ce qui explique qu'elles sont très difficiles à détecter et donc "invisibles" avec les techniques habituelles d'observations astrophysiques. Les propriétés de cette matière noire doivent aussi être compatibles avec les contraintes placées par les mesures de nucléosynthèse primordiale (qui s'appliquent à la seule composante baryonique) et avec les fluctuations du fond diffus cosmologique (qui déterminent la densité de matière dans l'Univers et la fraction de matière non-baryonique). En particulier, la matière non-baryonique ne se couple pas directement au rayonnement électromagnétique. Ainsi, même de grandes fluctuations de densité de matière non-baryonique au moment de la recombinaison (découplage rayonnement/matière) n'affectent pas significativement le rayonnement, contrairement aux fluctuations de matière baryonique. Cela rend donc compatible la présence de matière non-baryonique avec les très faibles fluctuations observées du fond cosmologique.
Les cosmologistes pensent que les fluctuations de la densité de matière non-baryonique ont entraîné des fluctuations du potentiel gravitationnel, qui auraient à leur tour amplifié les fluctuations baryoniques menant à la formation d'objets condensés (galaxies). Cela expliquerait la formation des structures dans l'Univers sans pour autant contredire les faibles fluctuations observées dans le rayonnement de fond.
Plusieurs scénarios retraçant l'histoire de l'Univers et l'évolution des grandes structures ont été envisagés, et chacun d'eux nécessite de faire appel à une sous-famille de matière noire : chaude (en anglais *Hot Dark Matter*, ou HDM), froide (*Cold Dark Matter*, ou CDM), ou tiède (*Warm Dark Matter*, le cas intermédiaire). De façon schématique, la dimension caractéristique des perturbations gravitationnelles engendrées par la matière noire froide est beaucoup plus faible que celle associée aux perturbations gravitationnelles générées par la matière noire chaude, car dans le premier cas, les particules sont non relativistes au moment du découplage matière/rayonnement. La matière noire froide favorise donc plutôt les scénarios dans lesquels les "petites" structures (dimension d'une galaxie) se sont formées les premières. Les nombreuses simulations réalisées ces dernières années tendent d'ailleurs à montrer que le processus de formation des structures est plutôt de type "*bottom-up*", c'est-à-dire que les les petites structures (galaxies) se seraient formées

les premières, et se seraient ensuite organisées en structures plus grandes. C'est donc l'hypothèse de matière noire froide (et majoritairement non-baryonique) qui est privilégiée à l'heure actuelle. A l'inverse, un processus de formation de type "top-down" (formation des grandes structures d'abord) ferait plutôt appel à des particules relativistes lors de la recombinaison, et donc à de la matière noire chaude. Un modèle intermédiaire peut aussi être envisagé, on parle alors dans ce cas de matière noire "tiède".

1.3.2 Limites sur la matière noire chaude (neutrinos)

La matière noire chaude est donc formée de particules relativistes au moment du découplage. L'archétype de la particule de matière noire chaude est le neutrino. On sait maintenant que cette particule possède une masse non nulle mais faible, et peut alors constituer un candidat potentiel à la matière noire chaude (on exclut de cette discussion les neutrinos stériles lourds qui n'ont pas les mêmes propriétés physiques, et dont nous reparlons brièvement un peu plus loin). Cela s'est vu confirmé par des mesures récentes, dont par exemple celles qui ont mis en évidence les oscillations des neutrinos solaires électroniques durant leur voyage vers la Terre (conversion en neutrinos de saveur différente, neutrinos μ ou τ), ce qui n'est possible que si leur masse est non nulle (voir par exemple [97]). Ces mesures ne donnent néanmoins accès qu'aux carrés des différences de masse entre deux saveurs. Par ailleurs, les dernières observations cosmologiques ont pu permettre de placer des contraintes sur la masse totale des trois espèces de neutrinos. Dans [166], les auteurs s'appuient sur les données combinées de WMAP-7 et de SDSS (Sloan Digital Sky Survey) ainsi que sur la valeur de la constante de Hubble issue des observations du HST (Hubble Space Telescope) et aboutissent à $\sum m_\nu \leq 0.44$ eV (95 % de niveau de confiance). La limite obtenue avec les données du fond diffus cosmologiques seules est $\sum m_\nu \leq 1.19$ eV. Dans [171], la limite est encore meilleure avec $\sum m_\nu \leq 0.28$ eV en supposant un Univers plat et un modèle cosmologique ΛCDM. La limite dépend en réalité des hypothèses cosmologiques considérées, mais on peut écrire de façon générale que $\sum m_\nu \lesssim 1$ eV.
Cependant, les dernières mesures des fluctuations de densité du fond diffus cosmologique fournissent des contraintes sur la contribution potentielle des neutrinos massifs au contenu de l'Univers, grâce à la relation :

$$\sum m_\nu = 94\,\Omega_\nu\,h^2 \text{ eV} \tag{1.23}$$

On obtient donc, en prenant la limite supérieure la moins stricte ($\sum m_\nu \leq 1.19$ eV) :

$$\Omega_\nu \leq 0.0244 \tag{1.24}$$

Cela montre donc que l'abondance des neutrinos du modèle standard dans l'Univers est beaucoup trop faible pour qu'ils puissent contribuer de façon importante à la matière noire. Cela renforce donc l'hypothèse de matière majoritairement non-baryonique et froide.
Une nouvelle piste envisagée depuis quelques années est celle des neutrinos stériles, des neutrinos pour l'instant hypothétiques qui n'interagiraient que par la gravité. Ces particules pourraient constituer de la matière noire "tiède" et auraient une masse de l'ordre de quelques keV. Des contraintes sur ces candidats peuvent être placées par des observations de la forêt Lyman-α ou dans le spectre X.

1.4 Matière noire froide non-baryonique

Un certain nombre de particules candidates sont particulièrement favorisées par la théorie (physique des particules) pour rendre compte des propriétés de la matière noire non-baryonique froide. Nous présentons en premier lieu la classe générique des WIMPs, qui sont le type de particules recherchées dans l'expérience EDELWEISS. Le neutralino, dont nous parlerons un peu plus loin, est un candidat WIMP proposé dans le cadre des extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules. On pourrait également évoquer d'autres particules supersymétriques telles le gravitino (e. g. [111]) et le sneutrino (cf. [76]), mais nous n'en parlerons pas davantage ici. Il existe aussi des théories dites à extra-dimensions (UED, pour *Universal Extra Dimensions*), telles que la matière noire de Kaluza-Klein (e. g. [96]).

1.4.1 Motivations pour les candidats WIMPs

La classe générique des WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*, particules massives interagissant faiblement) présente les bonnes propriétés pour candidater à la matière noire froide non-baryonique.
Les WIMPs en équilibre thermique dans l'Univers primordial (WIMPs thermiques) présentent un intérêt particulier (on parle de façon générale de reliques thermiques pour des particules qui étaient en équilibre thermique dans les premiers instants de l'Univers). Leur densité cosmologique est de l'ordre de grandeur attendu lorsque leur section efficace d'interaction est de l'ordre de la section efficace d'interaction électrofaible (c'est ce que l'on appelle parfois le "miracle WIMP"). Cela rend notamment possible leur détection, comme nous le verrons plus loin.
Dans l'Univers primordial, les réactions d'annihilation qui convertissaient des WIMPs en d'autres particules du Modèle Standard étaient initialement en équilibre avec les réactions de production (réactions inverses). Cependant, au fur et à mesure de l'expansion de l'Univers, les WIMPs devinrent très rapidement tellement rares que les réactions d'annihilation ne pouvaient plus se produire (découplage chimique), et à partir de ce moment-là, le nombre de WIMPs par volume comobile demeura constant (au lieu de tendre vers zéro en l'absence de gel). Le découplage chimique intervint approximativement lorsque le taux d'annihilation des WIMPs $\Gamma_{ann} = \langle \sigma_{ann}\, v \rangle\, n$ devint plus petit que le taux d'expansion de l'Univers H (où σ_{ann} est la section efficace d'annihilation des WIMPs, v est la vitesse relative des WIMPs, n est la densité de WIMPs et où les crochets $\langle\rangle$ traduisent une moyenne sur la distribution thermique des WIMPs). En utilsant les équations de Friedmann pour déterminer le taux d'expansion H, on obtient la valeur de la densité relique pour les WIMPs thermiques :

$$\Omega\, h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27}\ \mathrm{cm}^3.\mathrm{s}^{-1}}{\langle \sigma_{ann}\, v \rangle} \tag{1.25}$$

Cette relation est valable pour des masses de WIMPs comprises entre quelques GeV et une centaine de GeV. On voit par conséquent que plus la section efficace d'annihilation est petite, et plus la densité relique est grande (figure 1.7). Par ailleurs, pour que cette relation donne une densité relique telle qu'attendue pour rendre compte de la matière noire froide non-baryonique, la section efficace d'annihilation doit coïncider avec l'ordre

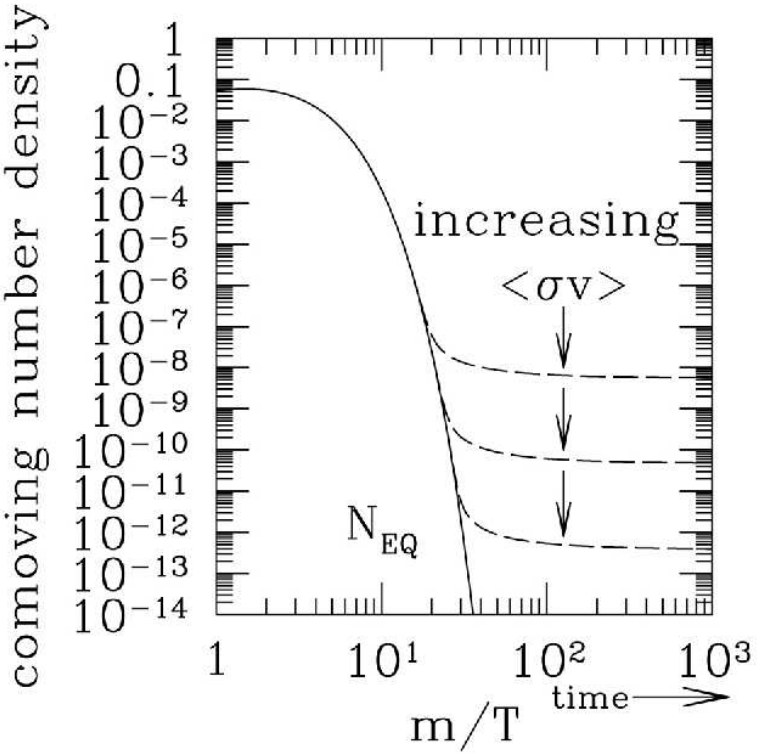

Figure 1.7 – *Évolution de la densité de WIMPs dans un volume comobile (volume dont l'expansion suit l'expansion de l'Univers) dans l'Univers primordial. La densité comobile diminue d'abord exponentiellement avec le facteur de Boltzmann $exp(-(m\,c^2)/(k_B\,T))$ et "gèle" ensuite à une valeur constante lorsque les réactions d'annihilation ne peuvent plus maintenir l'équilibre chimique entre les WIMPs et les particules du Modèle Standard. Par ailleurs, plus la section efficace d'annihilation est grande, plus la densité relique est petite, et vice versa. Cette figure est tirée d'un cours de P. Gondolo, Université de l'Utah.*

de grandeur de section efficace électrofaible. C'est cette constatation qui a fait que les WIMPs sont des candidates "idéales".

1.4.2 Le neutralino

Les modèles supersymétriques ont apporté un candidat WIMP "naturel", dont les propriétés remplissent toutes les conditions énoncées plus haut. Il correspond souvent à la particule supersymétrique la plus légère dans les extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules. Ce candidat est le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$, noté en général simplement χ.

1.4.2.1 Quelques rappels sur la supersymétrie et le MSSM

La supersymétrie est une symétrie fermions-bosons. Elle permet, entre autres choses, de stabiliser les masses des particules scalaires fondamentales, comme le boson de Higgs, un problème appelé problème de hiérarchie, qui consiste schématiquement à expliquer pourquoi la gravité est si faible par rapport aux autres forces.

La supersymétrie requiert l'existence d'une nouvelle particule (appelée super-partenaire) pour chaque particule du Modèle Standard de la physique des particules. Ces partenaires supersymétriques ont un spin dont la valeur diffère d'une demi-unité par rapport au spin de leur particule standard associée (à chaque boson est associé un super-partenaire fermion, et vice versa). On les nomme en ajoutant la lettre "s" devant le nom de la particule standard partenaire si c'est un fermion ou en ajoutant le suffixe "-ino" si c'est un boson : les sleptons sont les super-partenaires des leptons, les squarks sont les partenaires des quarks, les gauginos ceux des bosons de jauge, et les higgsinos ceux des bosons de Higgs. Les sleptons et les squarks ont un spin 0, tandis que les gauginos et les higgsinos ont un spin 1/2.
En principe, s'il s'agissait d'une symétrie exacte, chaque super-partenaire devrait avoir la même masse que sa particule du Modèle Standard associée. Mais à ce jour, aucune particule supersymétrique n'a pu être observée aux échelles d'énergie qui nous sont accessibles. On doit donc considérer que la supersymétrie est une symétrie brisée aux échelles d'énergies que nous sommes en mesure de sonder, et ne peut donc s'instaurer qu'aux très hautes énergies. Dans ce cas, les super-partenaires peuvent être beaucoup plus lourds que leur particules standards associées, ce qui expliquerait pourquoi ils n'ont jusqu'alors jamais été détectés. Néanmoins, le mécanisme de brisure de supersymétrie n'est pas complètement compris, et en pratique, il est implanté dans les différents modèles supersymétriques par le biais d'un ensemble de paramètres de brisure de symétrie qui déterminent les masses des super-partenaires (les couplages avec les super-partenaires étant fixés par la supersymétrie).
Le modèle comprenant le nombre le plus réduit de particules est appelé Modèle Supersymétrique Minimal (en anglais MSSM pour *Minimal SuperSymmetric Model*). Ce modèle comprend au total plus de 100 paramètres en plus de ceux du Modèle Standard, dont la majorité sont des paramètres de brisure de supersymétrie, l'un est un paramètre supersymétrique complexe μ, et l'un est un paramètre de brisure de symétrie électrofaible complexe $tan\,\beta$. Dans la plupart des études phénoménologiques, on considère des scénarios avec un nombre très largement réduit de paramètres, ce qui est rendu possible grâce à des hypothèses d'unification des masses et des couplages à haute énergie. Par exemple, le cas le plus étudié est le modèle de supergravité mSuGra (minimal SuperGravity), qui ne comprend que cinq paramètres : trois paramètres de masse à l'échelle de Grande Unification (la masse scalaire m_0, le couplage trilinéaire A_0, et la masse des gauginos $m_{1/2}$) et deux paramètres réels à l'échelle électrofaible (le rapport des valeurs attendues des Higgs $tan\,\beta$ et le signe du paramètre μ). Une classe de modèles supersymétriques à 7 paramètres est particulièrement appropriée pour la matière noire. Ces paramètres sont alors : μ, $tan\,\beta$, la masse du gaugino M_2, la masse du boson de Higgs CP-impair m_a, la masse du sfermion $\tilde{m}$, et les couplages trilinéaires des quarks bottom et top A_b et A_t. Le modèle mSUGRA appartient à la classe générale des modèles avec médiation par la gravité (*gravity mediated models*), qui contiennent également le Modèle Supersymétrique Minimal Contraint (cMSSM). Ces deux modèles supposent l'universalité des masses du sfermion et du gaugino à haute échelle d'énergie, mais diffèrent dans le fait que le paramètre de mélange des masses du Higgsino μ est fixé dans mSUGRA alors qu'il est libre dans le cMSSM. On peut par exemple se référer à la revue de Jungman, Kamionkowski et Griest ([68]) pour de plus amples précisions.

1.4.2.2 Le neutralino comme candidat pour la matière noire

Goldberg, en 1983 ([48]), et Ellis et al., en 1984 ([50]), ont été les premiers a montrer que la superposition la plus légère des gauginos neutres et des higgsinos neutres (qui se mélangent, ayant les mêmes nombres quantiques) constituait un excellent candidat pour la matière noire. Il s'agit en général de la particule supersymétrique la plus légère (en anglais LSP pour *Lightest Supersymmetric Particle*), qui est stable sous la condition que les super-partenaires sont uniquement produits ou détruits par paires : c'est ce qu'on appelle conservation de la R-parité pour les particules supersymétriques.
Le nombre quantique R est tel que R = 1 pour les particules du Modèle Standard, tandis que R = -1 pour les particules supersymétriques. Supposer que le nombre quantique R est conservé dans une réaction implique que le produit des parités des particules de l'état initial et de l'état final est identique. Cela revient à dire qu'il existe une particule supersymétrique stable. En effet, la particule supersymétrique la plus légère ne peut pas se désintégrer spontanément en une autre particule plus légère, car cela violerait la R-parité. Par conséquent, la particule supersymétrique la plus légère est nécessairement stable.
Cette particule interagit faiblement et elle est massive. C'est donc la candidate WIMP idéale, et demeure en conséquence l'une des plus étudiées : il s'agit du neutralino le plus léger. On notera également que c'est une particule de Majorana (elle est sa propre antiparticule). Sa masse est de l'ordre de grandeur de l'échelle d'interaction électrofaible, ce qui constitue l'échelle favorisée par la plupart des modèles à l'heure actuelle. Les caractéristiques d'interaction du neutralino dépendent par ailleurs de sa composition exacte (selon que c'est sa composante de type gaugino ou sa composante de type higgsino qui est dominante dans sa composition), comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

1.4.2.3 Densité relique de neutralinos

Les calculs de densité relique reviennent à résoudre l'équation donnant l'évolution de la densité de neutralinos n :

$$\dot{n} + 3\,H\,n = -\,\langle \sigma_{ann}\, v \rangle\ (n^2 - n^2_{equilibre}) \tag{1.26}$$

Plusieurs calculs de la densité relique du neutralino le plus léger (liée à la section efficace d'annihilation) ont été publiés, et dépendent du modèle utilisé. On trouvera notamment un calcul très détaillé dans [71], dont la figure 1.8 est tirée (après mise à jour avec la valeur de la densité de matière noire froide issue des mesures de WMAP). Elle est obtenue dans un scénario avec sept paramètres supersymétriques à l'échelle électrofaible.
Une masse fixée de neutralino ne donne pas une densité relique unique. En effet, la section efficace d'annihilation du neutralino dépend des masses et de la composition de nombreuses autres particules supersymétriques (et donc de tous les paramètres supersymétriques). La figure 1.8 est donc obtenue après un passage en revue complet de l'espace des paramètres à sept dimensions. La conséquence de cela est qu'on peut évidemment choisir les valeurs des paramètres pour que la densité relique satisfasse à la détermination actuelle de $\Omega_c\, h^2$.
Réciproquement, les valeurs numériques tirées des observations cosmologiques permettent

de sélectionner les régions de l'espace des paramètres supersymétriques pour lesquelles le neutralino le plus léger peut rendre compte de la matière noire froide. La précision des mesures cosmologiques est actuellement de 7 %, et devrait atteindre 1 % grâce aux résultats à venir de la mission Planck. Un calcul de la densité relique de neutralinos avec une précision de 1% également peut être obtenu par exemple à l'aide du code DarkSUSY ([98]).
Certains raffinements peuvent être inclus dans les calculs, comme la prise en compte des processus de co-annihilation, qui diminuent le nombre de neutralinos à travers une chaîne de réactions, et interviennent lorsque d'autres particules supersymétriques ont des masses proches de celle du neutralino le plus léger. Dans ce cas, la diffusion du neutralino sur ce type de particule peut le convertir lui-aussi en une autre particule. Par exemple, les co-annihilations avec des charginos $\tilde{\chi}^{\pm}$ (super-partenaires des bosons de Higgs et des bosons de jauge chargés) peuvent donner :

$$\begin{gathered}\tilde{\chi}_1^0\, e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^-\, \nu_e \\ \tilde{\chi}_2^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\, d\, \bar{u} \\ \tilde{\chi}_2^0\, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^+\, W^-\end{gathered}$$

De même, des co-annihilations avec des sleptons tau $\tilde{\tau}$ impliquent des processus comme :

$$\begin{gathered}\tilde{\chi}_1^0\, \tau \rightarrow \tilde{\tau}\, \gamma \\ \tilde{\tau}\, \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tau\, W^+\end{gathered}$$

Les indices 1 et 2 indiquent des particules de masses différentes.

1.4.3 Autres candidats pour la matière noire froide

Nous passons ici en revue quelques candidats hypothétiques qui ont soit été proposés dans l'unique but de résoudre le problème de la matière noire, soit constituent simplement des mécanismes élégants ou des idées astucieuses pour remplir ce rôle. Ils ont été beaucoup mois étudiés que les WIMPs, mais font néanmoins partie des solutions possibles, et pourraient un jour supplanter les hypothèses qui sont actuellement les plus favorisées.
Nous évoquerons tout d'abord l'hypothèse des axions, puis celle des super-WIMPs. Nous exposerons ensuite le modèle de la matière noire auto-interagissante, et enfin l'existence possible de WIMPZILLAs produits par la gravitation. D'autres candidats WIMPs intéressants (dont nous ne parlerons pas) ont également été récemment proposés dans des modèles à extra-dimensions, comme la matière noire de Kaluza-Klein ([96]). On peut également citer d'autres modèles plus "exotiques" : les branons ([109]), et les Q-balls supersymétriques ([79]) qui font partie de la classe générale des solitons.

1.4.3.1 Les axions

Les axions ont été proposés par Peccei et Quinn en 1977 pour résoudre le problème de la violation de CP, ou " problème CP fort " ([36]).
La chromodynamique quantique prédit en effet que quelques interactions fortes violeront

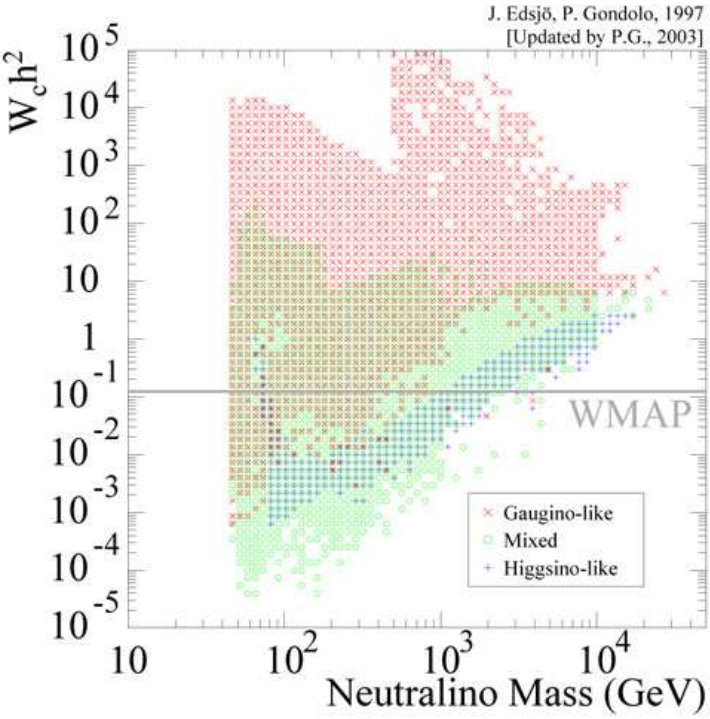

Figure 1.8 – *Densité relique pour le neutralino en fonction de sa masse. La valeur obtenue de la densité dépend des sept paramètres utilisés dans le modèle. Le code couleur dépend de la composition du neutralino (type gaugino, type higgsino ou mélange des deux types). La bande horizontale correspond à l'incertitude sur la valeur de $\Omega_c h^2$ (densité de matière noire froide) issue des mesures de WMAP (figure adaptée de [71]).*

la symétrie charge+parité (CP). Cette violation n'a pourtant jamais été observée. En combinaison avec les effets de l'interaction faible, le paramètre qui quantifie cette violation, noté $\bar{\Theta}$, constituait une constante fondamentale uniquement accessible par la mesure. Par ailleurs, des interactions violant cette parité de façon importante auraient fourni aux neutrons un moment dipolaire intense, ce qui n'est absolument pas ce qui est observé (le paramètre $\bar{\Theta}$ est très faible, voire nul). Ce paramètre peut pourtant, en principe, prendre toute valeur comprise entre 0 et 2π. Cette contradiction constitue ce qu'on a appelé le " problème CP fort ".
Une solution possible à ce problème, proposée donc par Roberto Peccei et Helen Quinn en 1977, était de postuler une nouvelle symétrie qui mènerait naturellement à un modèle de QCD dans lequel la symétrie CP n'est pas violée. Frank Wilczek et Steven Weinberg ont noté quelques temps après que cette symétrie pouvait être interprétée différemment, en faisant de ce paramètre $\bar{\Theta}$ un champ, c'est-à-dire une particule, qu'ils nommèrent « axion ».
Le modèle original d'axion proposé par Peccei et Quinn est aujourd'hui exclu par l'expérience, mais d'autres modèles d'axion basés sur la même idée centrale ont été proposés. On peut citer, parmi eux, les axions invisible de Kim (1979) et Shifman, Vainshtein, et Zakharov (1980) (axions KSVZ) et ceux de Dine, Fischler, et Srednicki (1981) et Zhitnitsky (1980) (axions DFSZ). Ils diffèrent dans la force du couplage des axions avec la

matière et la radiation (cf. figure 1.9).
Si l'on se replace dans un contexte cosmologique, les axions, contrairement aux neutrinos et aux neutralinos, sont généralement produits non-thermiquement (bien que la production thermique d'axions soit parfois considérée, de même que les productions non-thermiques de neutrinos ou de neutralinos). Les deux mécanismes principaux pour la production d'axions non thermiques sont l'alignement du vide et l'émission par les cordes cosmiques. Dans le mécanisme d'alignement du vide, un potentiel est généré et le champ axionique "tombe" au minimum du potentiel puis oscille atour de cette valeur. L'oscillation, du point de vue de la mécanique quantique, constitue alors l'émission d'axions observée. Dans l'autre mécanisme majeur de production non-thermique, les axions sont émis par l'oscillation ou la désintégration de cordes cosmiques. Dans les deux cas, les axions sont produits avec une faible impulsion ($\ll$ keV) et peuvent ainsi former de la matière noire froide bien qu'ayant de très petites masses, comprises entre 1 μeV et 1 meV (masses pour lesquelles les axions sont de bons candidats à la matière noire).
Les recherches d'axions sous forme de matière noire galactique reposent sur le couplage des axions à deux photons. Un axion galactique incident peut être converti en un photon micro-onde dans le champ magnétique statique d'une cavité résonante. Dans cette optique, la fréquence caractéristique de la cavité doit être adaptée à la masse de l'axion. Or, comme cette dernière est inconnue, on utilise des cavités à fréquence variable et on passe en revue toutes les fréquences possibles, ce qui constitue un processus long et fastidieux. L'expérience de recherche américaine ADMX vise à explorer une large gamme de masses d'axion intéressantes pour la matière noire, et a placé des contraintes sur l'axion KSVZ comme composante dominante du halo galactique ([152]). Ils ont notamment exclu qu'un axion KSVZ dont la masse serait comprise entre 1.91 et 3.53 μeV puisse être la contribution principale à la matière noire galactique. Les prochaines phases de l'expérience doivent maintenant permettre de sonder une gamme de masses d'axion beaucoup plus étendue. En principe, la matière noire axionique devrait très bientôt pouvoir être soit détectée, soit totalement exclue. Nous donnons sur la figure 1.9 le récapitulatif des limites d'exclusion actuelles en terme de couplage axion-photon en fonction de la masse de l'axion.

1.4.3.2 Super-WIMPs

Sous ce nom teinté d'ironie se cachent des particules dont l'existence commence peu à peu à être évoquée en cosmologie ([112]). En effet, dans certains scénarios envisagés par les cosmologistes, les WIMPs formées dans la première nanoseconde après le Big-Bang sont supposées instables, en conséquence de quoi elles se seraient désintégrées en particules plus légères (mais avec des masses du même ordre de grandeur) qui ne seraient pas soumises à l'interaction faible. Ces super-WIMPs ne seraient alors sensibles qu'à l'interaction gravitationnelle.
Cette dernière propriété fait qu'on ne pourrait pas les observer directement si elles existent. Cependant, plusieurs pistes sont possibles pour être en mesure de valider leur existence. En particulier, comme ces particules seraient relativistes au moment de leur création (production non-thermique), elles auraient mis plus de temps que les WIMPs pour permettre l'apparition des galaxies, qui nécessitent des concentrations suffisantes de matière noire. Ainsi la matière aurait eu moins de temps pour s'agréger au centre des galaxies avant

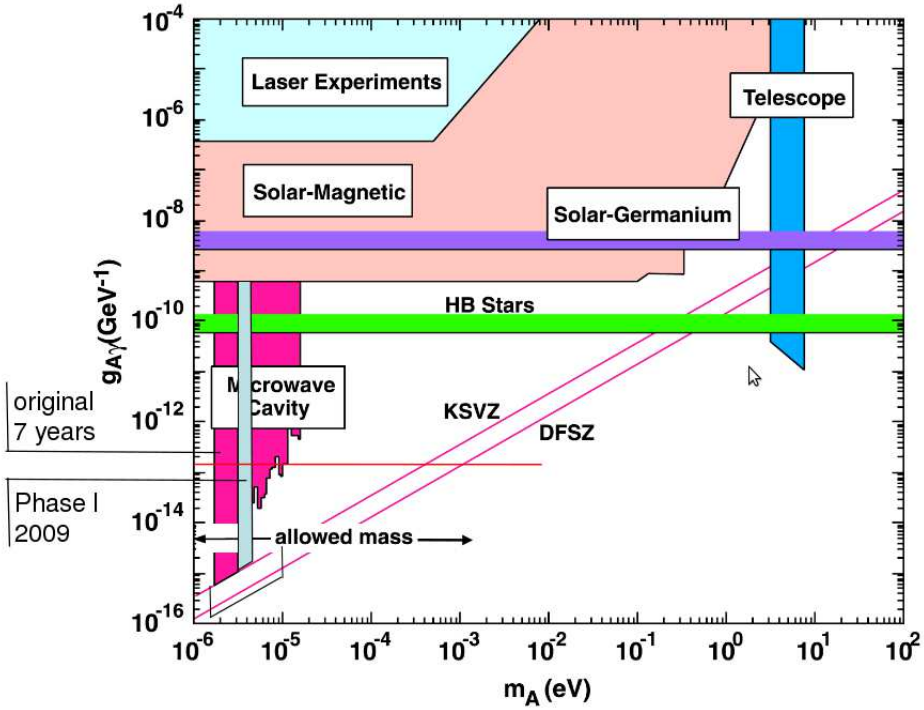

Figure 1.9 – *Récapitulatif des limites d'exclusion placées par les expériences de recherche d'axions en termes de couplage axion-photon en fonction de la masse de l'axion (figure tirée de la présentation de L. Rosenberg à l'Université de Floride, en 2010). La masse permise pour la matière noire est comprise entre* 10^{-6} *et* 10^{-3} *eV. La zone comprise entre les deux lignes roses obliques correspond aux modèles d'axions. La région colorée en magenta est la zone exclue lors des sept années de l'expérience pionnière qui a précédé ADMX à Livermore. La bande colorée en bleu clair est la zone exclue lors de la première phase de l'expérience ADMX.*

que l'expansion ne la dilue. Une étude de la densité au centre des halos de matière noire pourrait donc nous apprendre s'ils sont formés de WIMPs ou de super-WIMPs. Une autre possibilité pour confirmer leur existence est basée sur le fait que les photons et les électrons produits lors de la désintégration des WIMPs en super-WIMPs auraient dû détruire une partie des éléments légers présents dans l'Univers. Or, on sait que l'Univers contient moins de lithium que ce qui est prédit par la théorie. Cela pourrait donc constituer une trace de la formation des super-WIMPs.

1.4.3.3 Matière noire auto-interagissante

La raison pour laquelle la matière noire auto-interagissante a été introduite est de trouver une solution aux problèmes des cuspides (*cusp problem*) et des satellites (*satellite problem*) des scénarios standards de matière noire froide (modèles ΛCDM). Ces deux problèmes sont la conséquence de désaccords entre les observations et des résultats de simulations de formation de structures à l'échelle de la galaxie.

a) Problème des cuspides Les simulations numériques prédisent un profil de densité de matière noire qui augmente vers le centre d'une galaxie en suivant une loi de puissance r^γ avec $\gamma \gtrsim 1$. Cette forte augmentation de la densité est appelée une cuspide. D'un autre côté, les déterminations cinématiques et dynamiques du profil de matière noire dans les régions centrales des galaxies, spécifiquement pour les galaxies avec une faible luminosité de surface, tendent à ne pas montrer une telle augmentation mais plutôt une densité de cœur constante. La situation observationnelle est toujours assez confuse, avec certaines galaxies dont le profil de densité est compatible avec une cuspide et d'autres avec un cœur. La situation théorique n'est pas non plus complètement clarifiée, avec des simulations à plus haute résolution qui montrent une dépendance de γ avec la masse de la galaxie. Bien que de nombreuses idées aient été proposées pour résoudre le problème des cuspides, il n'est toujours pas tranché de façon satisfaisante.

b) Problème des satellites Le problème des satellites est un désaccord entre le nombre simulé et le nombre observé de satellites d'un halo galactique. Trop de satellites sont en effet prédits par les simulations. En réalité, les observations ne peuvent détecter que les satellites lumineux tandis que les simulations les prennent tous en compte, y compris ceux qui sont cachés (invisibles). Il se peut donc que de nombreux satellites ne brillent pas, ce qui résoudrait le problème, mais nous ne comprenons toujours pas comment les satellites deviennent lumineux ni comment. On notera cependant que les observations récentes ont permis de détecter un nombre accru de satellites ces dernières années.

c) Matière noire auto-interagissante Afin de résoudre ces deux problèmes, Spergel et Steinhardt ont suggéré, en 2000, un autre moyen de réconcilier les simulations avec les observations ([86]). Ils ont réalisé que si les particules de matière noire interagissaient les unes avec les autres, avec un libre parcours moyen typique de l'ordre de la dimension d'un cœur de galaxie, alors les interactions thermaliseraient efficacement le système et éviteraient à la fois la formation d'une cuspide centrale et de satellites trop nombreux. Cela nécessite des libres parcours moyens de l'ordre de 10 kpc. On peut également évaluer les sections efficaces nécessaires pour la matière noire auto-interagissante puisque le libre parcours moyen λ et la section efficace σ sont liés par la relation :

$$\lambda = \frac{1}{n\,\sigma} = \frac{m}{\rho\,\sigma} \tag{1.27}$$

où n est le nombre de particules par unité de volume (densité numéraire), ρ est la densité de matière et m est la masse des particules. En prenant la valeur typique $\rho \sim 0.3$ GeV.cm^{-3}, on obtient $\sigma/m \sim 60$ cm^2.g^{-1}. Par conséquent, Spergel et Steinhardt ont proposé un nouveau type de particules de matière noire avec des rapports σ/m compris dans l'intervalle :

$$1\,\mathrm{cm}^2.\mathrm{g}^{-1} \lesssim \frac{\sigma}{m} \lesssim 100\,\mathrm{cm}^2.\mathrm{g}^{-1} \tag{1.28}$$

Si l'on compare ces valeurs avec le rapport caractéristique σ/m du proton, qui est de l'ordre de 6×10^{-3} cm^2.g^{-1}, on voit que les rapports σ/m nécessaires sont très grands. Dès lors, il n'est pas surprenant que les contraintes astrophysiques sur la matière noire auto-interagissante soient assez strictes. Ainsi en 2001, Gnedin et Ostriker ([93]) ont considéré

l'évaporation de halos dans des amas de galaxies et ont placé la contrainte $\sigma/m < 0.3$ cm^2.g^{-1}. En 2000, Yoshida, Springel, White, et Tormen ([88]) avient étudié la forme des cœurs d'amas, qui est plus ronde pour de la matière noire auto-interagissante que pour de la matière noire "standard". Ils conclurent que σ/m devait être inférieur à 10 cm^2.g^{-1}. Cette limite a été ensuite améliorée par Miralda-Escudé en 2002 ([99]) pour donner $\sigma/m < 0.02$ cm^2.g^{-1}. En 2003, Markevitch et al. ([115]) ont découvert une boule de gaz en arrière-plan de la matière noire dans l'amas de galaxies en train de fusionner 1E0657-56. Ils ont pour cela combiné des cartes du gaz chaud dans l'amas obtenues par l'étude du rayonnement X par Chandra et des cartes de sa distribution de masse obtenues par lentillage gravitationnel. A partir d'estimations de densités de masse et de la distance entre le gaz et la matière noire, Markevitch et al.ont pu placer la limite supérieure $\sigma/m < 10$ cm^2.g^{-1}. La même équipe a obtenu en 2008 une limite nettement améliorée $\sigma/m < 0.7$ cm^2.g^{-1} ([132]). Toutes ces limites tendent donc à exclure l'hypothèse de matière noire auto-interagissante, vu les rapports $\sigma\,/\,m$ qui semblent incompatibles avec les observations.

1.4.3.4 WIMPZILLAs

Nous citerons, comme dernier exemple de candidats à la matière noire froide, les WIMPZILLAs. Ces derniers illustrent une idée particulièrement originale pour la génération de matière dans un Univers en expansion, à savoir la création gravitationnelle de matière dans une expansion accélérée. Ce mécanisme est analogue à la production de rayonnement de Hawking autour d'un trou noir ou du rayonnement de Unruh dans un référentiel accéléré.
Les WIMPZILLAs ([78, 80, 84]) sont des reliques du Big-Bang très massives qui pourraient former la matière noire de l'Univers si leur masse est de l'ordre de 10^{13} GeV. Si elles existent, de telles particules auraient été créées à la fin de la phase d'inflation de l'Univers, par des mécanismes qui pourraient être de plusieurs sortes : par gravitation, durant la phase de préchauffage (*preheating*), pendant la phase de réchauffage (*reheating*), dans des collisions de bulles. Il est par ailleurs possible que leur abondance fossile ne dépende pas de leur force d'interaction mais plutôt de leur masse seulement, ce qui laisse une grande liberté dans les études phénoménologiques qui leur sont consacrées. Pour qu'elles constituent aujourd'hui de la matière noire, elles sont supposées stables ou ayant une durée de vie de l'ordre de l'âge de l'Univers. Dans ce dernier cas, leurs produits de désintégration pourraient rendre compte des rayons cosmiques de plus grande énergie, et ainsi résoudre le problème des rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK. Ce scénario, que les WIMPZILLAs permettaient d'expliquer, a maintenant été exclu par les observations de la collaboration Auger.
L'idée de la création de particules par gravitation à la fin de la phase d'inflation a été évoquée pour la première fois par Chung, Kolb et Riotto, et par Kuzmin et Tkachev en 1998. Des particules avec des masses de l'ordre du paramètre de Hubble à la fin de l'inflation (soit $H_I \approx 10^{-6}\, M_{Pl} \approx 10^{13}\,$GeV) auraient ainsi pu être générées avec une densité qui serait à l'heure actuelle comparable avec la densité critique. L'hypothèse de matière noire froide constituée de WIMPZILLAs est donc une piste crédible (indépendamment de la justification de la coupure GZK) qui reste à explorer pour le moment.

1.4.4 Caractéristiques d'un halo galactique de matière noire non-baryonique

Nous présentons dans ce paragraphe le modèle de halo de matière noire non-baryonique le plus utilisé pour modéliser les observations au niveau galactique. Ce modèle est celui du halo isotherme, qualifié ainsi car les particules qui le composent sont liées par la gravitation et en équilibre thermique à une même température T. Dans un halo de ce type, la distribution de particules de matière noire qui entourent la galaxie s'étend bien au-delà des limites visibles de la galaxie.
Le profil de densité le plus utilisé pour un halo isotherme est une distribution à symétrie sphérique. Plusieurs $\rho(r)$ ont été proposés, par exemple le profil NFW (Navarro-Frenk-White) :

$$\rho(r) \propto \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_c}\left(1+\frac{r}{r_c}\right)^2\right)} \tag{1.29}$$

où ρ_0 est la densité de matière noire au rayon r (distance au centre galactique) et r_c est un rayon caractéristique de la galaxie considérée. Ce modèle très simple permet de rendre compte des simulations numériques de galaxies spirales à mieux que 1 %.
On associe habituellement à ce profil de densité une ditribution maxwellienne des vitesses telle que :

$$f(v) = k\,\frac{v^2}{v_0^3}\,e^{-\left(v^2\,/\,v_0^2\right)} \tag{1.30}$$

où v_0 est définie par :

$$\bar{v} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3}{2}}\,v_0 \tag{1.31}$$

Il faut également tenir compte de la vitesse d'échappement des WIMPs (de l'ordre de 600 km/s), qui induit une vitesse de coupure v_{ech} telle que $f(v > v_{ech}) = 0$.
Dans le cas d'un détecteur terrestre, $f(v)$ devient $f(|\vec{v} - \vec{v_e}|)$, avec :

$$v_e = v_0\,(1.05 + 0.07\,\cos\omega t) \tag{1.32}$$

Dans le membre de droite, le premier terme est du à la rotation galactique du Soleil et le second à la rotation annuelle de la Terre.
Il existe encore de grandes incertitudes sur la valeur des différents paramètres qui interviennent dans ce modèle, mais on prend en général (pour les calculs dans la Voie Lactée) les valeurs de référence suivantes :

$$\rho_0 = 0.3\ \text{GeV.cm}^{-3}\ (\text{à } r = r_{soleil})$$
$$\bar{v} \sim 270\ \text{km.s}^{-1}$$

Cependant, des valeurs différentes sont parfois utilisées dans les calculs de limites d'exclusion, ce qui peut rendre problématique la comparaison entre expériences.
Le modèle de halo sphérique isotherme, qui a l'avantage d'être simple, est très couramment utilisé dans l'interprétation d'observations expérimentales issues d'expériences de détection de matière noire. Néanmoins, des raffinements sont possibles, par exemple en

considérant un halo ovoïde, aplati dans le plan galactique au lieu d'un halo sphérique. La forme exacte du profil de densité à proximité du centre galactique est également mal connue et dépend du modèle. A l'heure actuelle, les simulations numériques sont en tout cas de plus en plus utilisées pour tenter de modéliser de la façon la plus réaliste possible les halos de matière noire.

1.4.5 Modes d'interaction d'une WIMP du halo galactique

1.4.5.1 Diffusion élastique

Supposons un halo de matière noire froide non-baryonique composé de WIMPs. Par nature, ces particules n'interagissent que faiblement, mais peuvent néanmoins diffuser sur les atomes de matière ordinaire en déposant une petite quantité d'énergie. En général, on attend une diffusion élastique sur le noyau des atomes (la diffusion par les électrons des atomes est possible, mais le transfert d'énergie est alors beaucoup trop faible pour être détectable). Le taux d'interaction est dicté par un certain nombre de paramètres qui dépendent évidemment du choix du modèle : paramètres du halo (densité locale de WIMPs et distribution de leurs vitesses), masse de la WIMP, et section efficace globale d'interaction WIMP-noyau.
Cette dernière dépend elle-même en réalité de plusieurs variables. En effet, chaque composante de la WIMP est couplée aux quarks qui composent les nucléons de l'atome cible. Ainsi, la section efficace globale d'interaction WIMP-noyau dépend :

- de la distribution des quarks et des gluons (partons) à l'intérieur d'un nucléon
- de la distribution du spin du nucléon entre ses différents composants
- de la structure fine du noyau, autrement dit, de la répartition des protons et des neutrons à l'intérieur du noyau, et de son spin net (global)
- de la composition exacte de la WIMP. Par exemple, un neutralino dont la composante dominante serait la composante higgsino aura un couplage très différent d'un neutralino dominé par sa composante gaugino.

Nous présentons dans ce paragraphe un modèle simplifié d'interaction WIMP-noyau, permettant d'appréhender les principales idées-clefs. Des calculs plus précis sont évidemment disponibles dans la littérature (voir notamment [68] et [69]).

1.4.5.2 Interaction WIMP-noyau

On considère qu'une WIMP peut être couplée à un noyau de deux manières non exclusives : soit par couplage scalaire (interaction indépendante du spin), soit par couplage axial-vecteur (interaction dépendante du spin). Le lagrangien global de l'interaction WIMP-quark s'écrit (dans la limite non-relativiste et pour un fermion de Majorana) :

$$\mathcal{L}_{eff} = g_q\,(\bar{\chi}\,\gamma^{\mu}\,\gamma^{5}\,\chi)(\bar{q}\,\gamma_{\mu}\,\gamma^{5}\,q) + h_q\,(\bar{\chi}\,\chi)(\bar{q}\,q) \tag{1.33}$$

où le premier terme traduit l'interaction axiale-vecteur (spin-dépendante) et le second terme l'interaction scalaire (spin-indépendante). Trois processus peuvent en fait contribuer à la diffusion neutralino-quark : un échange de Higgs (spin-indépendant), un échange de Z (spin-dépendant), et un échange de squark (spin-indépendant et spin-dépendant). On

donne à titre indicatif les diagrammes de Feynman associés aux processus intervenant dans l'interaction scalaire (couplage avec les quarks sur la figure 1.11 et couplage avec les gluons sur la figure 1.12).
Connaissant le lagrangien de l'interaction WIMP-quark, on peut en déduire les sections efficaces d'interaction scalaire et axiale-vecteur, en considérant un atome à A nucléons (Z protons et $(A-Z)$ neutrons). On a, dans la limite d'un transfert d'impulsion nul :

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4\,\mu^2}{\pi}\,(Z\,f_p + (A-Z)\,f_n)^2 \tag{1.34}$$

et

$$\sigma_0^{SD} = \frac{32}{\pi}\,G_f^2\,\mu^2\,\frac{J+1}{J}\,(a_p\,\langle S_p\rangle + a_n\,\langle S_n\rangle)^2 \tag{1.35}$$

où μ est la masse réduite du système WIMP-nucléon ($\mu = (m_\chi\,m_{nucleon})/(m_\chi + m_{nucleon})$), f_p et f_n sont les amplitudes de diffusion associées aux interactions scalaires WIMP-proton et WIMP-neutron, G_f est la constante de couplage de Fermi, J est le spin du noyau, a_p et a_n sont les amplitudes de diffusion associées aux interactions axiales-vecteur WIMP-proton et WIMP-neutron, et $\langle S_p\rangle$ et $\langle S_n\rangle$ sont les contributions respectives des protons et des neutrons au spin total du noyau (qu'on peut évaluer avec des calculs de physique nucléaire. En particulier, l'approximation du "*odd-group model*" donne de bons résultats).
On voit donc, de façon très schématique, que dans le couplage spin-dépendant, la force du couplage est associée au spin net du noyau, tandis que pour le couplage spin-indépendant, elle dépend de son nombre de masse A et de son nombre de charge Z. Une approximation très souvent réalisée est de considérer que les amplitudes de diffusion liées aux interactions WIMP-proton et WIMP-neutron sont égales ($f_p = f_n = f$). Dans ce cas, l'équation 1.34 devient :

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4\,\mu^2}{\pi}\,A^2\,f^2 \tag{1.36}$$

Le taux d'interaction indépendante du spin est donc directement proportionnel à $A^2\,\mu^2$, ce qui incite, pour la détection, à choisir des cibles avec un nombre de masse le plus élevé possible (noyaux lourds).

1.4.5.3 Obtention du taux d'interaction

Si l'on écrit l'expression de la diffusion WIMP-noyau en respectant la conservation de l'énergie et de l'impulsion dans la limite non relativiste, on obtient l'expression de l'énergie de recul E_R transférée au noyau :

$$E_R = 2\,\frac{m_\chi\,m_N}{(m_\chi + m_N)^2}\,\cos^2\Theta_R\,m_\chi\,v^2 \tag{1.37}$$

où m_N est la masse du noyau, m_χ est la masse de la WIMP et $\cos\Theta_R$ est l'angle entre la direction de recul du noyau et la direction de la WIMP incidente. Typiquement, l'énergie de recul est comprise entre 1 et 100 keV.
Le transfert d'impulsion communiqué au noyau est tel que :

$$E_R = \frac{q^2}{2\,m_N} \tag{1.38}$$

Pour une WIMP de vitesse donnée, le transfert d'impulsion maximal sera donc :

$$q_{max}^2 = 4\,v^2\,\mu^2 \tag{1.39}$$

où μ est la masse réduite du système WIMP-noyau.
On pose aussi :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \equiv \frac{\left(\sigma_0^{SI}\,F(E_R) + \sigma_0^{SD}\,S(E_R)\right)}{4\,v^2\,\mu^2} \tag{1.40}$$

Le taux d'interaction par unité de masse du détecteur, pour des reculs d'énergie comprise entre q^2 et $q + dq^2$ et avec des WIMPs de vitesses relatives comprises entre v et $v + dv$ s'écrit :

$$dR = \left(\frac{\rho_0}{m_\chi\,m_N}\right)\,v\,\frac{d\sigma}{dq^2}\,f(v)\,dv\,dq^2 \tag{1.41}$$

où $f(v)$ est la distribution des vitesses relatives à l'observateur.
Pour un transfert d'impulsion donné, la vitesse minimale est :

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N\,E_R}{2\,\mu^2}} \tag{1.42}$$

On peut alors exprimer le taux différentiel d'évènements attendus (nombre d'interactions attendues dans une cible donnée avec une énergie déposée E_R par unité de masse et par unité de temps). On aboutit à :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{2\,m_\chi\,\mu^2}\int_{v_{min}(E_R)}^{v_{max}=\infty}\frac{f(v)}{v}\,dv\,\left(\sigma_0^{SI}\,F(E_R) + \sigma_0^{SD}\,S(E_R)\right) \tag{1.43}$$

où ρ_0 est la densité locale de matière noire dans le halo, m_χ est la masse de la WIMP, $v_{min}(E_R)$ est la vitesse minimale nécessaire pour qu'une WIMP de masse m_χ dépose une énergie E_R dans le noyau, σ_0^{SI} et σ_0^{SD} sont les sections efficaces d'interaction à transfert de moment nul pour le couplage scalaire et axial respectivement, et $F(E_R)$ et $S(E_R)$ sont les facteurs de forme nucléaires pour l'interaction scalaire et axiale respectivement. A titre d'exemple, nous donnons sur la figure 1.10 les taux différentiels attendus dans différentes cibles pour une WIMP de 100 GeV et une section efficace d'interaction spin-indépendante de 10^{-7} pb.

Les facteurs de forme $F(E_R)$ et $S(E_R)$ sont obtenus par des calculs qui peuvent être assez lourds, en particulier pour l'interaction axiale. Pour le facteur de forme associé à l'interaction scalaire, on utilise en général un modèle de Wood-Saxon, comme proposé initialement par Engel dans [61], ou une version légèrement modifiée (distribution de Helm) :

$$F(E_R) = \frac{3}{E_R\,R_c}\,j_1(E_R\,R_c)\,e^{-(r^2/2\,g^2)} \tag{1.44}$$

où R_c est un rayon de coupure lié au noyau, tel que $R_c = 1.2\,A^{1/3}$ fm, g est un paramètre qui a les dimensions d'une longueur, de l'ordre du fm, et $j_1(E_R\,R_c)$ est une fonction de Bessel sphérique du premier ordre telle que :

$$j_1(x) = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x} \tag{1.45}$$

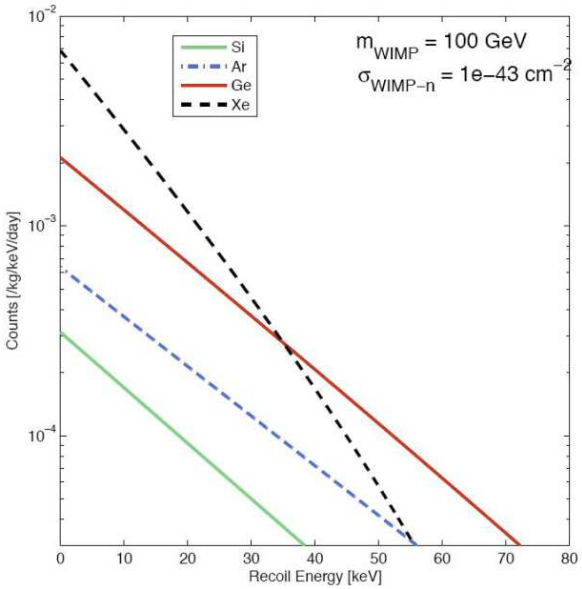

Figure 1.10 – *Spectres de recul attendus dans différentes cibles pour une WIMP de 100 GeV et une section efficace d'interaction spin-indépendante de* 10^{-7} *pb.*

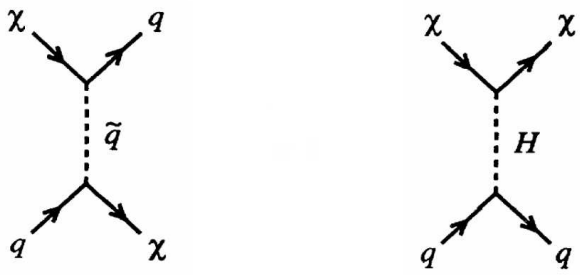

Figure 1.11 – *Exemples de diagrammes de Feynman illustrant l'interaction WIMP-quark. Sur le diagramme de gauche, l'interaction se fait par un échange de squark. Sur le diagramme de droite, l'interaction se fait par l'intermédiaire d'un boson de Higgs.*

Pour le facteur de forme lié à l'interaction spin-dépendante, il faut s'appuyer sur des paramétrisations qui dépendent des isotopes de la cible (à titre d'exemple, on trouvera dans [67] une paramétrisation pour le ^{73}Ge).
Le point important à retenir de cette brève présentation du calcul du taux d'interaction pour la détection de WIMPs est que selon la composition précise de la WIMP (par exemple dans le cas du neutralino le plus léger, la contribution de ses composantes gaugino ou higgsino) et selon la nature de la cible de détection (nombre de masse, isotopes), les résultats peuvent être extrêmement différents en terme de section efficace d'interaction globale WIMP-noyau, et donc aussi en terme de taux d'évènements attendu. On peut par exemple montrer que les états purs du neutralino de type bino ou de type higgsino ont des sections efficaces d'interaction plus basses que les états mixtes. Il est donc important qu'il existe une complémentarité entre les expériences de détection afin de pouvoir mettre en évidence des particules de matière noire qui n'ont pas nécessairement exactement les mêmes propriétés.

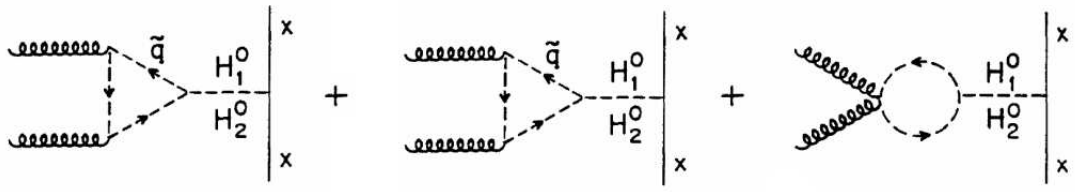

Figure 1.12 – *Exemples de diagrammes de Feynman illustrant l'interaction WIMP-gluon. L'interaction est réalisée par l'intermédiaire de bosons de Higgs ou de squarks.*

1.4.5.4 Matière noire inélastique

Un nouveau modèle d'interaction WIMP-noyau a été proposé en 2001 par Smith et Weiner pour réconcilier des observations contradictoires annoncées par différentes expériences de détection directe de matière noire. Il s'agit du modèle de matière noire inélastique ([95]).
Dans ce scénario, la WIMP possède un état fondamental et un état excité, avec une différence d'énergie entre les deux niveaux $\delta \sim 100$ keV. L'interaction WIMP-noyau est alors vue comme la transition de l'état fondamental vers l'état excité :

$$\chi + \mathcal{N} \rightarrow \chi^* + \mathcal{N}$$

La canal de diffusion élastique est pratiquement supprimé dans ce modèle. Le calcul du taux différentiel d'interaction reste similaire à celui pour le cas élastique, mais par contre, la vitesse minimale que la WIMP doit avoir pour diffuser sur le noyau est plus grande :

$$v_{min} = \frac{1}{c^2}\sqrt{\frac{1}{2m\,E_R}}\left(\frac{m\,E_R}{\mu} + \delta\right) \tag{1.46}$$

Où m est la masse de la cible, et μ est la masse réduite du système WIMP-noyau. Une étude approfondie de ce scénario dans le cadre de l'expérience Edelweiss est présentée dans [198].

1.5 Détection de WIMPs

1.5.1 Production de particules supersymétriques aux collisionneurs

Le LHC (*Large Hadron Collider*), qui a commencé à fonctionner depuis plusieurs mois, doit permettre de placer des limites sur les valeurs de certains paramètres supersymétriques. Il ne s'agit donc pas dans ce cas de limites de détection, mais de limites sur la production de particules supersymétriques.
Un récent article de revue de J. Ellis ([191]) résume les perspectives attendues dans le cadre du LHC. La figure 1.13 montre par exemple les régions favorisées dans le plan des paramètres supersymétriques du CMSSM $m_{1/2}$ / m_0 en tenant compte des premières données

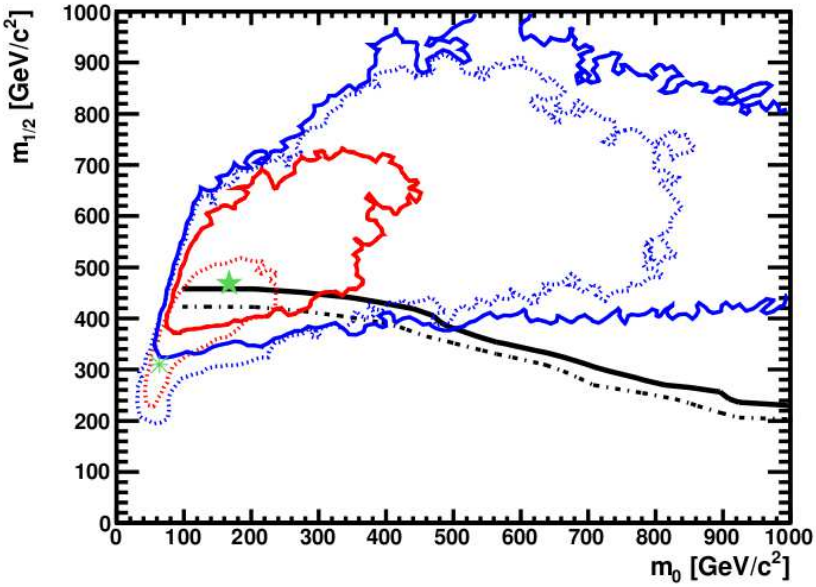

Figure 1.13 – *Plan des paramètres du CMSSM $m_{1/2}$ versus m_0 montrant les régions favorisées avant le LHC (lignes en pointillés) et après inclusion des données 2010 du LHC et de la limite de XENON100 (lignes continues), à 68 % de niveau de confiance (en rouge) et à 95 % de niveau de confiance (en bleu). Les points en vert sont les meilleurs ajustements avant et après prise en compte des données LHC 2010/XENON100. Les lignes noires sont les limites préliminaires à 95 % de niveau de confiance obtenues par la collaboration ATLAS en utilisant les données 2011 à 165 pb^{-1}, avec deux approches de calcul différentes.*

obtenues au LHC et des derniers résultats de XENON100 (qui donnent la meilleure limite d'exclusion actuelle parmi les différentes expériences de détection directe). En termes de sections efficaces d'interaction spin-indépendantes et de masse de la particule supersymétrique la plus légère, on obtient la figure 1.14.

1.5.2 Expériences de détection indirecte

Une première possibilité pour détecter des WIMPs est de tirer partie de leur annihilation dans le halo galactique ou dans des objets comme le Soleil ou la Terre. C'est ce principe qui est utilisé dans toutes les expériences de détection indirecte de matière noire, notamment grâce aux progrès réalisés dans la conception de nouveaux détecteurs de rayons γ cosmiques ou de neutrinos.
Nous présentons ici les différents canaux de détection indirecte basés sur l'observation des produits d'annihilation des WIMPs. Supposons par exemple que les particules de matière noire que l'on cherche à détecter sont des neutralinos (qu'on notera ici χ). Comme le neutralino est sa propre antiparticule, il peut s'annihiler sans violation de la R-parité, avec des réactions du type :

$$\chi\,\bar{\chi} \rightarrow l\,\bar{l}$$
$$\chi\,\bar{\chi} \rightarrow q\,\bar{q}$$
$$\chi\,\bar{\chi} \rightarrow W^+\,W^-$$

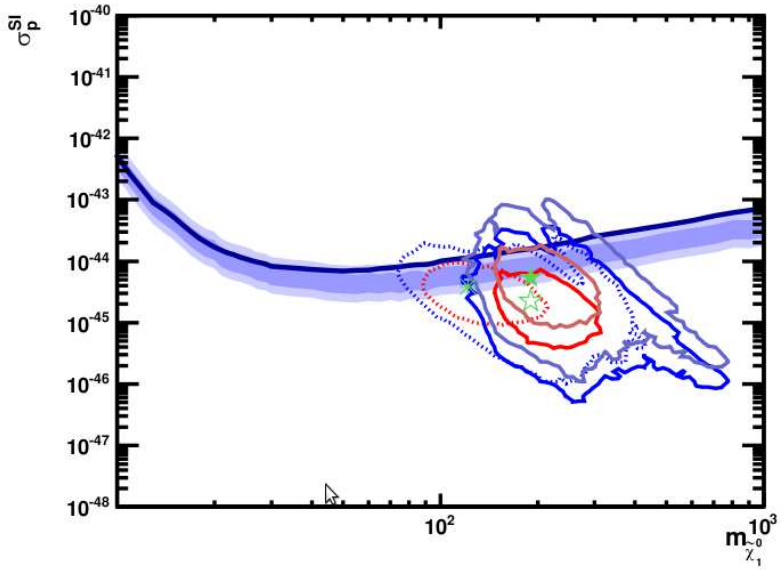

Figure 1.14 – *Plan représentant la section efficace d'interaction spin-indépendante σ^{SI}_{W-p} en fonction de la masse de la LSP $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, montrant les régions favorisées avant le LHC (lignes en pointillés) et après inclusion des données 2010 du LHC et de la limite de XENON100 (lignes continues), à 68 % de niveau de confiance (en rouge) et à 95 % de niveau de confiance (en bleu). Les points en vert sont les meilleurs ajustements avant et après prise en compte des données LHC 2010/XENON100.*

$$\chi\,\bar{\chi} \to Z^0\,Z^0$$
$$\chi\,\bar{\chi} \to Z^0\,H^0_{1,2}$$
$$\chi\,\bar{\chi} \to Z^0\,\gamma$$
$$\chi\,\bar{\chi} \to \gamma\,\gamma$$

où l est un lepton ($\bar{l}$ un antilepton), q est un quark ($\bar{q}$ un antiquark), $W^{+,-}$ sont les bosons de jauge chargés, Z^0 est le boson de jauge neutre, $H^0_{1,2}$ les bosons de Higgs, et γ un photon. Par conséquent, il existe un certain nombre de particules du Modèle Standard, stables, qui peuvent être détectées et constituer une signature de l'annihilation de neutralinos. Les particules les plus recherchées sont les photons γ, les neutrinos de haute énergie, les positrons/électrons et les antiprotons. En particulier, les γ et les neutrinos, n'étant pas chargés, ont l'intérêt de garder leur direction d'émission durant tout leur trajet jusqu'au point de détection, contrairement aux rayons cosmiques chargés qui sont défléchis. On recherche en général ces produits d'annihilation dans des directions où l'on en attend des flux significatifs, à savoir le Soleil ou le centre de la Voie Lactée.

1.5.2.1 Raies d'émission et continuum γ

Les rayons γ résultent des annihilations par boucle induite $\chi\,\chi \to \gamma\,\gamma$ et $\chi\,\chi \to Z^0\,\gamma$. Les taux de ces processus sont très difficiles à évaluer à cause des incertitudes sur les paramètres supersymétriques, sur les sections efficaces et sur le profil de densité du halo.

L'avantage des raies γ est de donner un signal très distinct (γ mono-énergétiques avec $E_\gamma = m_\chi$ ou $E_\gamma = m_\chi\,(1 - m_Z^2/4\,m_\chi^2)$), contrairement au continuum γ.
Les galaxies naines pourraient constituer de bonnes candidates pour l'observation de ces signaux, car on pense qu'elles sont riches en matière noire. Par ailleurs, les dernières simulations à N-corps pour la formation des galaxies tendent à montrer que le profil de densité universel pour les halos de matière noire augmente en 1/r à proximité du centre galactique (cuspides). On attend donc un signal important en provenance du centre galactique.
Le télescope Fermi (Gamma-ray Space Telescope, anciennement Gamma-ray Large Area Space Telescope, ou GLAST) est un télescope spatial de l'agence spatiale américaine dédié à l'étude des rayons gamma de haute énergie émis par les objets célestes. Ce satellite a été lancé le 11 juin 2008 et placé sur une orbite basse terrestre circulaire de 565 km pour une durée d'au moins 5 ans. Son instrument principal LAT (Large Area Telescope) doit lui permettre d'observer des rayons gamma entre 8 keV à 300 GeV. Les dernières observations de galaxies naines sphéroïdales satellites de la Voie Lactée par FERMI (LAT) ([149]) permettent de placer des contraintes sur la section efficace d'annihilation (figure 1.15).
D'autres types de télescopes, appelés télescopes Čerenkov atmosphériques (ou ACT en anglais, pour Atmospheric Cerenkov Telescopes) mesurent également le flux γ à plus haute énergie et tentent d'identifier les sources possibles, dont entre autres, l'annihilation de matière noire (de haute masse). Ainsi l'expérience HESS (High Energy Stereoscopic System), située en Namibie, est formée d'un réseau de télescopes à imagerie Čerenkov atmosphérique pour l'étude des rayons gamma entre 100 GeV et quelques TeV. De même, MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope) est un observatoire d'astronomie gamma au sol situé dans les îles Canaries, composé de deux télescopes de 17 mètres de diamètre utilisant eux aussi la technique d'imagerie Čerenkov atmosphérique. On peut aussi mentionner VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System), qui est constitué de 4 télescopes de 12 mètres de diamètre, aux États-Unis.

1.5.2.2 Neutrinos énergétiques

Dans de nombreux modèles, des neutralinos peuvent se retrouver "piégés" par la gravitation au centre du Soleil (ou de la Terre). Suite à leur capture, elles subissent d'abord une perte d'énergie par diffusion sur les noyaux d'H ou d'He. Ainsi, le nombre de WIMPs solaires est proportionnel à la section efficace d'interaction spin-dépendante. Elles s'annihilent ensuite avec une section efficace d'annihilation qui est de l'ordre de celle obtenue par le calcul de la densité relique de WIMPs. La plupart des états finaux possibles suite à l'annihilation de ces neutralinos (en particulier les paires de leptons $\tau^+\,\tau-$, les paires de quark-antiquark lourds, et, s'ils sont permis par la cinématique, les paires $W^\pm\,H^\mp$, $Z^0\,H_i^0$, $W^+\,W^-$ ou $Z^0\,Z^0$) donnent, après désintégration et éventuellement hadronisation, des neutrinos très énergétiques qui vont se propager à partir du centre de la Terre ou du Soleil (pour les neutrinos issus du Soleil, la perte d'énergie des hadrons et des neutrinos dans le milieu solaire doit être prise en compte). En particulier, les neutrinos muoniques sont de bons indicateurs des processus d'annihilation de neutralinos , car les muons peuvent avoir des parcours assez longs dans des cibles de détection adaptées (glace ou eau liquide). Les neutrinos peuvent ainsi être détectés grâce au rayonnement Čerenkov des muons après qu'ils ont été produits à proximité ou dans le détecteur, par l'intermédiaire de l'interaction

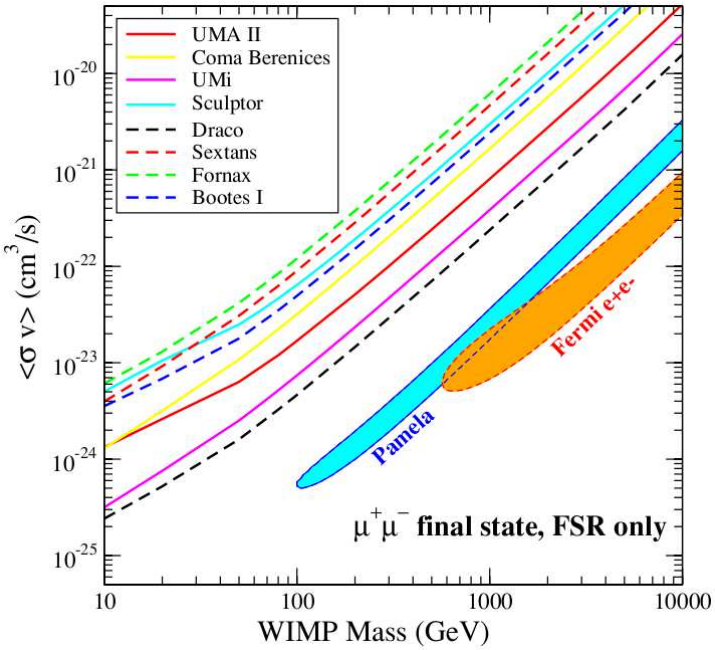

Figure 1.15 – *Contraintes sur la section efficace d'annihilation pour un état final μ^+ μ^- basées sur les limites à 95 % de niveau de confiance sur le flux de rayons γ comparé aux modèles d'annihilation de matière noire qui réalisent le meilleur ajustement des mesures de PAMELA (Adriani et al. 2009) et des mesures de $e^+ + e^-$ de Fermi (Abdo et al. 2009). Plusieurs galaxies naines sphéroïdales satellites de la Voie Lactée ont été observées.*

faible par courant chargé $\nu_\mu + A \rightarrow \mu + X$ ([102]). On peut citer parmi les expériences de détection de neutrinos les collaborations Super-Kamiokande ([175]), AMANDA ([117]) et ANTARES ([177]). Plus récemment, des expériences comme IceCube ([94]) ou Km3Net ([197]) proposent des télescopes à neutrinos avec des volume de détection de l'ordre du km^3.

1.5.2.3 Antimatière

En 2001, l'expérience de détection en ballon HEAT a observé un excès de positrons par rapport à ce qui est prédit par la théorie pour les sources ordinaires de production ([92]). Cet excès autour de 10 GeV pourrait avoir de nombreuses causes possibles car la production de positrons par les sources astrophysiques est un phénomène courant. Plus récemment, en 2008, les expériences PAMELA et ATIC ont elles aussi observé des anomalies dans le spectre des rayons cosmiques : un excès dans le rapport e^+/e^- attendu dans l'intervalle d'énergie 1.5 - 100 GeV ([136]) et un excès de positrons dans l'intervalle 300 - 800 GeV ([129]) respectivement. Un très grand nombre de publications ont cherché à expliquer ces excès par divers modèles, et notamment par l'annihilation de WIMPs. Par exemple dans ([142]), Hooper et al. proposent que ces anomalies dans les spectres d'énergie sont dues à un halo proche de neutralinos dont les masses seraient comprises entre 600 GeV et 1 TeV. Néanmoins, l'explication de ces excès reste et restera encore pendant un certain temps très difficile à obtenir. En effet les sources de bruit de fond astrophysiques qui viennent se superposer dans le spectre observé sont très nombreuses

et difficiles à isoler puis à extraire.

1.5.3 Expériences de détection directe

Dans les expériences de détection directe, on ne cherche plus à détecter les produits de l'annihilation de WIMPs, mais les WIMPs elles-même lorsqu'elles interagissent avec les atomes de la cible. Par définition, une WIMP n'interagit que très peu avec la matière ordinaire, ce qui se traduit par des sections efficaces d'interaction et donc des taux d'interaction très faibles. Comme nous l'avons vu, ces quantités peuvent être très variables en fonction des caractéristiques propres de la WIMP (constituants fondamentaux), des paramètres déterminés par la physique nucléaire (facteurs de forme des noyaux), des variable astrophysiques (profil de densité du halo, vitesse des WIMPs) et de la nature de la cible utilisée (nombre de masse). Nous illustrons les variations du taux différentiel d'interaction en fonction de la cible utilisée sur la figure 1.16.
Afin de donner un aperçu des valeurs de sections efficace typiques pour l'interaction WIMP-proton, nous présentons sur la figure 1.17 la densité de probabilité relative à 2 dimensions du logarithme de la section efficace d'interaction spin-indépendante WIMP-proton σ_p^{SI} en fonction de la masse du neutralino m_χ pour le paramètre supersymétrique de mélange des Higgsinos $\mu < 0$ (à gauche) et pour $\mu > 0$ (à droite). Cette représentation est réalisée dans le cadre d'un CMSSM (Constrained Minimal Supersymmetric Standard Model), et tient compte des contraintes placées par WMAP (observations cosmologiques) ainsi que des contraintes issues des expériences aux collisionneurs, mais pas des contraintes d'exclusion qui découlent des expériences de détection directe de matière noire. On peut vérifier que les différentes paramétrisations des modèles favorisent des sections efficaces d'interaction WIMP-proton spin-indépendante de l'ordre de 10^{-8} pb, mais qu'il existe des modèles aboutissant à des sections efficaces d'interaction inférieures à 10^{-8} pb, pouvant descendre jusqu'à 10^{-11} pb environ. Pour comparaison, la meilleure limite d'exclusion sur la section efficace spin-indépendante d'interaction WIMP-nucléon est, à l'heure où nous écrivons ces lignes, de 7×10^{-9} pb pour une WIMP de 50 GeV (limite de l'expérience XENON100 à 90 % de niveau de confiance).

1.5.3.1 Techniques de détection directe

La détection directe de matière noire suppose des conditions expérimentales bien spécifiques. En particulier, les niveaux de bruit de fond doivent être extrêmement bas car le taux d'évènements attendu est très faible. Afin de se protéger au maximum du rayonnement cosmique, les expériences de détection directe sont installées dans des sites souterrains, et utilisent donc l'épaisseur de roche au-dessus d'elles comme un bouclier naturel. Le niveau de radioactivité dans l'environnement immédiat des expériences doit également être très bas, ce qui nécessite des blindages de diverse nature (par exemple du plomb archéologique pour se protéger de la radioactivité γ ou des matériaux modérateurs de neutrons) ainsi que des installations pour limiter la radioactivité ambiante (usines de dé-radonisation de l'air). En plus de tous ces blindages passifs, un rejet actif du bruit de fond est souvent

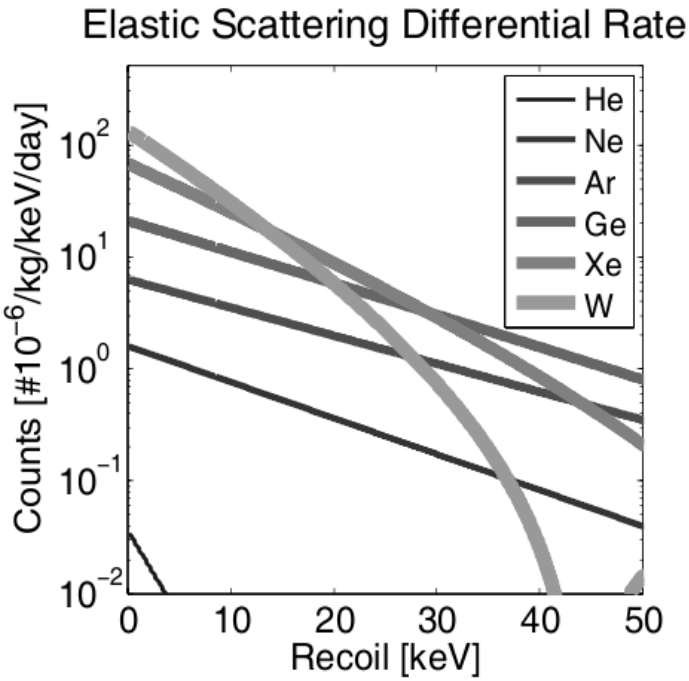

Figure 1.16 – *Taux différentiel d'interaction spin-indépendante (scalaire) en fonction de l'énergie de recul (énergie déposée dans le détecteur) pour des interactions élastiques dans différentes cibles (masse de WIMP : 100 GeV/c^2, section efficace d'interaction spin-indépendante : 10^{-45} cm^2). Les noyaux les plus lourds ont un taux d'interaction supérieur à basse énergie, mais exhibent une perte de cohérence pour les grands transferts d'impulsion (image tirée de [133]).*

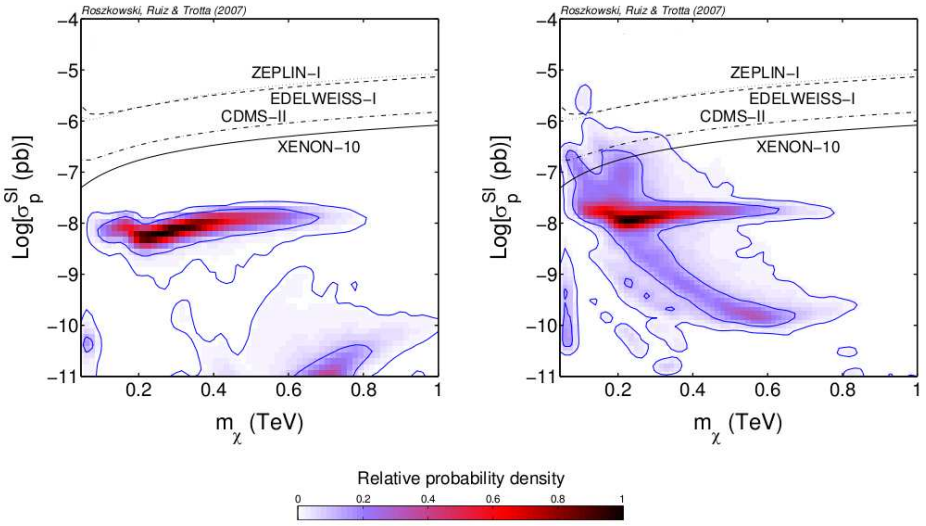

Figure 1.17 – *Densité de probabilité relative à 2 dimensions du logarithme de la section efficace d'interaction spin-indépendante WIMP-proton σ_p^{SI} en fonction de la masse du neutralino m_χ pour un paramètre supersymétrique $\mu < 0$ (à gauche) et pour $\mu > 0$ (à droite). Les contours intérieurs (extérieurs) en traits pleins délimitent les régions à 68 % (à 95 %) de la probabilité totale, respectivement. Certaines limites expérimentales sont également indiquées (situation en 2007). Cette figure est tirée de [126].*

indispensable. Il peut se faire soit à l'aide de traitement des données, soit par des mesures combinées, comme nous le verrons un peu plus loin.
Il existe des cibles de différentes natures : gazeuses, liquides, ou solides ([125]). Les WIMPs qui interagissent dans un détecteur génèrent des reculs nucléaires (diffusions sur des noyaux), et l'énergie déposée (énergie de recul du noyau) peut être mesurée par différents canaux de mesure. C'est la technique de mesure qui conditionne les caractéristiques de la cible de détection dans la plupart des expériences actuelles. Ces canaux de mesure sont au nombre de trois : la voie chaleur, la voie ionisation, et la voie lumière. Ces trois techniques peuvent bien-sûr être combinées, comme nous le verrons un peu plus loin. Nous résumons ces méthodes et les expériences qui leur sont associées sur la figure 1.18.
La voie chaleur est basée sur la mesure de l'élévation de température consécutive à l'interaction d'une WIMP dans le détecteur. L'énergie mesurée est récupérée sous forme de phonons (vibrations du réseau). En principe, toute l'énergie doit pouvoir être ainsi récupérée au bout d'un certain temps par la mesure de la chaleur, ce qui présente un grand avantage, en particulier pour les études à basse énergie (voir le chapitre 8 de ce manuscrit consacré à l'étude des spectres à basse énergie dans Edelweiss). Néanmoins, un certain nombre de limitations expérimentales existent, dues principalement à des problèmes de thermalisation des détecteurs (problème liés aux capacités thermiques massiques des matériaux par exemple) et aux constantes de temps relativement longues qui interviennent. Il faut donc pouvoir mesurer de très petites variations de température (pouvant être aussi petites que quelques μK) pendant des durées qui sont de l'ordre de la milliseconde. Comme nous le verrons plus en détail un peu plus loin, dans Edelweiss, la mesure de la chaleur se fait à l'aide d'un thermomètre de germanium NTD (dopé par transmutation de neutrons) qui est collé sur le bolomètre.
La voie ionisation repose sur la mesure de la charge produite dans le détecteur suite à une interaction. On utilise en général pour cette méthode des cibles à base de cristaux semiconducteurs (Ge ou Si) ultra-purs ou bien de gaz nobles. Lors de l'interaction (diffusion sur un noyau ou sur le cortège électronique d'un atome de la cible), des paires électron-trou sont créées et peuvent alors être collectées si on applique un champ électrique dans le cristal et donner un signal de charge induite sur des électrodes qu'il ne reste plus qu'à mesurer.
La voie lumière utilise la scintillation générée par l'interaction, ce qui nécessite évidemment l'utilisation d'un matériau approprié. La scintillation se produit lorsqu'un atome qui est dans un état excité suite à une interaction se désexcite, en émettant soit des phonons (chaleur), soit des photons (lumière). Si le matériau est transparent à la longueur d'onde des photons émis (par exemple du NaI), on peut alors les détecter à l'aide de photomultiplicateurs, qui donnent un courant proportionnel au nombre de photons collectés.

1.5.3.2 Discrimination par double canal de mesure

La combinaison de deux des trois canaux de mesure permet de rejeter beaucoup plus efficacement le bruit de fond des expériences. Ainsi par exemple, l'expérience XENON a choisi de s'appuyer sur une double mesure ionisation/lumière, tandis que l'expérience CDMS, de même qu'Edelweiss, utilise un mesure simultanée de la chaleur et de l'ionisation (à la différence près que CDMS mesure aussi les phonons non thermalisés). En effet,

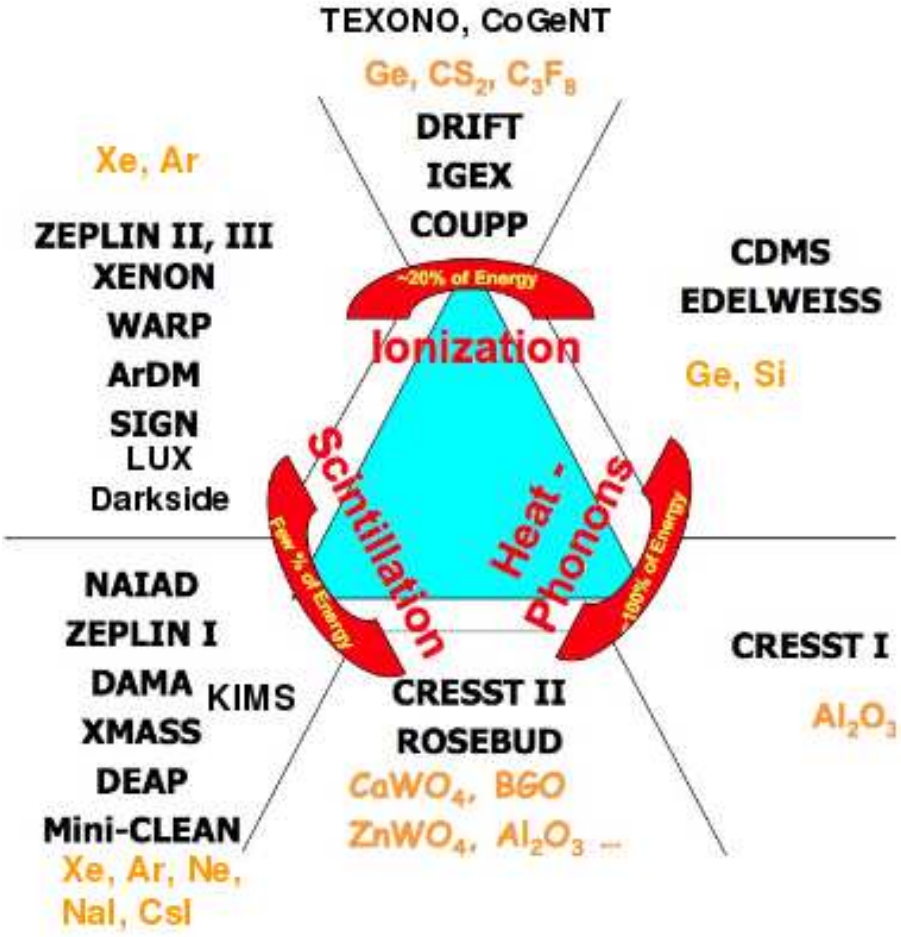

Figure 1.18 – *Récapitulatif des trois techniques de détection directe de matière noire, et expériences associées. Les matériaux utilisés sont également indiqués en orange. La fraction récupérée (mesurée) de l'énergie totale déposée est donnée sur fond rouge.*

en fonction du type de particule qui interagit dans le détecteur, le dépôt d'énergie peut induire soit un recul électronique, soit un recul nucléaire. Or, il se trouve que les rendements d'ionisation ou de scintillation (rapport ionisation/chaleur ou lumière/chaleur) diffèrent pour les reculs électroniques et pour les reculs nucléaires. Comme une grande partie du bruit de fond des expériences est constitué de particules donnant lieu à des reculs électroniques, on peut opérer une discrimination efficace entre les reculs attendus dans le cas d'une interaction avec une WIMP et les reculs provoqués par des particules parasites comme les électrons ou les photons. Cependant, ce procédé a lui aussi ses limites, puisque par exemple les neutrons, qui forment aussi une partie du bruit des expériences, produisent des reculs nucléaires dans les cibles et ne peuvent donc pas être rejetés.

1.5.3.3 Signatures des WIMPs dans les expériences de détection directe

Nous avons vu jusqu'à présent les différentes possibilités de détection de WIMPs. Mais, si un jour un signal WIMP est découvert, il faut pouvoir s'assurer avec certitude

qu'il s'agit bien d'une détection de matière noire. Il existe pour cela des signatures qui, si elles étaient observées, valideraient sans doute possible l'observation de WIMPs. Les deux principales signatures sont la modulation annuelle du signal et la directionnalité de la particule incidente. Il s'agit dans les deux cas d'effets liés à la dynamique du halo de matière noire par rapport à un observateur sur Terre, dont nous allons préciser quelques caractéristiques ici.
Comme nous l'avons évoqué précédemment, le modèle générique d'un halo de matière noire est tel que les WIMPs ont une vitesse dont la distribution est isotrope et maxwellienne, avec $\bar{v} \sim 270$ km.s^{-1}. On considère que dans le référentiel galactique, le Soleil a un mouvement de rotation uniforme effectué à la vitesse $v_{Soleil} \sim 220$ km.s^{-1}. La Terre tourne à la vitesse v_{Terre} autour du Soleil, et son orbite est située dans un plan faisant un angle de 60 ° avec le plan galactique. Une formalisation de ce modèle peut être trouvée par exemple dans [55] :

$$v_{Terre} = v_0 \left(1.05 + 0.07 \cos \frac{2\,\pi\,(t - t_p)}{1\,\text{an}}\right) \tag{1.47}$$

$$\text{Avec } t_p = 2\,\text{juin et } v_0 = \frac{\langle v_{Terre} \rangle}{\sqrt{3/2}} = 220 \text{ km.s}^{-1}$$

En conséquence, une expérience de détection située sur Terre doit observer une modulation avec une phase égale à un an, et un maximum d'amplitude autour du 2 juin. Cette modulation du flux de WIMPs serait de l'ordre de $\pm 3\%$. Une telle observation serait un argument fort pour clamer la détection d'un signal WIMP. Les expériences DAMA et CoGeNT, dont nous reparlerons dans la suite de ce manuscrit, ont déclaré avoir observé une telle modulation, mais leurs résultats restent soumis à controverse (en plus du fait qu'ils sont contradictoires avec les résultats d'autres expériences de détection directe).
D'autre part, la Terre tourne sur elle-même autour de son axe qui est incliné d'environ 48 ° par rapport au plan galactique. Ainsi, la direction du "vent" de WIMPs qui traverse la Terre est confondue dans ce plan, et une expérience de détection sur Terre doit logiquement observer une variation journalière de la direction du flux incident de WIMPs par rapport au référentiel de l'expérience, dont les caractéristiques sont également calculables avec précision (figure 1.19). En particulier, si l'on est capable de déterminer la direction de la WIMP incidente qui interagit dans un détecteur, on doit être en mesure d'observer cet effet, même si les difficultés expérimentales pour la détection directionnelle restent encore importantes à l'heure actuelle. Ce phénomène de directionnalité avec une modulation journalière constitue une deuxième signature du signal WIMP, et il va sans dire que l'observation simultanée par une expérience d'une modulation annuelle du signal et d'une modulation journalière de la direction des particules de matière noire constituerait une preuve quasiment irréfutable de la découvert de WIMPs.
Il existe d'autres signatures des WIMPs : l'interaction unique dans un détecteur (à la différence des neutrons par exemple, qui interagissent en général plusieurs fois), la forme du spectre des reculs induits (exponentielle) et le taux d'évènements proportionnel à A^2 comme nous l'avons vu précédemment.

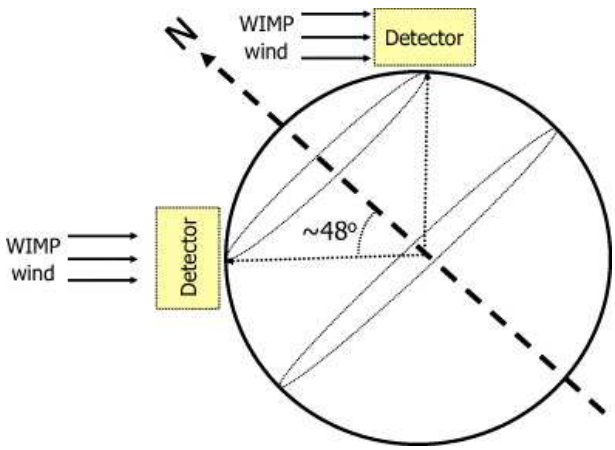

Figure 1.19 – *Modification de la direction du "vent" de WIMPs due à la rotation de la Terre sur elle-même. Un observateur sur Terre capable d'identifier la direction moyenne des WIMPs incidentes observera une variation de cette direction moyenne avec une période de 24 heures.*

1.6 Revue rapides des principales expériences de détection directe

Nous présenterons ici les caractéristiques de l'expérience Edelweiss, puis nous passerons en revue les principales expériences de détection directe à travers le monde.

1.6.1 L'expérience Edelweiss

Edelweiss est installée à l'intérieur du Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), situé à la frontière franco-italienne dans le Tunnel de Fréjus (figure 1.20), depuis 1995. L'intérêt de travailler en site souterrain est évidemment de pouvoir s'affranchir au maximum des rayons cosmiques. On passe ainsi d'un flux de rayons cosmiques de l'ordre de 8 millions de particules par m^2 et par jour en surface, à environ 4 particules par m^2 et par jour au niveau du LSM (essentiellement des muons). La couche de roche qui surmonte le laboratoire a une épaisseur de 1700 m (4800 m d'épaisseur équivalente en eau), ce qui en fait le laboratoire souterrain le plus profond d'Europe (figure 1.21).
La radioactivité ambiante dans le laboratoire est relativement faible, avec un flux de neutrons rapides issus de la roche environnante de l'ordre de 10^{-6} neutrons cm^{-2} s^{-1} (neutrons d'énergie supérieure au MeV). La radiopureté de l'expérience est par ailleurs assurée par un contrôle soigneux de tous les matériaux utilisés, et par la présence d'une salle blanche avec un air déradonisé qui fait passer la radioactivité de l'air de 10 $Bq.m^{-3}$ à 0.1 $Bq.m^{-3}$.
Pour parachever la protection contre la radioactivité, l'expérience est entourée de trois blindages : un blindage de plomb de 20 cm d'épaisseur qui permet de se prémunir du rayonnement γ, un blindage de polyéthylène de 50 cm d'épaisseur pour thermaliser et stopper les neutrons rapides, et un "veto muons" qui couvre 98 % de la surface entourant l'expérience et qui permet d'identifier et de rejeter les muons cosmiques par étude des coïncidences. Des détecteurs de neutrons ont également été installés dans le but de mieux

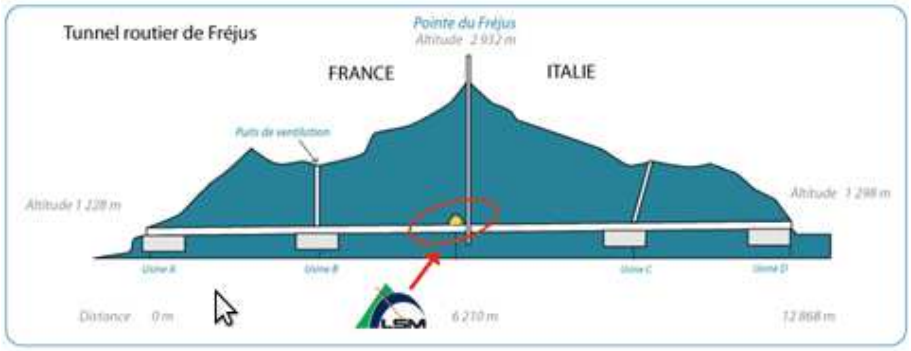

Figure 1.20 – *Situation du Laboratoire Souterrain de Modane sous les Alpes franco-italiennes.*

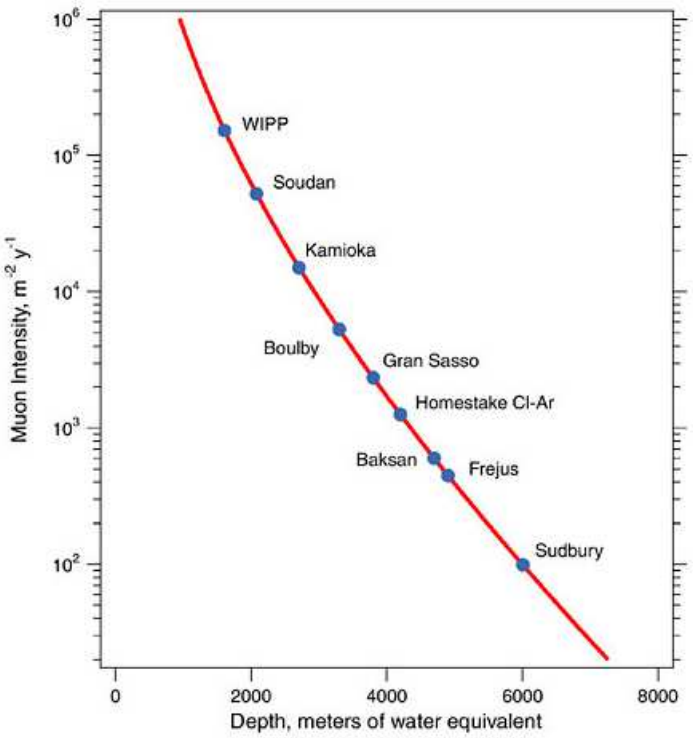

Figure 1.21 – *Flux de muons attendu dans différents laboratoires souterrains en fonction de leur profondeur (épaisseur de roche en équivalent en eau). Les sites de WIPP, Soudan et Homestake sont situés aux États-Unis ; Kamioka est au Japon ; Boulby, Gran Sasso, Baksan et Fréjus (Laboratoire Souterrain de Modane) sont en Europe ; Sudbury est au Canada.*

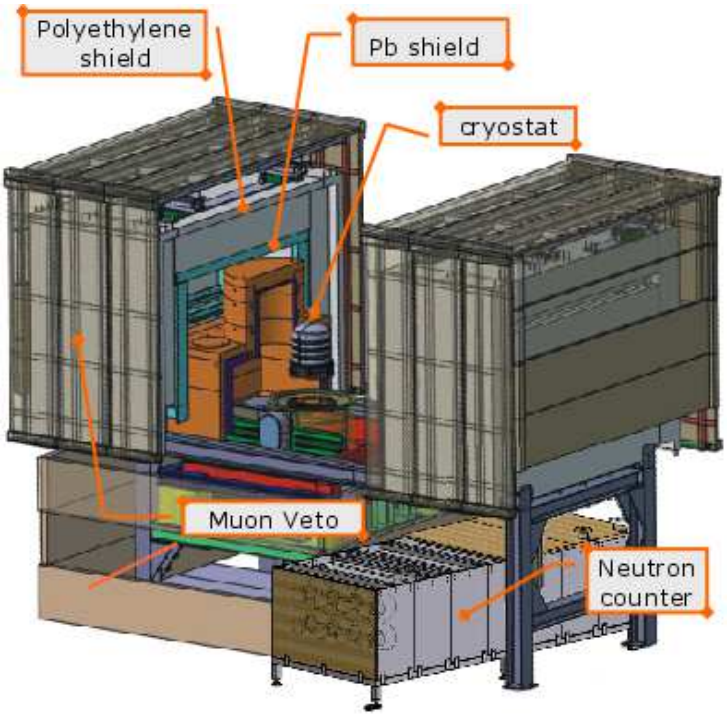

Figure 1.22 – *Schéma de l'organisation de l'expérience Edelweiss-II au LSM. Les détecteurs sont placés dans un cryostat renversé qui les fait fonctionner à 20 mK (au centre). Ce cryostat est entouré de plusieurs couches de blindage : un blindage de plomb pour se protéger de la radioactivité γ, un blindage de polyéthylène pour thermaliser les neutrons rapides, et un "véto muons" qui identifie les évènements provoqués par des muons (par étude des coïncidences) et permet de les rejeter au final.*

évaluer le bruit de fond neutronique aux abords de l'expérience (figure 1.22).
Durant la dernière phase de recherche de WIMPs (2009-2010), l'expérience était constituée d'une dizaine de bolomètres en germanium de type InterDigit (ID) de 400 grammes chacun. A partir de 2010, plusieurs détecteurs InterDigit améliorés (FID, pour Full InterDigit) ont également été placés dans le cryostat de l'expérience afin que leurs performances soient validées. Nous préciserons le principe de fonctionnement de ces détecteurs dans le chapitre suivant. Tous les détecteurs sont répartis dans plusieurs tours (10 au total) qui peuvent chacune accueillir jusqu'à 4 bolomètres.
Les derniers résultats d'Edelweiss ([184]) ont été obtenus avec 10 bolomètres de type ID pendant la dernière phase de recherche de WIMPs, qui a consisté en une prise de données continue entre avril 2009 et mai 2010 répartie comme suit : 325 jours de prise de données en recherche de WIMPs, 10.1 jours de calibrations γ, 6.4 jours de calibrations avec des neutrons, et quelques semaines additionnelles de prise de données avec 2 ID de 400 grammes entre juillet et novembre 2008. Cela a permis une exposition effective de 384 kg.jours, avec une température extrêmement stable (autour de 18 mK). Le seuil en énergie de recul pour l'analyse des données a été placé à 20 keV. Cinq évènements candidats à un signal de WIMP ont été observés, avec un fond attendu estimé à 3.0 évènements (figure 1.23). En terme de limite d'exclusion sur la section efficace spin-indépendante d'interaction WIMP-nucléon, ce résultat exclut une section efficace de 4.4×10^{-8} pb pour une

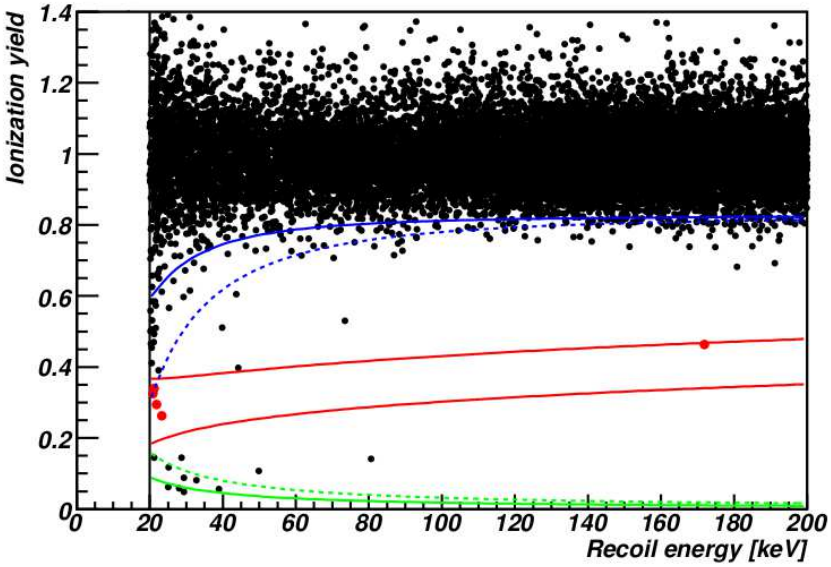

Figure 1.23 – *Derniers résultats de l'expérience Edelweiss-II, présentés en termes de rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul des évènements fiduciels (ayant eu lieu dans le volume utile de détection), et correspondant à une exposition de 427 kg.jours. La région pour la recherche de WIMPs est définie par les énergies de recul entre 20 et 200 keV, et des rendements d'ionisation situés dans la bande des reculs nucléaires à 90 % d'acceptance (lignes rouges pleines), ce qui correspond à une exposition effective de 384 kg.jours. Les candidats WIMP sont les points rouges. La limite de rejet moyenne (respectivement la pire) de 99.99 % des reculs électroniques est représentée avec une ligne bleue continue (resp. en pointillés). Le seuil moyen (resp. le pire) en ionisation est représenté avec une ligne verte continue (resp. en pointillés).*

WIMP de 85 GeV avec un niveau de confiance de 90 % (voir figure 1.24). Cette limite est obtenue par la méthode de Yellin ([100]), qui permet d'extraire une limite supérieure pour un signal en présence d'un fond inconnu. Concernant l'hypothèse de matière noire à diffusion inélastique, une limite qui exclut le signal de DAMA au-dessus de 90 GeV.c^{-2} pour une différence de masse $\delta = 120$ keV a été placée, ce qui améliore la limite de CDMS donnée dans [178]. Pour des WIMPs de masses supérieures à environ 200 GeV.c^{-2}, Edelweiss exclut des sections efficaces dont les valeurs sont de l'ordre de la moitié de celles exclues par CDMS. Ceci est dû, en grande partie, au fait qu'aucun évènement candidat n'a été observé dans Edelweiss entre 23.2 et 172 keV, alors que trois évènements ont été observés par CDMS dans ce même intervalle d'énergie.

1.6.2 Autres expériences

En dehors d'Edelweiss, il existe un grand nombre d'expériences de détection directe de matière noire dans le monde. Nous citerons ici les principales, et nous reviendrons sur certaines d'entre elles dans le chapitre 8 de ce manuscrit (étude des spectres à basse énergie).
L'expérience DAMA-LIBRA utilise un matériau cible scintillant, l'iodure de sodium dopé au thallium (NaI :Tl). Cette expérience, basée au Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS) en Italie, a accumulé une statistique de 1.17 tonne.ans de données, et a observé

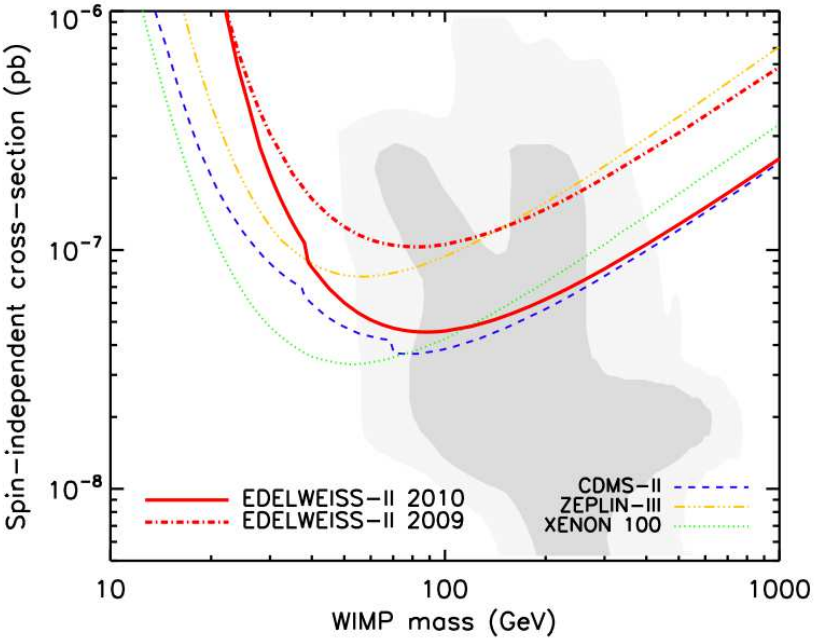

Figure 1.24 – *Limite d'exclusion sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon spin-indépendante obtenue avec les derniers résultats de l'expérience Edelweiss-II. Les limites d'exclusion d'autres expériences sont également dessinées pour comparaison.*

une modulation annuelle de leur signal sur 13 périodes entre 2 et 6 keVee (avec un niveau de confiance de 8.9 σ ([154]). Cette modulation reste cependant controversée, notamment car le signal WIMP associé a été exclu à plusieurs ordres de grandeur par d'autres expériences de détection directe (Edelweiss, CDMS, XENON). Seule l'hypothèse de WIMPs de basse masse n'est pour l'heure pas encore totalement exclue.
La collaboration XENON, dont l'expérience est elle aussi située au LNGS, travaille avec une chambre à projection temporelle (en anglais TPC, pour *Time Projection Chamber*) à double phase (liquide/gaz) de xénon. Le principe de fonctionnement repose sur la mesure de deux signaux lumineux. Le premier (noté S1) est dû à la désexcitation des atomes qui ont été ionisés dans la phase liquide lorsqu'une particule a interagi. Le second (S2), retardé par rapport au premier, résulte de la scintillation proportionnelle générée dans la phase gazeuse par les électrons produits lors de l'ionisation des atomes, et qui ont dérivé sous l'effet du champ électrique. Ce second signal est donc directement proportionnel à l'ionisation induite, d'où son nom de scintillation proportionnelle. Il se trouve que le rapport des deux signaux lumineux est différent pour des reculs électroniques et pour des reculs nucléaires, ce qui permet d'opérer une discrimination entre les deux types d'interactions. Par ailleurs, la localisation tridimensionnelle des évènements dans la cible permet de définir un volume fiduciel (utile) à l'intérieur de l'absorbeur, dans lequel le bruit de fond externe γ et β est quasiment absent (auto-blindage du dispositif). La reconstruction du lieu d'interaction se fait à l'aide de la figure d'interaction (*hit pattern*) du signal S2 sur la matrice de photomultiplicateurs (ce qui permet d'accéder aux coordonnées x et y), et grâce au temps de dérive entre les signaux S1 et S2, qui donne accès à la coordonnée z. L'intérêt majeur de ce type d'expérience est qu'elle fonctionne à température relativement "élevée" (-100 °C) et qu'elle permet la mise en oeuvre d'une masse importante de détec-

tion pour un coût qui reste raisonnable. Les problèmes qui se posent actuellement pour cette expérience sont une mauvaise connaissance du rendement de scintillation à basse énergie (donc une sensibilité aux WIMPs de basse masse peu contrôlée), et des difficultés à purifier le xénon, notamment pour supprimer la contamination par le krypton. Dans sa dernière version XENON100, l'expérience utilise une cible de 62 kg de xénon liquide, dont 48 kg correspondant au volume utile de détection. Les résultats, publiés dans [183] suite à 100.9 jours d'exposition entre janvier et juin 2010, donnent trois candidats observés dans la zone de recherche de WIMPs, avec un fond attendu de (1.8 ± 0.6) évènements. Cela ne constitue pas une preuve statistiquement significative de la découverte de matière noire, mais aboutit à la contrainte la plus stricte à l'heure actuelle pour les sections efficaces d'interaction spin-indépendante WIMP-nucléon, puisqu'elle exclut une section de 7×10^{-45} cm^2 pour un WIMP de 50 GeV c^{-2} à 90 % de niveau de confiance.
D'autres expériences de détection directe basée sur l'utilisation de gaz rares sont en cours de développement. On peut citer WARP (argon liquide, cf. [127]), DEAP/CLEAN (argon et néon liquide, cf. [128]) et ZEPLIN III / LUX (xénon double phase, voir [120]).
Une technique assez originale est celle qu'emploient les expériences à absorbeurs surchauffés, qui peuvent être de diverses natures : C_2ClF_5 pour l'expérience SIMPLE ([165]), C_4F_{10} pour PICASSO ([137]), et CF_3I pour COUPP ([185]). Le principe de ces expériences est le suivant : lorsqu'une particule interagit dans le milieu cible (qui est dans un état instable entre deux phases), l'énergie de recul entraîne un changement de phase. Cette "explosion" microscopique provoque un signal acoustique qui peut être enregistré, par exemple via un transducteur piézoélectrique. L'avantage de ces expériences est qu'elles sont insensibles au bruit de fond γ et β. En revanche, elles ne sont pas protégées contre le bruit de fond α.
D'autres expériences, comme MIMAC ([187]), DMTPC ([163]) et DRIFT ([105]) visent à effectuer une détection directionnelle à l'aide de TPC gazeuses, ce qui permettrait, comme on l'a vu, de valider de potentiels signaux observés par une signature univoque de WIMPs. Certaines de ces expériences ont déjà commencé à prendre des données, mais sont toujours pour l'instant en phase de R&D. Elles commencent à être compétitives en terme de sensibilité aux interactions spin-dépendantes.
Parmi les expériences qui réalisent une double mesure, on peut distinguer par exemple celles qui mesurent simultanément la chaleur et la scintillation comme CRESST ($CaWO_4$, cf. [182]) en Italie et ROSEBUD en Espagne (LiF, BGO, Al_2O_3, cf. [90]), et celles qui mesurent en parallèle la chaleur et l'ionisation comme Edelweiss en Europe et CDMS aux États-Unis. Ces deux dernières expériences sont assez similaires. Elles sont toutes deux cryogéniques (températures de fonctionnement de 20 et 40 mK respectivement), et sont basées sur des bolomètres massifs de germanium ou de silicium (dans le cas de CDMS uniquement). Les détecteurs d'Edelweiss seront présentés de façon plus détaillée dans la suite de l'exposé. Ceux de CDMS, appelés ZIP, sont tels que sur l'une de leurs surfaces sont évaporées des électrodes de collecte de charge, et sur la face opposée, un film mince est photo-lithographié, avec un réseau de TES (transition edge sensors) supraconducteurs qui consistent en des micro-bandes de tungstène couplées à de très petites structures en aluminium qui rassemblent la chaleur produite dans le cristal (phonons thermiques et athermiques). Les derniers résultats de CDMS, publiés en 2010 avec une exposition de 612 kg.jours, aboutissent à deux candidats avec un fond attendu de 0.9 ± 0.2 évènements ([162]). Les expériences Edelweiss et CDMS ont récemment débuté une coopération, avec

une première publication en juin 2011 dans laquelle une limite combinée, obtenue en rassemblant les données des deux expériences, a été présentée ([179]). Par ailleurs, les expériences Edelweiss, CRESST et ROSEBUD vont bientôt joindre leur efforts pour former la collaboration européenne EURECA ([144]).

1.7 Modèles sans matière noire (théorie MOND)

Nous terminons ce chapitre d'introduction en évoquant l'existence de modèles théoriques qui ne font pas appel à la matière noire, sous aucune forme que ce soit. La théorie la plus connue dans ce contexte est la théorie modifiée de la gravitation newtonienne, ou théorie MOND (MOdified Newtonian Dynamics theory). Cette théorie est née en 1983, lorsque le physicien israélien Mordehai Milgrom proposa une petite modification de la théorie de Newton. Il montra que cela permettait d'ajuster remarquablement bien les courbes de rotation des galaxies avec un unique paramètre libre, et la baptisa théorie MOND. Cette approche était initialement complètement empirique ([46]).
En 2004, J. Bekenstein a montré qu'on pouvait donner une formulation relativiste à la théorie MOND ([107]). Mais à l'heure actuelle, aucun modèle théorique de gravitation modifiée n'apparait vraiment satisfaisant. De plus, un certain nombre d'observations astrophysiques remettent en cause cette théorie. Par exemple, contrairement à la théorie de la matière noire, MOND ne peut pas expliquer l'aspect de l'amas du boulet (figure 1.25). Cela peut être résolu en admettant dans la théorie l'existence d'une certaine quantité de matière noire sous forme de neutrinos... On en revient donc toujours à l'hypothèse de la matière cachée. Cependant, et comme nous l'avons vu, les différents modèles de matière noire restent toujours non confirmés expérimentalement, et font appel, pour la plupart, à une physique exotique ("au-delà du Modèle Standard" selon l'expression consacrée), qui ne fait qu'ajouter des complications aux théories jusque-là en place. Mais la matière noire a tout de même le mérite de pouvoir expliquer la majorité des observations cosmologiques actuelles, ce qui n'est pas le cas de toutes les autres théories alternatives.

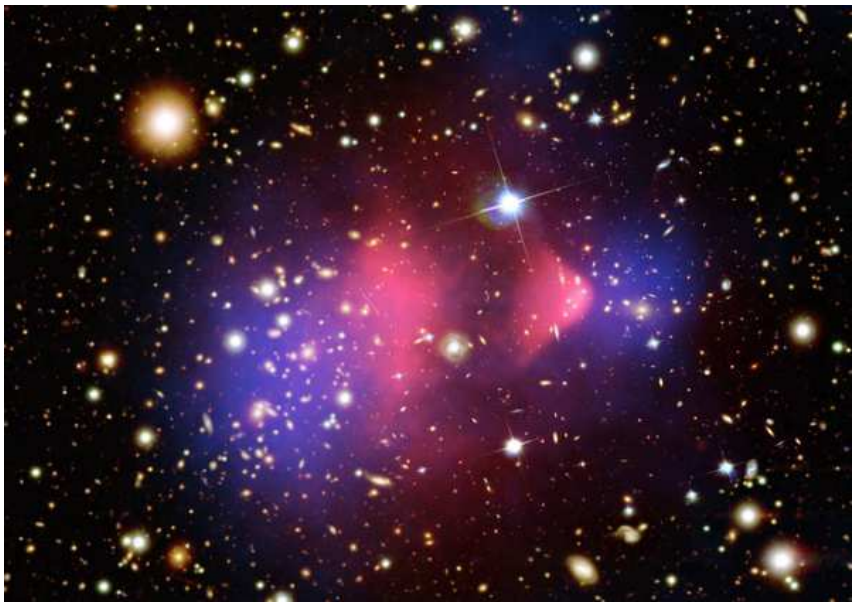

Figure 1.25 – *Image reconstituée de l'amas de boulet (en fait constitué de deux amas en collision) observé en rayons X par le satellite Chandra et dans le domaine optique par d'autres satellites. Les rayons X font apparaitre en rose les gaz chauds qui contiennent la plupart de la matière baryonique des deux amas en collision. Les nuages bleus, correspondant au potentiel gravitationnel reconstruit par micro-lentillage gravitationnel, traduisent la présence de masse cachée (matière noire). Chacun de ces nuages est issu de l'un des amas et est formé de particules qui sont passées au travers de l'autre amas pendant la collision, ce qui prouve que la matière qui les compose a très peu interagi et qu'il s'agit donc de matière noire non-baryonique (photo : NASA/CXC).*

Chapitre 2

Détection de particules à très basse température

Ce chapitre présente quelques principes de base de la détection de particules, en particulier avec des détecteurs cryogéniques (c'est-à-dire refroidis à très basse température). Nous insisterons sur les bolomètres constitués de cristaux semi-conducteurs (germanium) qui sont à la base de l'expérience Edelweiss. Leur principe de fonctionnement et leurs caractéristiques seront détaillés afin d'introduire les chapitres suivants, dans lesquels on présentera les avancées réalisées avec ces bolomètres durant ce travail de thèse.

2.1 Physique de l'interaction rayonnement-matière

Nous détaillerons dans cette section les différents mécanismes d'interaction du rayonnement dans les détecteurs (la plupart des considérations présentées ici sont passées en revue dans certains ouvrages, dont le plus célèbre reste le Knoll ([168]).

2.1.1 Interaction des photons avec la matière

Nous nous limitons ici aux photons dont les énergies ne dépassent pas quelques MeV. Trois processus fondamentaux interviennent lorsque ces photons interagissent dans la matière : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, et la production de paires. Tous ces mécanismes aboutissent à un transfert partiel ou total de l'énergie des photons incidents à des électrons. Nous allons maintenant passer chacun d'eux en revue.

2.1.1.1 Effet photoélectrique

Dans ce processus, le photon est totalement absorbé par un atome de la cible. Cela n'est possible que si le photon peut interagir avec un atome complet, et ne peut donc pas se produire s'il interagit avec un électron libre. Suite à l'interaction, toute l'énergie du

photon absorbé est transférée à un électron du cortège électronique de l'atome. L'électron énergétique émis est appelé photoélectron, et son énergie s'écrit :

$$E_{photoelectron} = E_{\gamma} - E_{liaison} = h\,\nu - E_{liaison} \tag{2.1}$$

Où $h\,\nu$ est l'énergie du photon incident et $E_{liaison}$ l'énergie de liaison de l'électron à l'atome (l'origine la plus probable du photoélectron est la couche K de l'atome). Le recul de l'atome, qui assure la conservation de la quantité de mouvement, est négligeable.
L'interaction laisse également un atome ionisé, avec une lacune électronique dans l'une de ses couches. Cette lacune est rapidement comblée par capture d'un électron libre du milieu et/ou par réarrangement des électrons dans les autres couches électroniques. En conséquence, un ou plusieurs photons X sont émis (recombinaison radiative), et parfois, l'émission d'un électron Auger peut se substituer aux photons X. Dans ce dernier cas, un électron d'une couche intermédiaire entre la lacune et la bande de conduction comble le trou et crée un photon d'énergie $E_{\gamma}^{'}$. Ce photon peut alors céder son énergie à un électron du cortège qui se retrouve avec une énergie $E_{liaison} - E_{\gamma}^{'}$.
L'effet photoélectrique est le processus d'interaction dominant pour les photons γ ou X de basse énergie, et il augmente avec le numéro atomique Z des atomes de la cible suivant l'approximation empirique :

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^n}{E_{ph}^{3.5}} \tag{2.2}$$

Où σ_{ph} est la section efficace d'interaction photoélectrique, et où n peut varier entre 4 et 5 selon l'énergie E_{ph}. En-dessous de 10 keV, la formule ci-dessus n'est plus valable du fait des discontinuités dues aux différents niveaux électroniques de l'atome.

2.1.1.2 Diffusion Compton

La diffusion Compton se fait entre un photon γ incident et un électron du matériau absorbeur. Ce phénomène a été formalisé pour la première fois en 1923 par Arthur H. Compton ([2]), qui lui a donné son nom. Il s'agit du mécanisme prédominant pour les énergies typiques des γ émis par les sources radio-isotopiques. Lors de cette diffusion, le photon incident est dévié d'un angle θ par rapport à sa direction initiale. Un transfert partiel d'énergie a alors lieu entre le photon et l'électron (qui est supposé initialement au repos), qui devient alors un électron de recul. L'énergie transférée à l'électron peut varier de zéro à une grande fraction de l'énergie du photon incident puisque tous les angles de diffusion sont possibles. L'expression reliant le transfert d'énergie à l'angle de diffusion peut être facilement déduite des mois de conservation de l'énergie et du moment, et on aboutit finalement à :

$$h\,\nu^{'} = \frac{h\,\nu}{1 + \dfrac{h\,\nu}{m_0\,c^2}\,(1 - \cos\theta)} \tag{2.3}$$

Où $h\,\nu^{'}$ est l'énergie du photon diffusé, $h\,\nu$ est celle du photon incident, et $m_0\,c^2$ est la masse au repos de l'énergie (soit 511 keV). On vérifiera facilement que le photon diffusé emporte toujours au moins une fraction de l'énergie du photon incident, même dans le cas extrême où $\theta = \pi$.

La probabilité de diffusion Compton par atome de l'absorbeur dépend du nombre d'électrons disponibles en tant que cibles diffuseuses et augment donc linéairement avec le numéro atomique Z. La distribution angulaire des γ diffusés est prédite par la formule de Klein-Nishina ([3]), qui donne la section efficace d'interaction différentielle $d\sigma \,/\, d\Omega$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z\, r_0^2 \left(\frac{1}{1+\alpha\,(1-\cos\theta)}\right)\left(\frac{1+\cos\theta^2}{2}\right)\left(1+\frac{\alpha^2\,(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos\theta^2)\;[1+\alpha\,(1-\cos\theta)]}\right) \tag{2.4}$$

Où $\alpha \equiv h\,\nu \,/\, m_0\, c^2$ et r_0 est le rayon classique de l'électron.

2.1.1.3 Création de paires

Pour des γ dont l'énergie est supérieure à deux fois la masse au repos de l'électron (soit 1.022 MeV), le troisième processus d'interaction photon-matière, à savoir la production de paire électron-positron, devient possible. Ce mécanisme d'interaction a une probabilité faible de se produire pour des photons γ dont les énergies seraient de quelques keV au-dessus du seuil de 1.022 MeV, mais pour des énergies de l'ordre de plusieurs MeV, ce type d'interaction devient prédominant.
Lorsque cette interaction se produit (dans le champ coulombien d'un noyau), le photon incident disparaît et est remplacé par une paire électron-positron. L'énergie en excès par rapport au seuil est répartie entre l'électron et le positron sous forme d'énergie cinétique. En outre, comme la propriété de l'antimatière est de s'annihiler dès qu'elle rencontre de la matière, le positron s'annihile immédiatement en deux photons secondaires. On observe donc très souvent une raie à 511 keV dans des détecteurs soumis à une irradiation par des γ énergétiques. La probabilité de création de paires par noyau augmente approximativement avec le carré du numéro atomique des atomes de l'absorbeur.

2.1.1.4 Récapitulatif des interactions photons-matière

Nous résumons sur la figure 2.1 les différents processus d'interaction entre les photons et la matière, en fonction du numéro atomique des atomes de l'absorbeur et de l'énergie des photons. La ligne séparatrice de gauche correspond à l'énergie pour laquelle l'effet photoélectrique et la diffusion Compton sont équiprobables (pour un type d'atome fixé), tandis que celle de droite correspond à l'énergie pour laquelle la diffusion Compton et la production de paire sont équiprobables. Les trois zones ainsi délimitées correspondent donc chacune à un effet prédominant (de gauche à droite, l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, et la production de paires).

2.1.2 Interaction des électrons avec la matière

Les électrons susceptibles d'interagir dans les détecteurs peuvent être de plusieurs origines. Il peut s'agir d'électrons très énergétiques, par exemple si ce sont des photo-électrons dont l'énergie est de l'ordre de celle du photon incident qui les a générés. Une autre possibilité, très courante dans les expériences comme Edelweiss, est l'interaction d'un rayonnement β de faible énergie (pouvant néanmoins atteindre quelques MeV selon

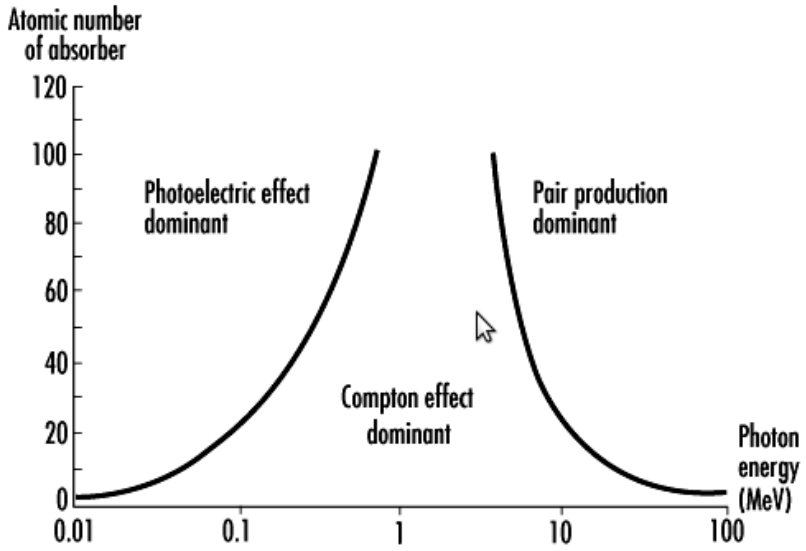

Figure 2.1 – *Récapitulatif des interactions photons-matière en fonction du numéro atomique des atomes de l'absorbeur et en fonction de l'énergie des photons incidents.*

les cas) issu des désintégrations radioactives de certains radio-isotopes (citons par exemple deux sources classiques de contamination β dans les bolomètres de germanium : le tritium avec un *endpoint* du spectre β à 18.6 keV, et le ^{210}Pb qui se désintègre en ^{210}Po avec un *endpoint* à 63.1 keV). Le fond β est particulièrement problématique dans Edelweiss comme nous le verrons un peu plus loin. Il est donc important de connaître les différents mécanismes d'interaction des électrons avec la matière, et la façon dont la perte d'énergie s'effectue. Des précisions sur les sections efficaces de ces différents processus peuvent être obtenues dans ([59]).

2.1.2.1 Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

Ce processus de perte d'énergie intervient principalement à très haute énergie, et ne constitue donc normalement pas une situation susceptible de se produire dans Edelweiss. Typiquement, ce mécanisme est prédominant pour des électrons d'énergie cinétique $E_c > (800/Z)$ MeV.
Toute particule chargée (donc par exemple un électron) accélérée dans un champ électromagnétique (celui généré par un atome par exemple) émet un rayonnement dit "de freinage", ou Bremmsstrahlung. C'est donc le cas d'un électron qui subit des diffusions (décélérations) successives dans le matériau absorbeur. Ce type de ce processus est proportionnel à $E\,Z^2$ et augmente donc avec l'énergie de l'électron et avec le carré du numéro atomique de la cible. L'énergie du photon émis peut varier entre 0 et l'énergie cinétique de l'électron freiné. La perte d'énergie s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{N\,E\,Z\,(Z+1)\,e^4}{137\,m_0^2\,c^4}\left(4\,\ln\frac{2\,E}{m_0\,c^2} - \frac{4}{3}\right) \tag{2.5}$$

où N est la densité électronique de l'atome, E est l'énergie de l'électron incident, Z le numéro atomique de l'atome, e la charge élémentaire, et m_0 est la masse de l'électron au repos.

2.1.2.2 Ionisation par impact et excitation atomique

Le transfert d'énergie réalisé lors d'une collision inélastique entre un électron incident et un électron orbital d'un atome de la cible peuvent être très importants car leurs masses sont identiques. La contribution de ces interactions reste dominante tant que l'énergie de l'électron incident reste supérieure au seuil d'ionisation de l'atome, ce qui est le cas de loin le plus fréquent dans les gammes d'énergies qui peuvent nous concerner dans Edelweiss. En fonction de l'énergie transférée, il se produit soit une excitation d'un électron du cortège (qui passe alors dans une couche d'énergie supérieure), soit en sa libération complète de l'atome (l'électron passe alors dans la bande de conduction en laissant un trou dans la bande de valence, et peut à son tour ioniser d'autres atomes du milieu si son énergie est suffisante). La perte d'énergie est donnée par la version de la formule de Bethe ([4]) modifiée pour le cas de l'ionisation/excitation par des électrons rapides (mais non relativistes) :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\,\pi\,N\,Z\,e^4}{m_0\,v^2}\left(\ln\frac{m_0\,v^2\,E}{2\,I^2}\right) \tag{2.6}$$

où N est la densité électronique de l'atome, E est l'énergie de l'électron incident, Z le numéro atomique de l'atome, e la charge élémentaire, et m_0 est la masse de l'électron au repos et I le potentiel d'ionisation moyen.
Ce pouvoir d'arrêt dépend donc du produit $N\,Z$, ce qui montre (de façon logique) qu'il augmente en fonction de la desnité électronique et du numéro atomique du matériau absorbant. Aux faibles énergies, la formule nécessite des corrections additionnelles (corrections de couches), car la perte d'énergie continue n'a alors plus de sens.

2.1.2.3 Interaction des électrons secondaires avec la matière

Si l'énergie de l'électron est inférieure au seuil d'ionisation (dans le germanium, $E_I = (3/2)\,E_{gap} \approx 1eV$), la perte d'énergie ne peut s'effectuer que par émission de phonons (acoustiques ou optiques). En-dessous de 37 meV environ, l'émission de phonons acoustiques devient le seul mécanisme de perte d'énergie possible, et le demeure tant que la vitesse de l'électron est supérieure à la vitesse du son dans le matériau absorbeur.
On notera que le libre parcours moyen des électrons secondaires dans la plupart des matériaux ne dépasse pas une dizaine d'angströms environ.

2.1.2.4 Parcours maximum des électrons dans la matière

Il existe un certain nombre de formules empiriques qui permettent d'obtenir le parcours maximal des électrons dans la matière. Par exemple, Katz et Penfold ([10]) ont proposé une formule pour calculer le parcours maximal (indépendant du matériau) des β (par β

on entend des électrons issus d'un processus de désintégration radioactive) :

$$R_{max}\ [\mathrm{g.cm^{-3}}] = \begin{cases} 0.412\, E_\beta^{1.265-0.0954\,\ln E_\beta} & \text{si } 0.01 \leqslant E_\beta \leqslant 2.5 \text{ MeV} \\ 0.530\, E_\beta - 0.106 & \text{si } E_\beta > 2.5 \text{ MeV} \end{cases}$$

On trouvera également des formules dans [30] pour les parcours des électrons dans des matériaux légers avec des énergies comprises entre 0.1 et 600 keV.
Si l'on veut obtenir le parcours maximal dans un matériau donné (exprimé en unité de longueur), il faut alors diviser le parcours indépendant du matériau par la densité dudit matériau.
Une évaluation du parcours moyen des électrons R_{moyen} (défini cette fois-ci comme l'épaisseur de matériau nécessaire pour que 90 % des électrons soient absorbés) peut être obtenue par une formule du type :

$$R_{moyen} = \frac{K}{\rho}\, E^\gamma \tag{2.7}$$

où K est une constante indépendante du matériau, ρ est la densité du matériau absorbeur (en g.cm^{-3}), et γ est un exposant compris entre 1.2 et 1.7. Pour le germanium, le parcours moyen s'écrit par exemple :

$$R_{moyen} = 0.012\, E^{1.68} \tag{2.8}$$

2.1.2.5 Création de paires électron-trou

Un électron, comme toute particule (chargée) incidente qui provoque une ionisation des atomes, va induire la formation dans l'absorbeur d'un certain nombre de paires électron-trou. Ce nombre est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Une discussion détaillée des processus physiques associés à la création de paires électron-trou est disponible dans [83].
Le nombre moyen $\langle N \rangle$ de paires créées par une particule d'énergie E est : $\langle N \rangle = E/\varepsilon$, où ε est l'efficacité de création de paire électron-trou. Une discussion détaillée de la détermination expérimentale de ce paramètre et de sa signification dans les bolomètres d'Edelweiss est donnée dans [140]. On pourra aussi se référer au paragraphe 6.2.3 de ce manuscrit pour un calcul de ε dans le cas où la particule incidente est un photon infrarouge. Le nombre moyen de paires créées varie pour un matériau donné en fonction de l'énergie et du type de la particule ionisante. Cette propriété est exploitée pour la discrimination entre reculs nucléaires et reculs électroniques (voir un peu plus loin la section 2.3.3).
Le phénomène de création de paires peu donc être vu comme la génération en cascade de paires jusqu'à ce que l'énergie des porteurs créés tombe en-dessous d'un certain seuil qui vaut $1.5 \times E_{gap}$ (on rappelle que le germanium est un semi-conducteur à gap indirect avec $E_{gap} = 0.746$ eV). Lorsque leur énergie passe en-dessous de ce seuil, l'énergie résiduelle est dissipée sous forme de phonons par interactions électron-phonon, jusqu'à ce que l'énergie cinétique des porteurs de charge devienne nulle. La recombinaison des porteurs intervient alors, par les différents processus possibles : recombinaison radiative avec émission d'un photon, recombinaison Auger (l'énergie est communiquée à un électron de la bande de conduction), ou recombinaison assistée par piège. Le porteur peut aussi être capturé par un niveau de piège (voir le chapitre 5 consacré aux niveaux très peu profonds de pièges dans le germanium).

Les différents canaux de thermalisation des porteurs (thermalisation par émission de phonons ou par création de paires électron-trou) sont fortement corrélés, et la statistique de Poisson ne peut donc pas s'appliquer. Ainsi, la répartition corrélée de l'énergie entre les différents processus de désexcitation fait que les fluctuations de la fraction d'énergie dissipée par chacun de ces mécanismes sont moindres que s'ils avaient été statistiquement indépendants. On introduit le facteur de Fano F pour traduire cette corrélation, défini par le rapport entre l'écart-type observé et l'écart-type d'une statistique de Poisson :

$$F = \frac{\sigma_{observé}(N)}{\sigma_{Poisson}(N)} \tag{2.9}$$

L'incertitude associée sur la distribution en énergie s'écrit donc :

$$\Delta E = 2.35 \sqrt{\varepsilon F E} \tag{2.10}$$

où ε est toujours l'efficacité de création de paires électron-trou. La valeur du facteur de Fano est difficile à évaluer car il faut supprimer toutes les autres sources de fluctuation. Un modèle, proposé par Klein en 1968, permet d'estimer sa valeur à $F \approx 0.1$, et une application au germanium donne des résultats très proches des observations expérimentales ($F = 0.13 \pm 0.02$ à 77 K).

2.1.2.6 Effet plasma

Suite à l'interaction d'une particule dans un détecteur semi-conducteur, un plasma de paires électron-trou est généré. Il faut donc appliquer un champ électrique pour être en mesure de dissocier ce plasma (érosion du nuage de charges) et de collecter les charges sur les électrodes. Dans les bolomètres d'Edelweiss, le temps de dissociation du plasma est très faible (10 ns environ) devant le temps de collecte des charges (de l'ordre de 1 μs), c'est donc la durée de transit des porteurs jusqu'aux électrodes qui domine le temps de montée des signaux d'ionisation.

2.1.3 Interaction des neutrons avec la matière

A l'instar des photons, les neutrons ne portent pas de charge électrique et ne peuvent donc pas interagir dans la matière par l'intermédiaire de la force de Coulomb (qui est l'interaction dominante pour tous les processus de perte d'énergie des particules chargées dans la matière). En conséquence, le parcours d'un neutron dans un absorbeur peut généralement atteindre plusieurs cm, sans qu'il ait subi d'interaction.
La diffusion du neutron sur un noyau de la cible peut être soit élastique (avec un transfert d'énergie et un changement de direction), soit inélastique (dans ce cas le neutron incident est totalement absorbé puis un autre neutron est réémis avec éventuellement d'autres particules secondaires). Contrairement aux rayons γ, les émissions secondaires qui font suite à des interactions de neutrons sont très souvent (mais pas toujours) des particules chargées. Celles-ci sont soit produites par des réactions induites par les neutrons, soit peuvent être les noyaux de recul eux-mêmes si suffisamment d'énergie leur a été transférée.
Les neutrons incidents sont généralement classés en plusieurs catégories en fonction de leur

énergie. On distingue ainsi les neutrons lents (ou thermiques) dont l'énergie est inférieure à 0.025 eV, les neutrons rapides dont l'énergie dépasse 0.907 MeV, et les neutrons dits épithermiques avec des énergies intermédiaires. Dans Edelweiss, le montage de l'expérience comprend un blindage de polyéthylène (paraffine). Ce matériau riche en hydrogène est un modérateur dont le but est de thermaliser les neutrons rapides qui pourraient venir interagir dans les bolomètres. En effet, les neutrons thermiques ne déposent que de très faibles énergies dans les détecteurs, ce qui est donc un bruit de fond beaucoup moins gênant que les neutrons rapides, qui peuvent déposer des énergies plus importantes comme nous allons le voir. Typiquement, des neutrons rapides dont les énergies sont comprises entre 1 et 10 MeV donnent des reculs nucléaires avec des énergies déposées comprises entre 0 et 200 keV, c'est-à-dire des signaux strictement identiques aux interactions de WIMPs attendues dans nos bolomètres. La protection contre les neutrons rapides extérieurs est donc indispensable, mais il reste toujours un faible bruit de fond neutronique résiduel qui peut provenir de certains matériaux utilisés dans le montage (câbles, pièces en cuivre, etc...).

2.1.3.1 Diffusion élastique de neutrons

Dans ce processus, le neutron incident communique une partie de son énergie à un noyau de la cible, qui recule. La structure du noyau de recul reste alors inchangée. Ce type d'interaction est exactement celle attendue dans le cas de la diffusion élastique d'une WIMP incidente, ce qui explique pourquoi le bruit de fond neutronique est le plus problématique dans les expériences de détection directe de matière noire avec des bolomètres à base de cristaux semi-conducteurs.
Tant que les neutrons sont non-relativistes ($E_n << 939\,\mathrm{MeV}$), ce qui est le cas dans Edelweiss, la conservation de l'impulsion et de l'énergie dans le référentiel du centre de masse donne la relation entre l'énergie déposée E_R et l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse :

$$E_R = \frac{2\,A}{(1+A)^2}\,(1-\cos\Theta)\,E_n \tag{2.11}$$

où E_n est l'énergie du neutron incident dans le référentiel du laboratoire et A est le nombre de l'atome cible. On peut convertir cette équation dans le référentiel du laboratoire, dans lequel le noyau cible est au repos, en utilisant la transformation suivante :

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{1-\cos\Theta}{2}} \tag{2.12}$$

On aboutit alors à :

$$E_R = \frac{4\,A}{(1+A)^2}\,(\cos^2\theta)\,E_n \tag{2.13}$$

On voit donc que l'énergie de recul maximale (obtenue à $\theta = 0$) vaut :

$$E_{R,max} = \frac{4\,A}{(1+A)^2}\,E_n \tag{2.14}$$

Si le nombre de masse de l'atome cible est grand devant 1, on peut alors obtenir une bonne approximation de l'énergie de recul maximale avec :

$$E_{R,max} \approx \frac{4}{A}\,E_n \tag{2.15}$$

Dans le cas d'un absorbeur de germanium comme dans Edelweiss (A = 72), on voit donc que l'énergie de recul maximale par diffusion vaut environ $(1/18)^{ième}$ de l'énergie du neutron incident. En admettant que toutes les directions de diffusion sont équiprobables (ce qui n'est en général pas le cas), l'énergie moyenne déposée par interaction est égale à la moitié de l'énergie maximale. Pour un neutron incident de 1 MeV, on aboutit alors à une énergie de recul moyenne de 27 keV environ. On comprend aussi au passage pourquoi l'hydrogène est un bon modérateur : l'énergie de recul maximale (et moyenne) augmente avec l'inverse du nombre de masse de l'atome sur lequel le neutron diffuse.

2.1.3.2 Diffusion inélastique de neutrons

Dans le germanium, les sections efficaces d'interaction élastique et inélastique sont égales pour des neutrons dont l'énergie est de l'ordre de quelques MeV. La diffusion inélastique d'un neutron sur un noyau correspond dans la grande majorité des cas à une réaction du type :

$$n +^{A} X \rightarrow {}^{A+1}X^{*} \rightarrow {}^{A}X + n^{'} + \gamma \tag{2.16}$$

où X est l'atome sur lequel le neutron diffuse et A son nombre de masse. Cette réaction peut être vue de la façon suivante : le neutron qui interagit est momentanément capturé par le noyau X, qui devient un noyau excité X^{*}. Ce dernier se désexcite ensuite en émettant simultanément un photon d'énergie quantifiée et un nouveau neutron dont l'énergie est inférieure à l'énergie du neutron incident. Selon le lieu de l'interaction dans le détecteur, les deux particules émises (neutron et γ) peuvent ou non être réabsorbées presque immédiatement. Si tel est le cas, on observe au final un dépôt d'énergie dans le détecteur qui cumule l'interaction d'un neutron et celle d'un photon. Ce type de populations d'évènements est observée lors des calibrations avec des neutrons dans Edelweiss.

2.1.4 Interactions ions (particules chargées lourdes) - matière

Le dernier type de particules (baryoniques) pouvant interagir dans la matière est formé par les ions, c'est-à-dire toutes les particules chargées beaucoup plus lourdes que les électrons atomiques à l'exception des électrons eux-mêmes. En particulier, l'un des bruits de fond "classique" dans les expériences de détection directe comme Edelweiss est généré par les particules α, autrement dit des noyaux d'hélium. Ce rayonnement α est un produit courant des chaînes de décroissance radioactives de certains radio-isotopes présents dans l'environnement des expériences (roche alentour). Par ailleurs, lorsqu'un noyau de la cible a subi un recul suite à une diffusion élastique avec un neutron, il se comporte comme un ion dans le milieu. L'étude du ralentissement des ions dans la matière est donc utile pour comprendre les mécanismes de thermalisation et de de collecte de l'énergie dans les détecteurs.

2.1.4.1 Collisions inélastiques

Pour les particules chargées lourdes (muon, pion chargé, proton, α par exemple) à haute énergie, et tant que l'énergie reste supérieure à quelques keV, la perte d'énergie est

dominée par leur interactions électromagnétiques avec les électrons atomiques. L'interaction électromagnétique (coulombienne) entre la particule chargée et le noyau résulte en un transfert d'énergie de la particule au noyau, qui devient excité ou ionisé. Le principe physique est le même pour excitation et ionisation à la différence près que dans le cas de l'excitation, l'électron passe simplement dans une couche électronique supérieure, tandis que pour l'ionisation, le transfert d'énergie est suffisant pour que l'électron atomique soit arraché de l'atome est devienne libre.
La section efficace typique de ce mécanisme est très petite (de l'ordre de 10^{-17} ou 10^{-16} cm^2 au maximum), mais la grande densité d'atomes dans un matériau absorbeur fait que la perte d'énergie totale devient vite très importante, même pour une faible épaisseur de détection. Ainsi par exemple, un proton de 10 MeV, perd toute son énergie dans 0.25 mm de cuivre. Il peut arriver que les électrons libérés suite à l'ionisation d'un atome soit suffisamment énergétiques pour ioniser à leur tour un autre atome.
La perte d'énergie linéique (pouvoir d'arrêt) $-dE/dx$ est alors donnée par la formule de Bethe ([4]) dans la limite des faibles énergies :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\,\pi\,n\,Z^2}{m_0\,v^2}\left(\frac{e^2}{4\,\pi\,\varepsilon_0}\right)^2\left[\ln\left(\frac{2\,m_0\,v^2}{I}\right)\right] \tag{2.17}$$

où E est l'énergie de la particule chargée, x est la longueur de parcours, n est la densité électronique de la cible, Z est le nombre de charge du noyau de l'atome cible, m_0 est la masse au repos de l'électron, v est la vitesse de la particule chargée, e est la charge élémentaire, ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, et I est le potentiel moyen d'ionisation.
La densité électronique du matériau s'obtient par :

$$n = \frac{N_A\,Z\,\rho}{A} \tag{2.18}$$

où N_A est le nombre d'Avogadro ($N_A = 6.022 \times 10^{23}$ mol^{-1}), ρ est la densité du matériau, et A le nombre de masse des atomes cibles.
Le potentiel moyen d'excitation (aussi appelé constante d'ionisation) I, regroupe les propriétés globales des atomes (niveaux d'énergie et sections efficaces relatives des excitations associées). C'est une valeur difficile à calculer, mais elle a par contre été mesurée pour différents matériaux et paramétrée en fonction de Z :

$$\frac{I}{Z} = \begin{cases} 12 + \dfrac{7}{Z}\ \text{eV} & \text{si } Z < 13 \\ 9.76 + 58.8\,Z^{-1.19}\ \text{eV} & \text{si } Z \geqslant 13 \end{cases}$$

L'approximation de Bloch consiste à prendre $I \approx (10 \times Z)$ eV.
Étant donné le rapport des masses entre l'ion incident et l'électron, la trajectoire de la particule chargée n'est pas déviée par ces interactions. En outre, la quantité d'énergie cédée lors de chaque interaction n'est pas très importante et ne dépasse pas une fraction $4\,m_0/M$ de l'énergie cinétique de l'ion (M étant la masse de l'ion). Néanmoins, l'interaction coulombienne étant à longue portée, et le nombre d'électrons à proximité étant grand, ce type d'interaction est très fréquent pour la particule chargée incidente.

2.1.4.2 Collisions élastiques

En-dessous de quelques keV, la particule chargée est suffisamment ralentie pour capter des électrons. La formule de Bethe n'est alors plus applicable ne tant que telle, et il faut prendre en compte des effets d'écrantage et éventuellement aussi des effets quantiques lorsque l'énergie de la particule est trop faible pour ioniser certains niveaux électroniques. Au énergies les plus basses, il peut même y avoir réarrangement des niveaux électroniques et formation d'une quasi-molécule. Le ralentissement de l'ion est alors proportionnel à sa vitesse, comme décrit par le modèle de Lindhard ([19]). Il se peut aussi que la particule chargée finisse par être complètement stoppée et devienne un atome neutre.
Le parcours moyen des ions lourds dans la matière (par exemple dans un détecteur de germanium) reste toujours très petit par rapport à celui des électrons pour les énergies habituelles observées dans Edelweiss. Ainsi une particule α de 5.5 MeV aura un parcours de 20 μm dans le germanium. Le transfert d'énergie se fait vers des porteurs de charge dans le matériau absorbant (électrons), qui acquièrent alors une énergie cinétique, rapidement dissipée par diffusion électron-phonon. Toute l'énergie déposée par la particule incidente est donc récupérée sous forme de chaleur.

2.2 Bolomètres

Un bolomètre (du grec *bolè*, le rayon, et *metron*, la mesure) est un type de détecteur qui mesure l'énergie déposée par l'interaction d'une particule incidente dans un solide, à travers l'élévation de température produite. Il s'agit donc d'un détecteur universel de particules, dans le sens où il peut mesurer l'énergie de n'importe quelle particule du moment que la cible de détection (appelée absorbeur) est adaptée. Le bolomètre a été inventé en 1878 par l'astronome américain Samuel Pierpont Langley.
Dans Edelweiss, la dénomination de bolomètres a été conservée pour désigner les détecteurs, même si, en plus d'une mesure de la chaleur produite lors de l'interaction d'une particule, nous effectuons également une mesure de l'ionisation (charge générée). Dans la section précédente, nous avons traité les différents mécanismes d'interaction des particules avec la matière. Dans cette section, nous allons passer en revue les différentes caractéristiques des détecteurs d'Edelweiss, en particulier celles des bolomètres de nouvelle génération, dits "InterDigit" (ID). Nous expliquerons notamment l'intérêt de la double mesure chaleur/ionisation pour améliorer la discrimination du bruit de fond de l'expérience.

2.2.1 Détection bolométrique

2.2.1.1 Équations de base

Nous présentons ici de façon succincte les principes de la détection bolométrique. Dans un bolomètre, un absorbeur (par exemple un cristal massif de germanium dans le cas d'Edelweiss) de capacité calorifique C (exprimée en J.K^{-1}) est mis en contact avec un réservoir de chaleur à la température T_0 par l'intermédiaire d'une fuite thermique G (exprimée en J.K^{-1}.s^{-1}). Un schéma de principe est donné sur la figure 2.2.

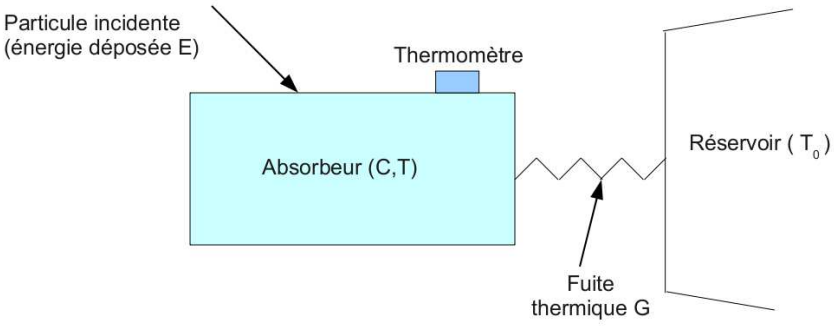

Figure 2.2 – *Schéma de principe d'un bolomètre. L'absorbeur de capacité calorifique C et à la température T est relié au bain thermique (qui est à la température T_0) par une fuite thermique G. L'énergie E déposée par une particule incidente est déterminée par l'intermédiaire de l'élévation de température ΔT.*

Suite à l'interaction d'une particule dans le bolomètre, et après une durée suffisante pour que toute l'énergie déposée E ait été convertie en chaleur, la température de l'absorbeur est devenue :

$$T = T_0 + \Delta T \tag{2.19}$$

où ΔT est l'élévation de température induite par l'interaction de la particule incidente. En supposant que le temps nécessaire pour que toute l'énergie déposée ait été convertie en chaleur est très inférieur à la constante de temps τ liée à l'inertie thermique de la fuite, alors l'évolution temporelle de l'élévation de température s'écrit alors :

$$\Delta T\,(t) = \frac{E}{C}\,e^{-t\,/\,\tau} = \frac{E}{C}\,e^{-t\,G\,/\,C} \tag{2.20}$$

avec $\tau = C\,/\,G$.
Ainsi, l'évolution de la température au cours du temps s'écrit :

$$T\,(t) = T_0 + \frac{E}{C}\,e^{-t\,G\,/\,C} \tag{2.21}$$

L'énergie déposée est donc liée à l'élévation maximale de température par la relation :

$$E = C.\Delta T_{max} \tag{2.22}$$

2.2.1.2 Capacité calorifique d'un semi-conducteur à basse température

La capacité calorifique totale d'un bolomètre est fonction de la température. En particulier, dans la limite des basses températures ($T << \theta_D$), la variation de la capacité calorifique en fonction de la température est régie par la loi de Debye pour les isolants et les semi-conducteurs ([1]) :

$$C(T) = \frac{12\,\pi^4}{5}\,N_A\,k_B\,\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 = \frac{12\,\pi^4}{5}\,R\,\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \approx 1944\,\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3\ \mathrm{J.K^{-1}mol^{-1}} \tag{2.23}$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, k_B est la constante de Boltzmann, θ_D est la température de Debye, et R est la constante des gaz parfaits (cette expression donne la capacité

calorifique molaire).
La température de Debye est donnée par $\theta_D = (\hbar\omega_D)/k_B$, où ω_D est la fréquence maximale des phonons acoustiques. Dans le germanium, elle vaut 374 K ([77, 83]).
En conséquence, on voit que plus on travaille à basse température, plus la capacité calorifique sera faible, et donc plus le signal de chaleur mesuré sera grand pour une même énergie déposée. Cela est valable tant que la capacité calorifique n'est pas limitée par d'autres facteurs comme la capacité calorifique nucléaire, qui décrit l'agitation thermique électronique d'un atome de façon indépendante de la température. A titre d'exemple, considérons l'interaction d'une particule qui dépose une énergie de 1 MeV dans un bolomètre ID d'Edelweiss constitué d'un cristal de 200 grammes. A température ambiante (300 K), le calcul donne une élévation de température de 5.8×10^{-17} K, ce qui est totalement impossible à détecter. Par contre, à 17 mK (température de fonctionnement des bolomètres de l'expérience Edelweiss), la même interaction donnera un signal de chaleur d'environ 0.3 mK, qui sera donc facilement détectable car dans un rapport avec la température de fonctionnement de l'ordre de 50 (moins de deux ordres de grandeur).

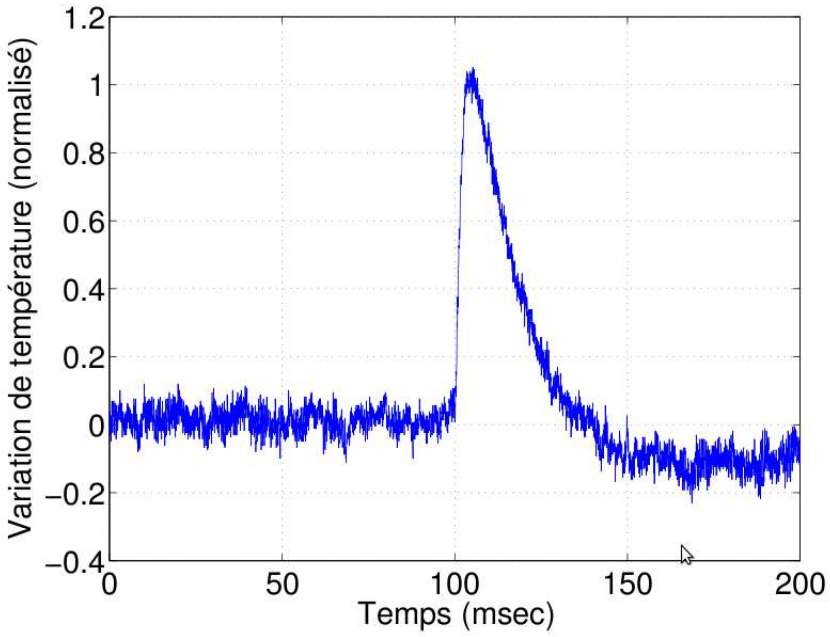

Figure 2.3 – *Impulsion chaleur caractéristique. La constante de temps associée à la fuite thermique ne dépasse pas quelques dizaines de ms.*

2.3 Les bolomètres d'Edelweiss

2.3.1 Mesure de la chaleur

2.3.1.1 Thermomètre NTD

Dans Edelweiss, la lecture de l'élévation de température se fait par l'intermédiaire d'un petit thermomètre de germanium cristallin, dopé par transmutation de neutrons

(en anglais NTD, pour *Neutron Transmutation Doped*). En effet, un cristal non dopé de germanium ne contient pas de porteurs libres à basse température. Lors du dopage par transmutation neutronique, on bombarde un cristal de germanium avec des neutrons thermiques (neutrons lents). De nombreuses captures de neutrons par les noyaux de germanium interviennent alors, et entraînent la formation de certains radio-isotopes du germanium dont la décroissance aboutit à la présence de noyaux d'arsenic, de sélénium et de gallium au sein du cristal. On obtient donc in fine un dopage aléatoire très uniforme. En conséquence, la création de porteurs libres par excitation thermique devient possible à plus basse température. Dans un tel objet, qui est classé comme isolant d'Anderson dans la gamme de température où on l'utilise, la conduction est majoritairement assurée par le mécanisme de *variable range hopping*, c'est-à-dire que les électrons peuvent sauter entre des niveaux d'énergie proches par effet tunnel assisté par des phonons ([81, 123]). La variation de la résistance du thermomètre NTD en fonction de la température s'écrit alors (loi de type Efrös et Shklovskii, voir [40]) :

$$R(T) = R_0\, e^{(T_0/T)^{0.5}} \tag{2.24}$$

Les bolomètres d'Edelweiss sont tous équipés d'un thermomètre NTD (ou deux si l'on souhaite qu'il y ait de la redondance dans la mesure de la chaleur), qui est collé sur l'absorbeur de germanium. Les dimensions de ce thermomètre sont variables, mais ne dépassent pas quelques millimètres, si bien que son volume est de l'ordre du mm^3). Suite à l'interaction d'une particule dans le détecteur, et après relaxation de toute l'énergie déposée sous forme de phonons, l'élévation de température induite fait varier la résistance du thermomètre, qu'il ne reste plus qu'à lire, par exemple en imposant un courant et en lisant la variation de la tension à ses bornes (technique utilisée pour les expériences de R&D au CSNSM). On peut également effectuer une détection synchrone (méthode retenue pour l'expérience Edelweiss).
Une impulsion de chaleur caractéristique est présentée sur la figure 2.3. On peut constater que la durée de l'impulsion (donné en première approximation par la constante de temps associée à la fuite thermique C/G) est de l'ordre de quelques dizaines de ms. Ce temps peut être légèrement modifié si un filtrage des signaux est opéré. En comparaison, le temps total de thermalisation de l'absorbeur et du thermomètre n'excède pas 10 ms.
Il existe un optimum pour le courant de polarisation, pour lequel la sensibilité du thermomètre $\Delta V\ /\ \Delta T$ (ou de façon équivalente $\Delta V\ /\ \Delta E$) est maximisée. Il faut donc connaître les courbes de variation V(I) à différentes températures, puis les différencier, pour être en mesure de tracer la courbe de sensibilité en fonction du courant de polarisation. Les sensibilités des thermomètres NTD sont assez variables dans Edelweiss, mais elles sont en général comprises entre 20 et 80 nV/keV à 20 mK. Le passage de la sensibilité en température à la sensibilité en énergie se fait via la relation :

$$\frac{\Delta V}{\Delta E} = \frac{\Delta V}{C.\Delta T} \tag{2.25}$$

Il faut en tout cas veiller à ne pas trop augmenter le courant de polarisation dans le but d'augmenter la tension aux bornes du thermomètre, car la puissance dissipée par effet Joule ($R\,I^2$ en régime permanent) risquerait de devenir trop grande et de chauffer le thermomètre, ce qui ferait chuter sa sensibilité.

2.3.1.2 Couplage thermique à l'interface et couplage électron-phonon

Pour que la mesure de chaleur soit possible, il faut que l'élévation de température au sein de l'absorbeur soit transmise au thermomètre NTD et qu'elle soit convertie en une variation d'un signal de nature électrique (résistivité). Cela est essentiellement réalisé par l'intermédiaire de deux couplages.
Le premier est le couplage thermique qui intervient entre la population de phonons dans l'absorbeur et celle dans le thermomètre. Ce mécanisme de transmission de la chaleur à travers l'interface solide/solide se caractérise par une différence de température $\Delta T'$ proportionnelle au flux de chaleur $dQ\,/\,dt$, et inversement proportionnelle à la surface d'échange thermique A. On définit ainsi une résistance thermique de surface , ou "résistance de Kapitza" R_K telle que :

$$R_K = \frac{A\,\Delta T'}{dQ\,/\,dt} \tag{2.26}$$

Cette résistance s'exprime en K.m^2.W^{-1} ([25]). L'appellation "résistance de Kapitza" est due au fait qu'historiquement, la première observation de ce phénomène a été réalisée par Kapitza en 1941 ([8]) lorsqu'il s'aperçut de l'énorme résistance thermique présente à l'interface entre l'hélium liquide et un solide. On sait maintenant que c'est un phénomène général, lié à la difficulté à transmettre des excitations à travers une interface (phénomène analogue à une désadaptation d'impédance). Dans la cas de l'interface entre le thermomètre NTD et le cristal, ce type de couplage thermique fait que la thermalisation de l'absorbeur est achevée avant que l'élévation de température soit transmise au thermomètre NTD (la résistance au flux de chaleur est très élevée).
Le second couplage intervient pour que l'élévation du thermomètre soit communiquée aux électrons présents en son sein. Cela est réalisé par couplage électron-phonon, et c'est ce processus qui détermine le temps de montée des signaux chaleur mesurés (de l'ordre de quelques ms).

2.3.2 Mesure de l'ionisation

2.3.2.1 Principe de base de la mesure

Suite à l'interaction d'une particule dans le bolomètre, nous avons vu que des paires électron-trou étaient créées. Pour être en mesure de faire migrer ces porteurs de charge jusqu'aux électrodes de collecte, il faut appliquer un champ électrique dans le détecteur. Cela est réalisé en appliquant une différence de potentiel par l'intermédiaire des électrodes, qui ont ainsi un double rôle : imposer un champ électrique et collecter les charges. Dans Edelweiss, elles sont réalisées par un dépôt d'aluminium d'environ une centaine de nanomètres d'épaisseur, à travers un masque qui délimite la géométrie du dépôt.
Le champ permet donc de déplacer les porteurs depuis le lieu où il ont été générés jusqu'aux électrodes. Lors de cette étape, les électrons migrent vers une ou plusieurs électrodes polarisées positivement, tandis que les trous migrent vers les électrodes polarisées négativement. Ce déplacement des charges induit un courant (calculable via le théorème de Ramo, voir plus loin) qui est lu par la chaîne électronique de mesure. Les vitesses des

porteurs (électrons et trous) dans le germanium et à température cryogénique ont été déterminées au cours de cette thèse. On en trouvera une étude détaillée dans le chapitre 3. On retiendra simplement que le temps de développement des signaux d'ionisation typique dans un détecteur d'Edelweiss est de l'ordre de la microseconde, et que par ailleurs, la relation entre la vitesse des porteurs et le champ électrique n'est pas linéaire car on est en présence de porteurs "chauds" qui ne sont pas en équilibre thermique avec le réseau (l'interaction électron-phonon est trop peu efficace dans le germanium ultra-pur aux températures cryogéniques). En outre, la vitesse dépend de l'orientation du champ par rapport aux axes cristallographiques.

2.3.2.2 Spécificités du germanium à basse température

Dans les conditions de fonctionnement dans lesquelles nous travaillons dans l'expérience Edelweiss, un bolomètre fonctionne comme une chambre d'ionisation. En effet, il n'y a aucun porteur libre dans les cristaux aux températures auxquelles on se place (la bande de valence est pleine, la bande de conduction est vide). Il n'y a donc pas de conduction électrique. La collecte des charges n'est donc possible que sous l'effet d'un champ électrique. La charge induite sur les électrodes est donc lue comme un courant, qui est mesuré après passage dans un amplificateur de charge.
L'utilisation de cristaux de germanium ultra-pur (densité d'impuretés inférieure à 10^{10} cm^{-3}, soit environ une impureté pour 10^{12} atomes de germanium) est nécessaire pour éviter le piégeage des charges par les impuretés, qui diminue la qualité de la collecte.
Par ailleurs, les bolomètres de germanium utilisés pour la recherche de matière noire ont la particularité de fonctionner sous des champs électriques très faibles, de l'ordre du V/cm, dans le but de limiter l'effet Joule (effet Neganov-Luke, voir le paragraphe suivant) lors de la dérive des porteurs.

2.3.2.3 Effet Neganov-Luke

Lorsque les charges dérivent dans les détecteurs sous l'effet d'un champ électrique, une contribution supplémentaire au signal de chaleur doit être prise en compte. En fait, le travail des porteurs est dissipé dans le réseau par effet Joule, avec émission de phonons optiques, et contribue à l'élévation de température du détecteur. Dans le contexte des semi-conducteurs, on parle alors d'effet Neganov-Luke (la dénomination d'effet Joule étant plutôt réservée pour ce phénomène dans les métaux). Cet effet a d'abord été mis en évidence dans les semi-conducteurs par Neganov et Trofimov au début des années 1980 ([45, 53]) puis par Luke en 1988 ([58]). Le signal chaleur mesuré E_{chal} est donc la somme de l'énergie de recul réellement déposée par la particule interagissante E_{recul} et d'un terme additionnel E_{N-L} qui ne dépend que du nombre N de paires électron-trou qui migrent dans le champ électrique, et de la tension V sous laquelle elles sont collectées :

$$E_{chal} = E_{recul} + E_{N-L} = E_{recul} + N\,q\,V \tag{2.27}$$

où N est le nombre de paires générées lors de l'interaction ayant déposé une énergie E_{recul} dans le détecteur, q est la charge élémentaire et V est la tension sous laquelle les charges sont collectées.

2.3.2.4 Théorème de Ramo

Le développement des signaux d'ionisation sur les électrodes est la conséquence d'une charge induite par le mouvement des porteurs dans le bolomètre. Ce point est très important car cela signifie qu'il n'est pas nécessaire qu'une charge soit effectivement (physiquement) collectée par une électrode pour qu'un signal de charge se forme. En réalité, dès qu'un porteur est mis en mouvement sous l'effet du champ électrique, il provoque l'apparition d'un signal de charge induite sur toutes les électrodes de collecte.
Ce mécanisme est formalisé par le théorème de Ramo ([7]). Il permet de calculer la charge induite sur des éléments conducteurs (électrodes par exemple) par des charges mobiles situées à proximité. Le courant instantané circulant dans une électrode, généré par le déplacement d'un porteur de charge q s'écrit :

$$i = q\,\vec{v}.\vec{E_{Ra}} \tag{2.28}$$

où $\vec{v}$ est la vitesse instantanée du porteur et $\vec{E_{Ra}}$ est le champ de Ramo. On définit le champ de Ramo d'une électrode comme le champ dans le détecteur lorsque tous les éléments conducteurs sont mis à un potentiel nul à l'exception de l'électrode considérée dont le potentiel est fixé à $+1$. Le potentiel de Ramo V_{Ra} associé est une grandeur adimensionnelle. La charge induite Q sur une électrode par une charge mobile q est alors :

$$Q = q\,(V_{Ra}(\text{position initiale du porteur}) - V_{Ra}(\text{position finale du porteur})) \tag{2.29}$$

On notera que le calcul de la charge induite sur une électrode d'un détecteur nécessite la prise en compte du parcours des électrons et du parcours des trous, même si cette électrode ne collecte qu'un type de porteur.

2.3.2.5 Piégeage, dégradation et régénération

Les charges qui sont produites et qui circulent dans un détecteur peuvent être piégées par une impureté ou un défaut du cristal. Les caractéristiques du piégeage dans les semi-conducteurs à très basse température sont très mal connues et n'ont été que peu étudiées. Seules quelques publications traitent de ce sujet, en général en explorant un type de piège particulier. On peut par exemple citer l'article de revue d'Abakumov et al. sur les centres attractifs susceptibles de piéger des porteurs dans les semi-conducteurs ([39]), ou l'article de Brown et Burns sur la capture par des niveaux de pièges très peu profonds ([26]). Une étude assez détaillée du piégeage dans les détecteurs de germanium est aussi présentée dans [122]. Nous donnerons une étude poussée des niveaux très peu profonds de pièges liés aux impuretés dopantes dans les détecteurs d'Edelweiss au chapitre 5 de ce manuscrit.
Le piégeage peut se faire dans le volume du détecteur ou bien sur les surfaces libres de ce dernier. Les centres potentiels de piégeage dans le volume peuvent être liés à des impuretés (dopantes ou non) ou à des défauts cristallins. Ces niveaux électroniques localisés peuvent également jouer le rôle de centres de recombinaison pour les porteurs.
Dans Edelweiss, le problème du piégeage sur les surfaces libres est d'importance car celles-ci sont nombreuses (toutes les zones entre les électrodes). Les surfaces des cristaux de germanium sont connues pour présenter des liaisons pendantes ou des impuretés, en quantité variable selon la façon dont le cristal a été préparé (traitements chimiques, atmosphère

lors de la préparation, etc.). Tous ces objets peuvent introduire des niveaux de pièges dans la bande interdite, et peuvent être en nombre suffisant pour capturer un grand nombre de porteurs au niveau des surfaces, ce qui peut détériorer significativement la collecte des charges dans le détecteur ([110, 121]).
Dans tous les cas, les bolomètres utilisés dans Edelweiss présentent une dégradation de leur rendement de collecte au bout d'un temps d'utilisation plus ou moins long, variable selon le détecteur et selon ses conditions de fonctionnement. Cette dégradation des performances est due à la formation progressive d'une charge d'espace dans les cristaux en raison des porteurs qui restent piégés dans les détecteurs lors de leur migration vers les électrodes de collecte. En conséquence, il est nécessaire d'effectuer périodiquement une procédure dite de "régénération" des cristaux, et qui a pour but la neutralisation de la charge d'espace (donc des pièges) dans le cristal. Cette régénération est réalisée en irradiant le bolomètre en champ nul (électrodes court-circuitées) soit avec des sources radioactives (^{22}Na ou ^{133}Ba par exemple), soit avec des diodes électroluminescentes infrarouges (voir le chapitre 6 de ce manuscrit qui étudie les performances des LEDs infrarouges pour la régénération des cristaux).

2.3.3 Discrimination par double mesure chaleur / ionisation

Maintenant que nous avons passé en revue les principales caractéristiques des voies chaleur et ionisation considérées séparément, nous allons montrer l'intérêt d'une double mesure pour le rejet du bruit de fond de l'expérience.

2.3.3.1 Définition du formalisme

On définit le rendement d'ionisation Q (parfois nommé *Quenching factor* en anglais) par :

$$Q = \frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_x} \tag{2.30}$$

où x est une particule interagissante quelconque. On vérifie que si la particule qui interagit est un γ, le rendement d'ionisation vaut 1, par définition.
Pour un recul électronique de γ, on pose que l'énergie d'ionisation E_I mesurée (proportionnelle aux nombre de charges collectées) est égale à l'énergie de recul E_R. Pour un recul nucléaire $E_I = Q\,E_R$. Dans ce cas, le rendement d'ionisation s'écrit aussi :

$$Q = \frac{E_I}{E_R} \tag{2.31}$$

et on vérifie bien que $Q = 1$ pour un recul électronique de γ.
L'énergie d'ionisation se mesure en keV$_{ee}$ (l'indice *ee* signifiant "équivalent électron"), mais nous utiliserons indifféremment la notation "keV" dans toute la suite de l'exposé.
Dans les détecteurs InterDigit, l'énergie de recul se calcule indépendamment de la nature de l'interaction, par la formule suivante :

$$E_R = \left(1 + \frac{q\,V_c}{\varepsilon_\gamma}\right) E_{ch} - \frac{q}{\varepsilon_\gamma} \sum_i E_i\,V_i \tag{2.32}$$

où q est la charge élémentaire (en C), V_c est la tension sous laquelle sont collectées les charges dans le volume fiduciel du détecteur (exprimée en volts), ε_γ est l'efficacité de création de paires électron-trou pour un γ (exprimée en J), E_{ch} est l'énergie chaleur normalisée, et E_i est l'énergie d'ionisation collectée sur l'électrode i au potentiel V_i (exprimé en V). Les unités des énergies E_R, E_{ch} et E_i doivent être identiques.
Si l'on exprime l'efficacité de création de paire en électronvolts plutôt qu'en joules, la formule devient :

$$E_R = \left(1 + \frac{V_c}{\varepsilon_\gamma}\right) E_{ch} - \frac{1}{\varepsilon_\gamma} \sum_i E_i V_i \tag{2.33}$$

Dans ces deux dernières formules, le premier terme découle de la calibration de la voie chaleur à l'aide des évènements fiduciels de la raie de 356 keV d'une source de ^{133}Ba, et le second terme représente l'effet Luke (lui-même constitué d'une sommation sur l'ensemble des différentes contributions dues aux différentes tensions de collecte selon le lieu d'interaction dans le détecteur). On trouvera également une démonstration plus détaillée de toutes ces relations dans [119] et dans [130].

2.3.3.2 Application à la discrimination du bruit de fond

Nous avons déjà évoqué dans le chapitre précédent que deux types de reculs pouvaient se produire dans les bolomètres d'Edelweiss : des reculs électroniques, générés par les γ et les β incidents, et des reculs nucléaires suite à l'interaction des neutrons ou éventuellement d'une WIMP. Or, l'efficacité de création d'une paire électron-trou diffère selon que la particule interagissante a induit un recul nucléaire ou un recul électronique. Des mesures basées sur l'exploitation de l'effet Neganov-Luke dans un cristal de germanium ont montré que l'efficacité moyenne de création d'une paire électron-trou était de 2.98 ± 0.02 pour un γ dans la gamme d'énergie explorée dans Edelweiss, c'est-à-dire au-dessus de 1 keV (voir par exemple [85]). Connaissant ce résultat, et en s'appuyant sur la formule reliant le rendement d'ionisation Q avec les efficacités de création de paire électron-trou selon la particule interagissante, on peut évaluer l'énergie de création de paire pour des neutrons ou des WIMPs (des particules lourdes énergétiques de façon générale) et donc leur rendement d'ionisation. En effet, la théorie de Lindhard ([18]) propose une paramétrisation pour l'évolution du facteur de quenching en fonction de l'énergie pour les particules lourdes interagissantes. Depuis la publication de cette théorie en 1963, de nombreuses mesures dans le germanium (récapitulées dans [145] et sur la figure 2.4 tirée de cette même référence) ont montré un bon accord avec la théorie (en utilisant par exemple la paramétrisation k=0.20 ou k=0.15 selon les notations habituelles associées à la théorie de Lindhard). Les mesures montrent que le rendement d'ionisation pour les neutrons varie entre environ 17 % pour un recul de 1 keV et 35 % pour un recul de 100 keV. Cela signifie donc, d'après la formule 2.30, que l'efficacité de création de paires pour un neutron varie entre 18 eV/paire à 1 keV et 8.5 eV/paire à 100 keV. Par conséquent, pour une même énergie de recul déposée dans le cristal, un recul électronique de 1 keV génèrera environ 6 fois plus de paires électron-trou qu'un recul nucléaire de 1 keV, et environ 3 fois plus à 100 keV. La loi de variation adoptée dans Edelweiss suite à des étalonnages avec une source de neutrons ([91]) est :

$$Q = 0.16\, E_R^{0.18} \tag{2.34}$$

En tous les cas, si l'on trace un diagramme représentant le rendement d'ionisation des évènements acquis lors d'un run d'Edelweiss en fonction de leur énergie de recul, on peut délimiter deux bandes (figure 2.5). La première, centrée sur $Q = 1$ par construction, est la bande de reculs électroniques. La seconde, qui varie en fonction de l'énergie comme indiqué par la formule ci-dessus, est la bande de reculs nucléaires. Ces bandes sont en fait définies statistiquement : on peut par exemple délimiter la bande de reculs nucléaires à 90 % de niveau de confiance. Il s'agit alors de l'intervalle de confiance dans lequel un neutron ou une WIMP a 90 % de chance de se trouver. De même, la bande de reculs électroniques à 99.9 % de niveau de confiance est la région dans laquelle les γ ont une probabilité de se trouver de 99.9 % (voir [119] pour une démonstration complète).
La séparation de ces deux populations d'évènements permet ainsi de rejeter tout le bruit de fond γ (sauf à très basse énergie de recul où la séparation n'est plus possible) et une partie du bruit de fond β. Il existe cependant deux limitations à cette technique. D'abord, le bruit de fond dû aux neutrons n'est absolument pas rejeté (les neutrons donnant des reculs nucléaires tout comme ceux attendus pour les WIMPs). Ensuite, et comme nous le verrons plus en détail au chapitre 6, les reculs électroniques dus aux β se positionnent généralement entre les deux bandes de reculs, voire même dans la bande des reculs nucléaires. Cela est la conséquence du fort piégeage en surface dans les détecteurs d'Edelweiss, qui affecte directement les évènements β car ces derniers se produisent toujours à proximité immédiate des surfaces (profondeur d'absorption très courte dans le germanium). De nouveaux traitements des surfaces sont donc en cours de développement pour améliorer la collecte des β et permettre un rejet passif aussi bon ou presque que celui des γ (voir chapitre 6).

2.3.4 Spécificités des détecteurs InterDigit

Nous ne présenterons ici que les grandes lignes du fonctionnement des détecteurs InterDigit, qui sont actuellement utilisés dans l'expérience Edelweiss-II au Laboratoire Souterrain de Modane, et qui ont également servi pour toutes les études de R&D au CSNSM développées durant cette thèse (figure 2.6). On trouvera une étude exhaustive de ces détecteurs dans [130].
Les bolomètres InterDigit sont des détecteurs à grille coplanaire, constitués d'un absorbeur de germanium ultra-pur équipé d'électrodes concentriques d'aluminium et d'un capteur de température (thermomètre NTD). L'application de potentiels de signes alternés sur chaque électrode annulaire permet d'avoir, en plus du champ de collecte dans le volume du détecteur (dirigé selon l'axe du bolomètre), un champ électrique parallèle aux surfaces planes qui permet d'identifier les évènements se produisant en surface du détecteur pour les rejeter (figure 2.7).
Le volume utile de détection d'un InterDigit, dit volume fiduciel, est de l'ordre de 45 % du volume total, mais varie selon le détecteur considéré et selon les conditions de fonctionnement. Une étude du volume fiduciel à partir de l'analyse de certaines raies X activées par les rayons cosmiques est exposée dans le chapitre 7 de ce manuscrit.
De nouveaux bolomètres InterDigit améliorés, dits "Full InterDigit" (FID) ont été mis au point depuis 2010. Ces détecteurs sont identiques aux ID, à ceci près qu'ils sont équipés d'électrodes annulaires sur toute leurs surfaces, y compris sur les surfaces latérales

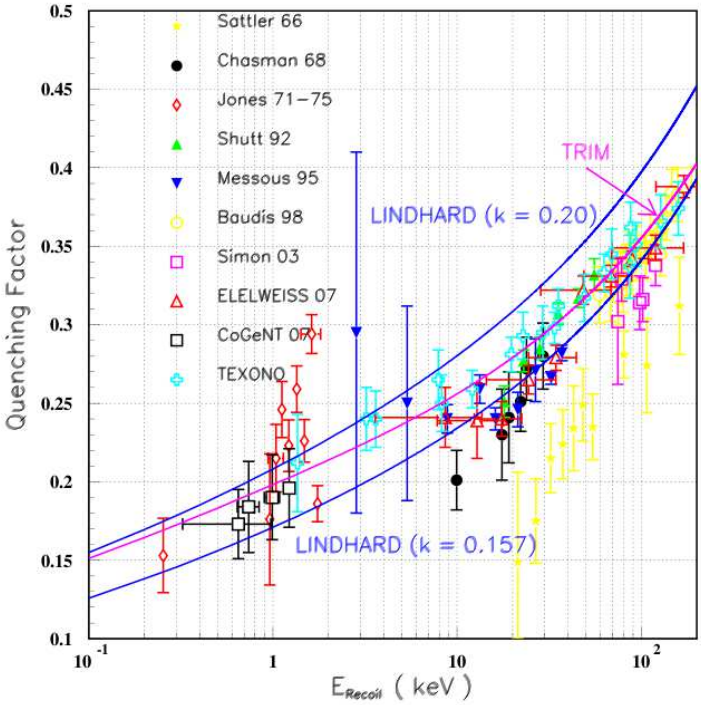

Figure 2.4 – *Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul dans un absorbeur de germanium ([145]). Les deux courbes bleues indiquent la variation prédite par la théorie de Lindhard ([18]) avec deux paramétrisations différentes (k=0.20 et k=0.157). La courbe rose représente les résultats d'une simulation utilisant le code TRIM.*

(figure 2.8). L'avantage de cette nouvelle génération de détecteurs est de pouvoir récupérer tout le volume qui était perdu sous les électrodes de garde dans les ID. Cela a pour conséquence de faire passer le volume fiduciel à 80 % du volume total environ. Un FID permet donc d'avoir une masse d'absorbeur équivalente à la masse cumulée de deux ID, ce qui est un gain très important pour Edelweiss. Quelques détecteurs FID sont déjà en test à Modane, et une quarantaine d'entre-eux doit bientôt être installée au LSM. Cette masse de détection devrait permettre à Edelweiss d'explorer très prochainement (à l'horizon 2012/2013) les modèles de WIMPs avec des sections efficaces d'interaction spin-indépendantes inférieures à 10^{-8} pb.

2.4 Principe d'un cryostat à dilution

Les conditions optimales de fonctionnement des bolomètres imposent de les refroidir à des températures de l'ordre de 20 mK (17 mK pour l'expérience Edelweiss au LSM par exemple). Nous présentons dans cette dernière section le principe de base d'un cryostat à dilution, qui est, avec les bolomètres eux-mêmes, la pièce centrale des expériences utilisant des détecteurs à très basse température.
L'hélium fait partie de la catégorie des liquides dits "cryogéniques", car l'exploitation de certaines de ses propriétés physico-chimiques permet de descendre à des températures extrêmement basses. L'isotope le plus répandu de l'hélium est ^{4}He, dont la température

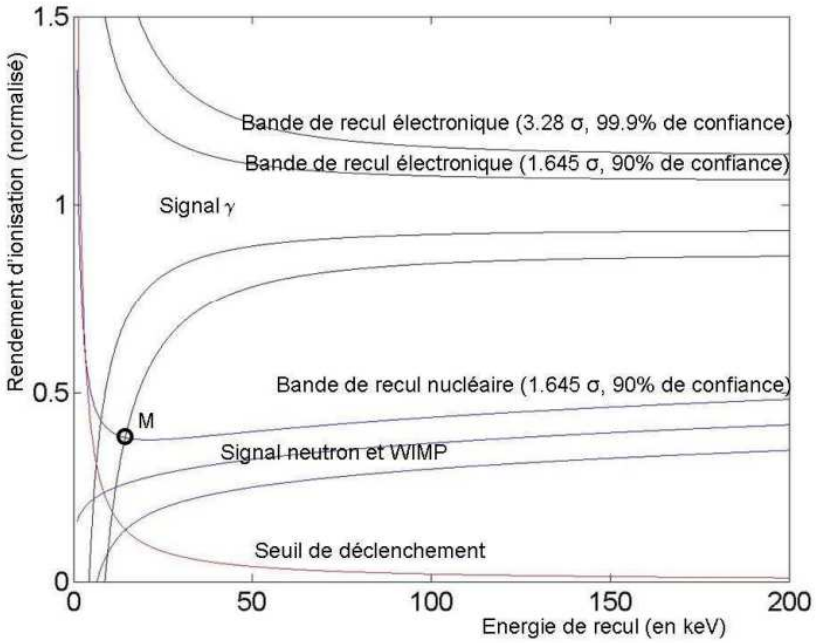

Figure 2.5 – *Configuration standard d'un diagramme représentant le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul, et définition des bandes de reculs nucléaires et de reculs électroniques. Le pouvoir de discrimination basé sur cette séparation des bruits de fond est permis grâce à la double mesure ionisation/chaleur. On s'affranchit ainsi de tout le bruit de fond γ (sauf à très basse énergie de recul) et d'une partie des autres reculs électroniques générés par d'autres types de particules (β).*

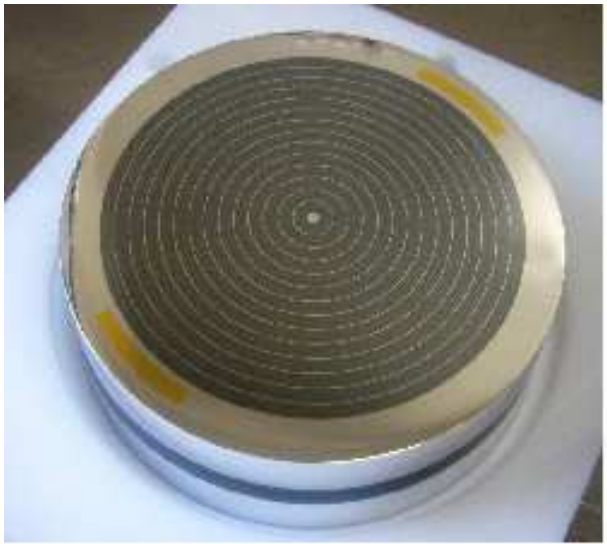

Figure 2.6 – *Photographie d'un bolomètre InterDigit de 400 grammes (ID400). Les électrodes annulaires sont mises à des potentiels alternativement positifs et négatifs afin d'imposer un champ parallèle aux faces planes du détecteur, en plus du champ de collecte principal qui est parallèle à l'axe du bolomètre. Les évènements se produisant sous les électrodes de garde latérales, beaucoup plus épaisses, sont rejetés, tout comme les évènements de surface, à mauvaise collecte de charge.*

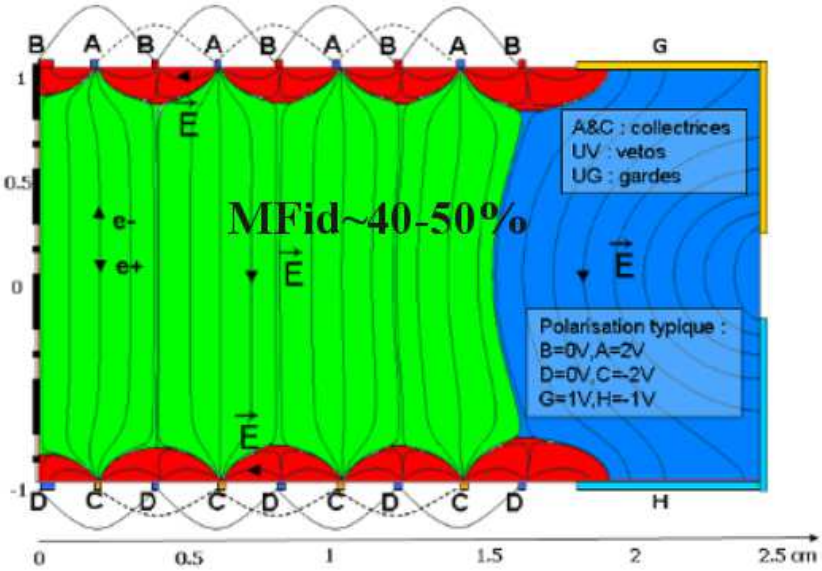

Figure 2.7 – *Vue en coupe d'un bolomètre InterDigit avec les lignes de champ à l'intérieur du cristal. Les trois couleurs correspondent aux trois zones d'interaction possibles. Le volume utile de détection (volume fiduciel) est en vert. Des évènements se produisant dans cette région donnent des charges qui sont collectées sur les électrodes A et C sur les deux faces opposées. Le volume latéral en bleu correspond à la région située sous les électrodes de garde (électrodes G et H). Les évènements se produisant sous les gardes sont rejetés. Enfin, le volume constitué de toutes les zones en rouge est celui dans lequel se produisent toutes les interactions en surface. Un évènement ayant lieu au niveau de la surface supérieure donnera du signal sur les électrodes A et B, tandis qu'un évènement proche de la surface inférieure donnera de la charge sur les électrodes C et D. Les évènements de surface, à mauvaise collecte de charge, sont tous rejetés après identification.*

Figure 2.8 – *Photographie d'un bolomètre Full InterDigit de 800 grammes (FID800) avec son support en cuivre.*

d'ébullition à la pression atmosphérique est de 4.2 K. Pour l'isotope ^{3}He, plus rare, elle est de 3.2 K. Cependant, en abaissant la pression, on peut faire descendre ces valeurs à 0.9 K avec une pression d'environ 5×10^{-2} mbar pour ^{4}He, et à 0.3 K avec une pression de l'ordre de 3×10^{-3} mbar pour ^{3}He. Pour descendre en-dessous de 0.3 K en assurant une puissance de réfrigération suffisante, il existe une solution qui consiste à tirer profit des caractéristiques thermodynamiques du mélange de l'^{3}He dans l'^{4}He (d'où le nom de cryostat à dilution).
Nous présentons sur la figure 2.9 le diagramme de phases du mélange ^{3}He - ^{4}He. On y distingue trois phases : la première où le mélange se comporte comme un fluide homogène, la seconde dans laquelle il est superfluide, et la troisième située en-dessous du point triple (T = 0.86 K) et pour laquelle le mélange liquide se sépare en deux phases : l'une riche en ^{3}He (le concentré), et l'autre riche en ^{4}He (le dilué). Sur le diagramme, la phase concentrée se situe en-dessous et à droite du point triple, le long de la ligne d'équilibre. La phase diluée quant à elle se situe en-dessous et à gauche du point triple, à proximité de la l'autre ligne d'équilibre. On peut constater que la phase concentrée peut être composée de quasiment 100 % d'^{3}He, et que la phase diluée ne peut jamais contenir moins de 6.4 % d'^{3}He.
Dans le cryostat (figure 2.10), le mélange est séparée en deux phases liquide/vapeur en équilibre. Du fait de la différence des pressions de de vapeur saturante de ^{3}He et ^{4}He, lorsque l'on pompe la vapeur au-dessus de la phase diluée, le gaz extrait est principalement composé d'^{3}He (à environ 96 %). La pression de vapeur de ^{3}He est en effet toujours très supérieure à celle de ^{4}He. Afin de rétablir l'équilibre qui a été modifié suite au pompage, il faut que des atomes d'^{3}He passent de la phase concentrée vers la phase diluée. Ce passage d'une phase à l'autre nécessité de l'énergie, qui est prélevée sous forme de chaleur latente à proximité de l'interface. C'est cet effet frigorifique qui permet de descendre jusqu'à de très basses températures dans un cryostat à dilution. Si cette transformation est adiabatique, la température des deux phases diluée et concentrée diminue, et leur concentration évolue de telle sorte que la phase concentrée tend vers 100 % d'^{3}He tandis que la phase diluée tend vers 6.4% d'^{3}He. Une détente de Joule-Thomson puis un passage dans des échangeurs thermiques permettent ensuite à l'^{3}He pompé d'être refroidi, avant qu'il soit réinjecté dans la phase condensée, lui assurant de rester riche en ^{3}He. Tout le système fonctionne en circuit fermé, et ne possède en principe pas de limite minimale pour la température atteinte. Les limitations proviennent essentiellement de l'efficacité des échangeurs thermiques et de la puissance réfrigérante nécessaire pour refroidir le ou les détecteurs.

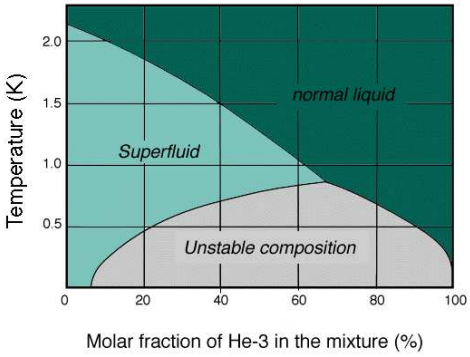

Figure 2.9 – *Diagramme de phase du mélange ^3He - ^4He. Le point triple est situé à 0.86 K.*

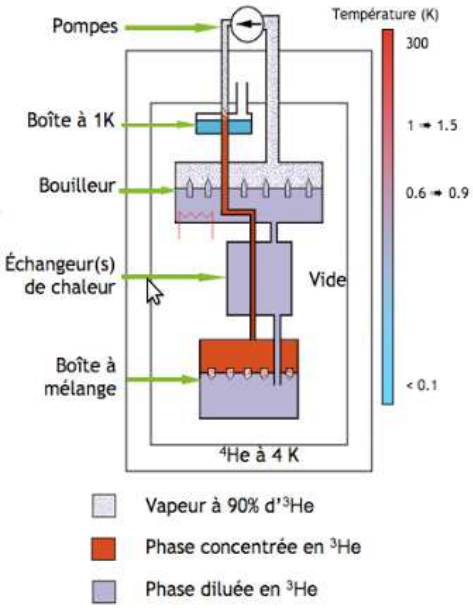

Figure 2.10 – *Schéma de principe d'un cryostat à dilution ^3He - ^4He (schéma réalisé par V. Tadè).*

Deuxième partie

Physique des détecteurs InterDigit

Chapitre 3

Détermination des lois de vitesse des porteurs dans le germanium à température cryogénique

3.1 Introduction

L'obtention des lois de vitesse des porteurs dans le germanium est un domaine qui a été relativement bien étudié pour des températures descendant jusqu'à 8 K, mais qui ne l'avait pas été jusqu'à très récemment pour des températures cryogéniques. Des mesures récentes, effectuées dans le cadre des expériences de recherche de matière noire Edelweiss et CDMS, ont permis il y a peu d'obtenir des données à quelques dizaines de mK avec un champ de faible intensité, parallèle à l'axe cristallographique [100] ([122, 134, 138, 148, 153, 156]). Les références [134, 153] contiennent aussi des résultats de simulations Monte-Carlo pour l'obtention des vitesses des porteurs. Nous présentons ici les lois de vitesse expérimentales déterminées à 20 mK pour des champs électriques compris entre une fraction de V/cm et 10 V/cm, parallèles à l'axe [100], et avec deux cristaux de pureté différente. La connaissance préalable de ces lois de vitesse est indispensable pour pouvoir modéliser la collecte des charges dans les cristaux de germanium, car le temps de montée (et la durée totale) des signaux de charge sur les électrodes dépend directement de la durée de la dérive des porteurs dans les cristaux. On remarquera aussi que le courant instantané qui circule dans une électrode est relié à la vitesse des porteurs par le théorème de Ramo, présenté plus haut dans ce manuscrit.

3.2 Protocole expérimental

3.2.1 Configuration du dispositif

Les prises de données ont été effectuées dans un cryostat dédié à la R&D pour Edelweiss, qui peut descendre jusqu'à 16 mK environ. Nos mesures ont été réalisées à 20 mK afin de garantir une bonne stabilité de la température au cours du temps. La mesure se

fait via des amplificateurs de charge (à température ambiante) et la chaîne d'acquisition est gérée par le logiciel Labview. Deux bolomètres ont été testés, l'un (ID201) de haute pureté avec une densité nette $|N_A - N_D| \lesssim 10^{10}$ impuretés dopantes/cm^3, et le second (ID203) dopé avec une densité d'environ 10^{11} impuretés électriquement actives/cm^3. Les deux cristaux sont de type n. Il s'agit de bolomètres InterDigit à électrodes concentriques (200 grammes, 2 cm d'épaisseur et 48 mm de diamètre). Ces détecteurs sont équipés d'une source d' ^{241}Am qui émet principalement des γ de 59.5 keV, placée au centre de l'une des deux faces avec un collimateur (de diamètre 2 mm environ), de façon à ce que l'irradiation ait lieu seulement sur la partie centrale de la surface des bolomètres (sur une seule face), et à faible distance de la surface (voir le profil d'absorption des γ de 59.5 keV dans le germanium sur la figure 3.1, sur laquelle la profondeur est indiquée en cm par rapport au plan médian : la face irradiée est à -1 cm, l'autre face à $+1$ cm). De cette façon, on impose que le transport des charges se fasse dans le volume central du détecteur seulement, dans une zone où le champ électrique peut être considéré comme uniforme, et on s'affranchit ainsi de tout effet de bord potentiel (voir figure 3.2). Sur cette figure, le potentiel des électrodes est à -1 V sur la face inférieure et à $+1$ V sur la face supérieure, mais si l'on multiplie tous les potentiels par un même facteur numérique, la géométrie du champ reste inchangée. Le boîtier qui entoure le bolomètre est à la masse du cryostat (V=0), et n'est pas représenté (mais il est pris en compte dans les conditions aux limites pour résoudre l'équation de Laplace). Les équipotentielles sont indexées par le potentiel qui leur est associé. La zone représentée en gris est un volume cylindrique de rayon 1.4 cm, centré sur l'axe du détecteur, et limité en hauteur par les plans z = -0.95 cm et z = +0.95 cm. Pour la polarisation des électrodes considérée, le calcul montre que l'intensité moyenne du champ électrique dans ce volume vaut 0.90 V/cm (avec un écart-type de 0.05 V/cm autour de cette valeur).

3.2.2 Câblage des électrodes de collecte

Le câblage des électrodes (également représenté sur la figure 3.2) a été fait de telle sorte que les électrodes de la face exposée à la source sont toutes reliées entre elles et regroupées sous la dénomination d'électrode H. Sur la face non-irradiée, les électrodes ont été reliées de la façon indiquée sur le schéma, si bien que nous avons au final cinq groupements d'électrodes dénommés A, B, C, D et G (A étant le groupement d'électrodes central et G le groupement d'électrodes le plus extérieur). Cette configuration est destinée à la détermination des lois de vitesse, mais aussi à l'étude de la répartition spatiale des charges entre les différentes voies de mesure (voir le chapitre sur les effets d'anisotropie). Le potentiel électrique appliqué aux électrodes des deux faces du détecteur est symétrique par rapport à la masse. Selon le signe imposé sur une face et sur l'autre, on peut donc faire migrer soit les électrons, soit les trous issus des paires crées par les γ de l' ^{241}Am à travers toute l'épaisseur du bolomètre (2 cm). On sait par ailleurs que la longueur d'absorption des γ de 59.5 keV est de 1.2 mm environ (voir la figure 3.1). En conséquence, l'interaction des γ dans le détecteur doit se faire dans un très petit volume, ne dépassant pas quelques mm^3, le long de l'axe du détecteur et à proximité de la surface irradiée. Nous avons donc indiqué sur la figure 3.2 le lieu probable d'interaction des γ (symbole étoilé rouge) ainsi que le "cône" de diffusion maximal des électrons lors de la collecte (lignes en magenta).

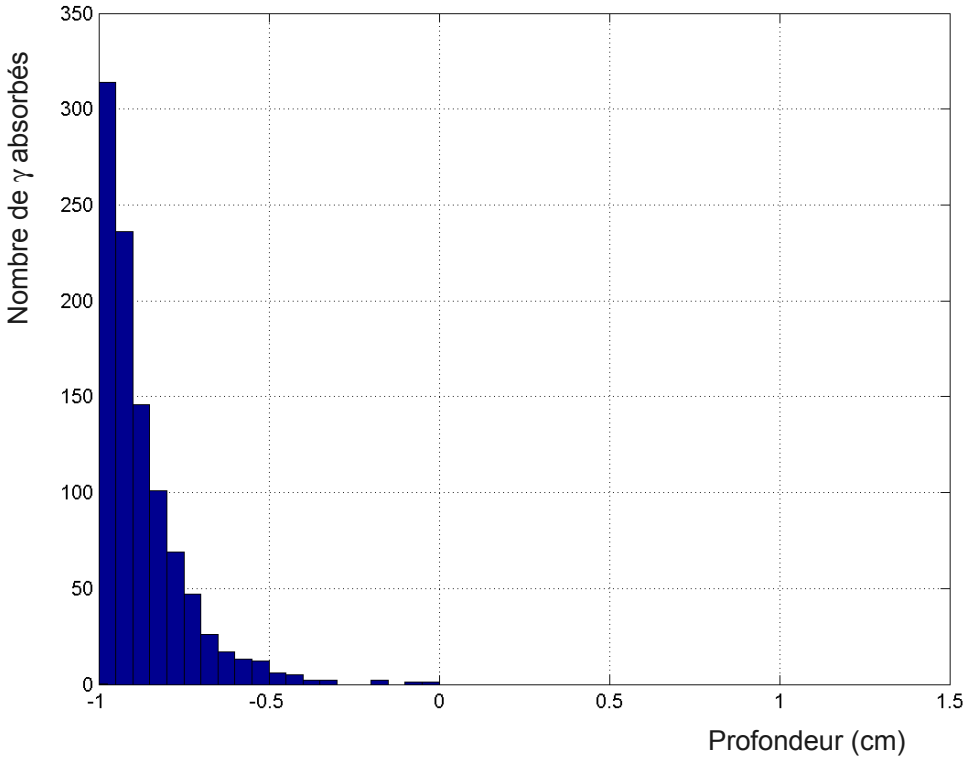

Figure 3.1 – *Profil d'absorption des γ de 59.5 keV dans le germanium. La profondeur est indiquée en cm par rapport au plan médian : la face irradiée est à -1 cm, l'autre face à $+1$ cm. La longueur d'absorption correspondante est de 1.2 mm.*

Il a en effet été montré ([153, 156]) que l'anisotropie du transport électronique dans le germanium générait des trajectoires pour les électrons dont la direction pouvait faire un angle allant jusqu'à 35° par rapport à l'axe [100]. On peut ainsi vérifier que les porteurs vont migrer dans la zone centrale du détecteur dans laquelle le champ est uniforme.

3.2.3 Prise de données

Avant chaque mesure, une neutralisation de la charge d'espace macroscopique est réalisée par irradiation des détecteurs avec des LEDs infrarouges (voir l'étude de la régénération par LEDs au chapitre 6, et les références [140] et [147]). Ce processus (qualifié de régénération des cristaux) est nécessaire afin de garantir la reproductibilité des mesures, en particulier à faible champ où les charges parasites qui subsisteraient dans le cristal pourraient sinon induire un contre-champ et perturber significativement la prise de données.

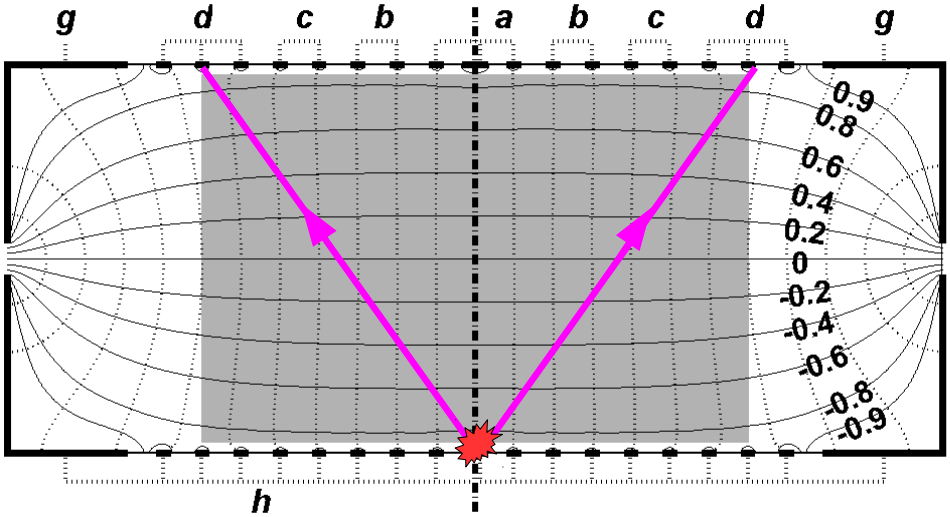

Figure 3.2 – *Vue en coupe d'un bolomètre InterDigit de 200 g avec indication des lignes de champ (en pointillés) et des équipotentielles (traits pleins). Le potentiel des électrodes est ici à -1 V sur la face inférieure et à +1 V sur la face supérieure. Le boîtier qui entoure le bolomètre est à la masse du cryostat (V=0), et n'est pas représenté mais il est pris en compte dans le calcul. Les équipotentielles sont indexées par le potentiel qui leur est associé. La zone représentée en gris est un volume cylindrique de rayon 1.4 cm, centré sur l'axe du détecteur, et limité en hauteur par les plans z = -0.95 cm et z = +0.95 cm, dans lequel le champ est sensiblement uniforme. Avec la polarisation des électrodes représentée, le calcul montre que l'intensité moyenne du champ électrique dans ce volume vaut 0.90 V/cm (avec un écart-type de 0.05 V/cm autour de cette valeur). Le symbole étoilé rouge représente la zone caractéristique d'interaction des γ. Les lignes en magenta délimitent la zone dans laquelle peuvent dériver les électrons (voir le chapitre sur l'anisotropie).*

3.2.4 Contrôle de l'orientation cristallographique

Afin d'être sûr que nos deux échantillons étaient bien orientés selon l'axe cristallographique [100], nous avons réalisé des diagrammes de Laue pour les deux cristaux (clichés de diffraction d'un faisceau de rayons X par le cristal de germanium). Les deux diagrammes sont donnés sur la figure 3.3, à gauche pour l'échantillon ultra-pur (ID201) et à droite pour l'échantillon dopé (ID203) respectivement. Le dispositif est tel que le faisceau de rayons X incident est perpendiculaire aux faces planes du bolomètre (donc parallèle à l'axe du détecteur). Si l'axe du détecteur est bien orienté selon [100], on doit alors obtenir

une figure de diffraction avec une symétrie de rotation d'ordre 4. C'est effectivement ce que l'on obtient, avec une incertitude inférieure à 1 ou 2 degrés au maximum.

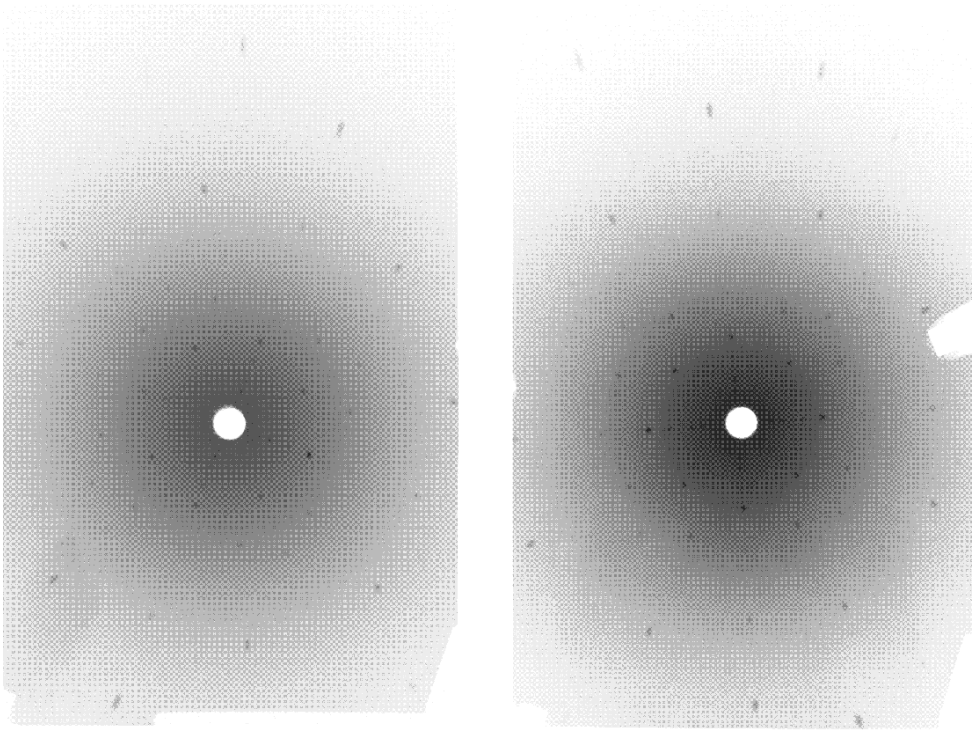

Figure 3.3 – *Diagrammes de Laue pour les 2 échantillons étudiés (à gauche ID201, à droite ID203). L'alignement des taches de diffraction et la symétrie de rotation d'ordre 4 confirment que l'axe du détecteur est dirigé selon l'axe cristallographique [100].*

3.3 Méthode d'analyse

L'algorithme de détermination du temps de transit des porteurs repose sur l'estimation des temps de départ et de fin de la collecte. La principale difficulté consiste à trouver une méthode suffisamment robuste vis-à-vis du bruit des voies de mesure afin de réduire au maximum le biais que cela pourrait générer par rapport à un signal idéal non-bruité. Dans ce but, nous avons choisi de travailler à partir de la voie H, puisque c'est sur cette voie que le rapport signal/bruit est le meilleur (cette voie collecte toute la charge sur la face irradiée lors d'une interaction). Nous avons également choisi de définir l'instant de départ comme le temps moyen entre le temps associé au dernier point situé au-dessus de la ligne de base moyenne au départ + 0.5 sigma et le temps associé au dernier point situé au-dessus de la ligne de base moyenne au départ - 0.5 sigma (où sigma est l'écart-type du bruit de la ligne de base). Le point d'arrivée est quant à lui défini comme le point dont le temps associé est le temps moyen entre le premier point en-dessous de la ligne de base moyenne à l'arrivée + 0.5 sigma et le premier point en-dessous de de la ligne de base moyenne à l'arrivée - 0.5 sigma. Cette méthode réduit considérablement le risque de mauvaise estimation des points de départ et d'arrivée à cause du bruit. Une illustration graphique de cette méthode est donnée sur la figure 3.4. Les deux lignes en bleu clair correspondent aux limites à + 0.5

sigma et - 0.5 sigma par rapport à la ligne de base moyenne (elle-même en bleu foncé). Le point rouge est le point de départ déterminé comme énoncé plus haut, et le point violet est le point d'arrivée.

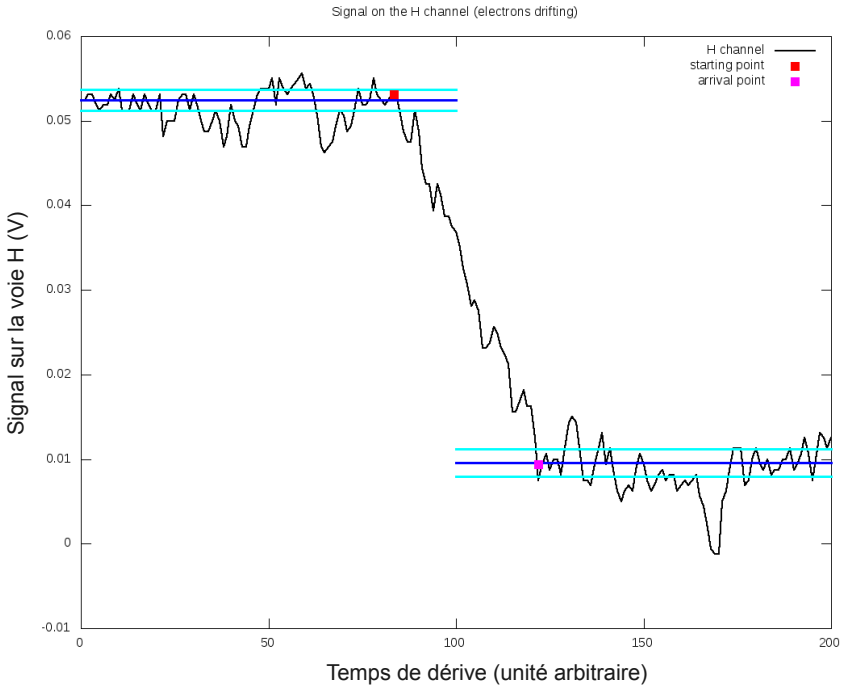

Figure 3.4 – *Illustration du procédé de détermination du temps de collecte sur la voie H. Les lignes dessinées en bleu clair sont les niveaux à + 0.5 sigma et - 0.5 sigma par rapport à la ligne de base moyenne (représentée en bleu foncé). Le point rouge correspond au début de la collecte, le point violet à la fin de la collecte.*

La distribution des temps de collecte est une gaussienne pour des champs dans le détecteur inférieurs à 2 V/cm environ (figure 3.5). Au-delà, la distribution est quasi-gaussienne avec une queue de distribution additionnelle vers les temps les plus élevés (figure 3.6). Dans tous les cas, nous choisissons comme temps de collecte le temps correspondant au maximum de la distribution. La répartition des temps de collecte présente la même forme pour les électrons et pour les trous. Nous montrons ici des exemples pour les électrons seulement par souci de concision. L'échelle de l'axe temporel sur les figures 3.5 et 3.6 est graduée en nombre de points d'échantillonnage (à 20 ns par point). La vitesse est déterminée en divisant la longueur de parcours des porteurs (2 cm) par le temps de transit ainsi déterminé. On notera que nous calculons ici la projection de la vitesse sur la direction [100], qui coïncide avec l'axe du détecteur. Les éventuels effets de *straggling* transverse suite à la diffusion des porteurs lors du transit seront discutés au chapitre traitant de l'anisotropie du transport.

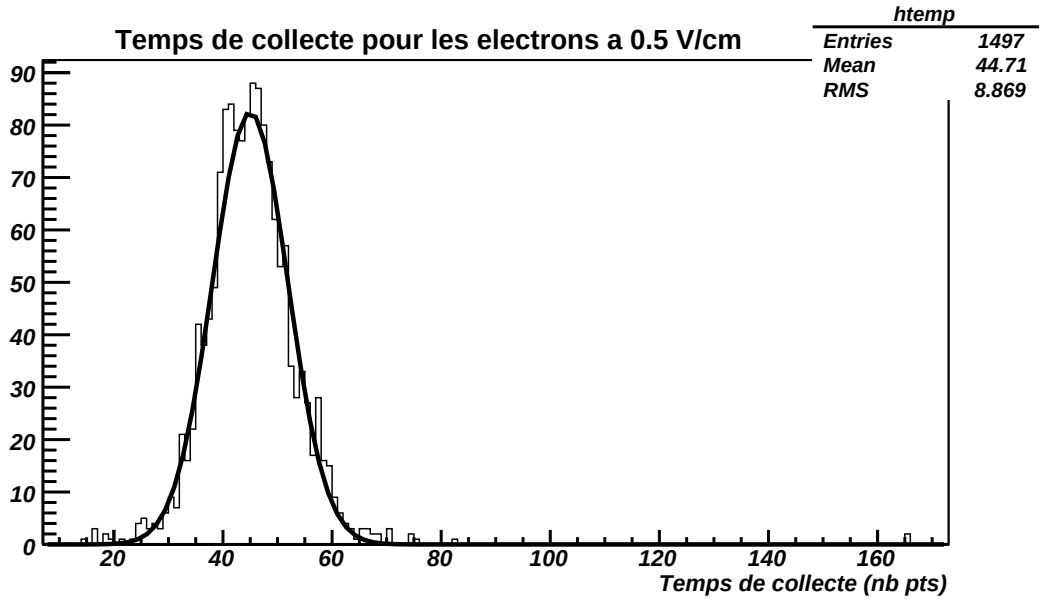

Figure 3.5 – *Distribution des temps de collecte pour les électrons à 0.5 V/cm. La distribution suit une loi normale. L'échelle des abscisses est graduée à 20 ns/point.*

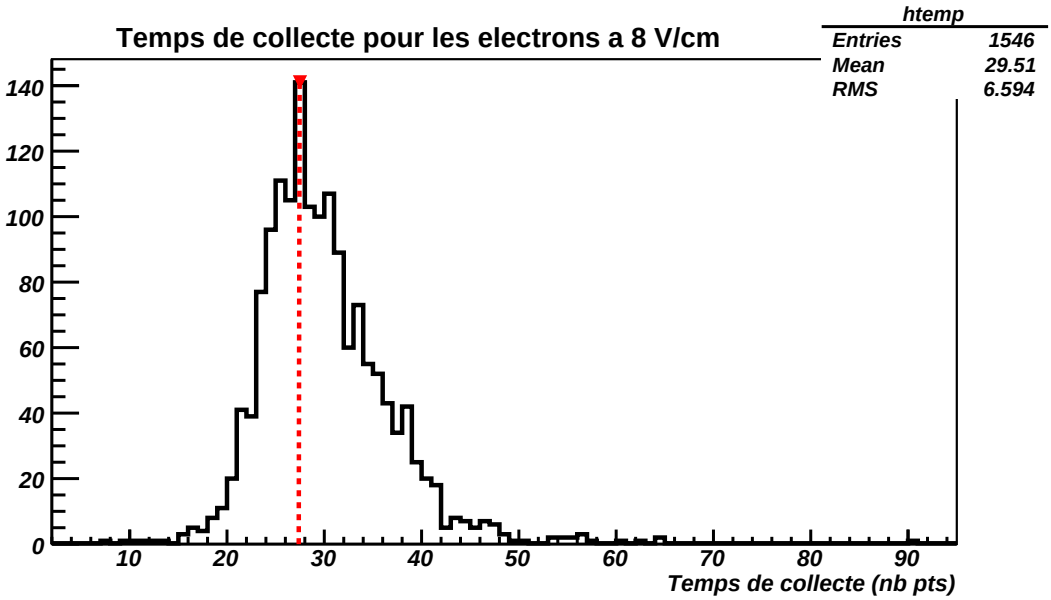

Figure 3.6 – *Distribution des temps de collecte pour les électrons à 8 V/cm. La distribution est quasi-gaussienne, mais on notera la queue de distribution aux temps les plus élevés. Le temps de collecte choisi correspond au maximum de la distribution (ligne rouge en pointillés). L'échelle des abscisses est graduée à 20 ns/point.*

3.4 Résultats

Les résultats obtenus sont résumés sur la figure 3.7 pour les électrons, et sur la figure 3.8 pour les trous. Nous avons aussi tracé sur les figures les données expérimentales obtenues par Sundqvist et al. à 40 mK, ainsi que les résultats des simulations Monte-Carlo

(simulation à 20 mK issue de la référence [153] et à 40 mK issue de la référence [134] pour les électrons ; pour les trous, la simulation à 40 mK de la référence [134] est la seule existante à ces températures). Les barres d'erreur indiquées pour nos mesures correspondent aux erreurs statistiques telles qu'elles résultent de l'analyse précédente. Le champ électrique est calculé dans la zone dans laquelle dérivent les charges (zone grisée de la figure 5.4).

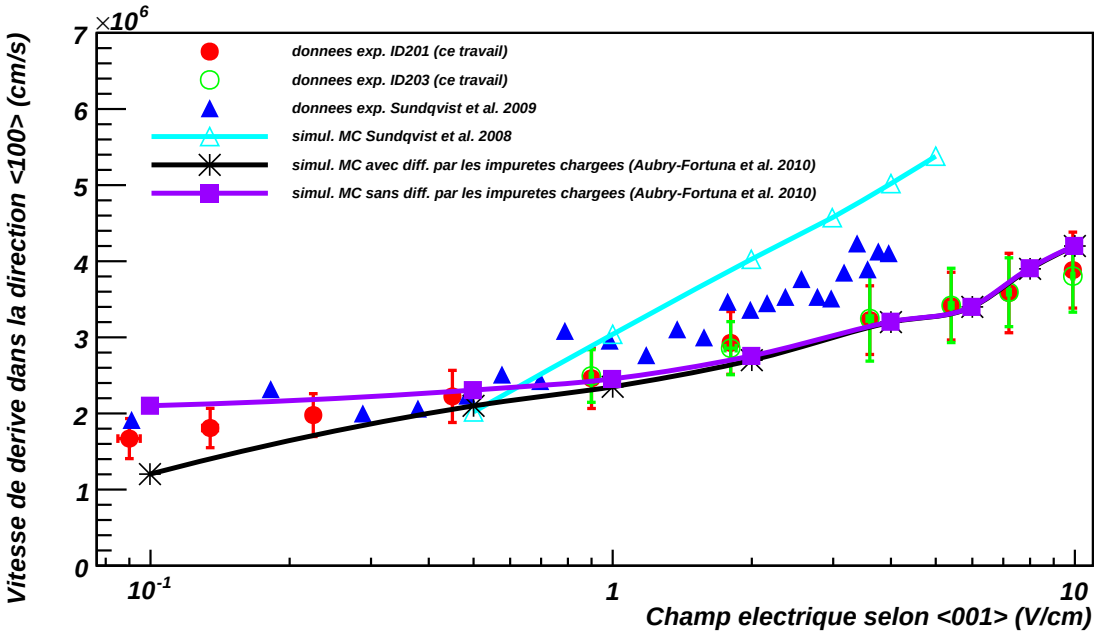

Figure 3.7 – *Lois de vitesses des électrons dans le germanium à 20 mK, dans la direction <100>. Les simulations Monte-Carlo d'Aubry-Fortuna et al. sont tirées de la référence [153], celle de Sundqvist et al. de la référence [134]. Les données expérimentales de Sundqvist et al. sont tirées de [134] et de [148].*

3.5 Discussion des résultats

3.5.1 Électrons

Nos mesures de vitesse des électrons prolongent jusqu'à 10 V/cm environ les données expérimentales précédemment publiées. On peut effectuer deux constatations immédiates :

1. Tout d'abord, les lois de vitesse obtenues pour les deux cristaux étudiés sont confondues, à l'incertitude des mesures près. Nous ne constatons aucune variation associée à la différence de pureté, même si nos mesures pour l'échantillon ID203 ne débutent qu'à 1 V/cm et qu'on ne peut donc pas comparer les deux échantillons pour les champs les plus faibles.
2. Les lois de vitesse expérimentales que nous avons obtenues pour les deux échantillons sont bien compatibles avec les lois de vitesse issues de simulations Monte-Carlo tirées de ([153]) pour les champs supérieurs à 0.5 V/cm (qu'il s'agisse de la simulation avec

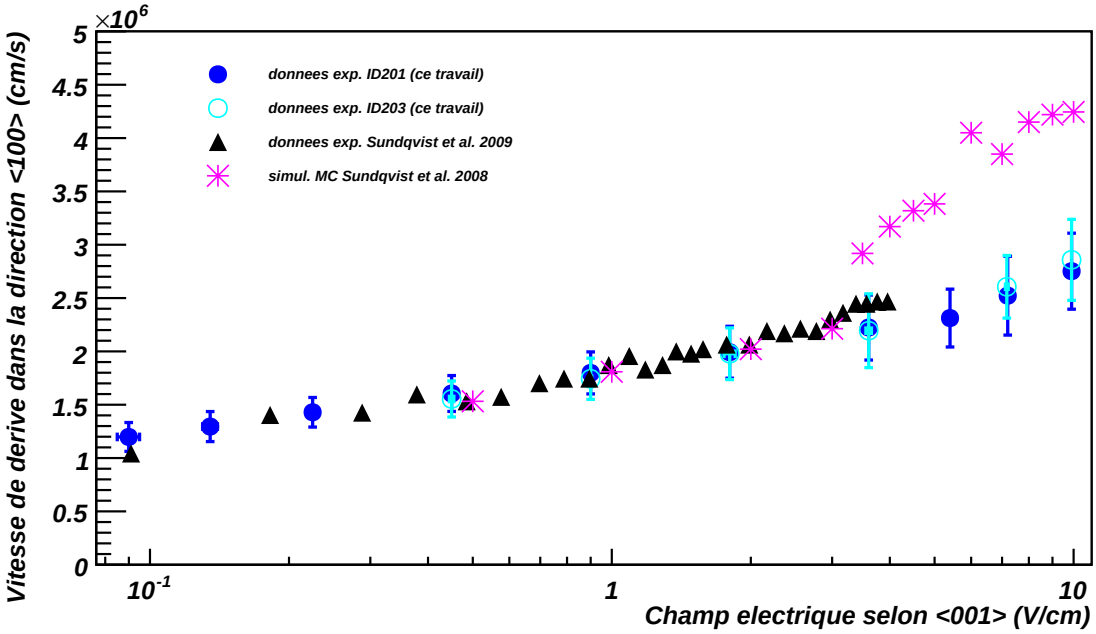

FIGURE 3.8 – *Lois de vitesses des trous dans le germanium à 20 mK, dans la direction <100>. La simulation Monte-Carlo est tirée de [134], les données expérimentales de Sundqvist et al. de [134] et de [148].*

ou sans prise en compte de la diffusion par les impuretés chargées). En-dessous de 0.5 V/cm, nos mesures se positionnent entre les deux lois simulées dans [153], avec ou sans diffusion par les impuretés ionisées.

Il y a par contre un désaccord avec les données expérimentales obtenues par Sundqvist et al. pour les champs supérieurs à 1 V/cm, puisque nos vitesses sont systématiquement inférieures aux leurs. Nous n'avons pas d'explication à ce désaccord. En-dessous de 1 V/cm, les données expérimentales sont par contre toutes compatibles entre-elles.

3.5.2 Trous

Concernant les trous, nos mesures sont en très bon accord avec les mesures publiées par Sundqvist et al. ([134]), tout en les prolongeant jusqu'à des champs électriques plus élevés (de l'ordre de 10 V/cm). En revanche, nous ne sommes pas compatibles avec la simulation Monte-Carlo de cet auteur au-dessus de 3 V/cm. On notera que la même constatation s'applique pour les mesures expérimentales de vitesses des trous réalisées par Sundqvist et al., qui ne sont pas en accord avec la théorie. Au-dessus de 3 V/cm, la théorie prédit que les trous atteignent un seuil en énergie à partir duquel ils doivent commencer à émettre des phonons optiques (lorsque leur énergie dépasse $\sim$ 37 meV). Cela doit normalement aboutir à une augmentation de la population de trous à basse énergie, ce qui rend leurs trajectoires plus sensibles au champ électrique (avec des déflexions plus importantes) et qui fait augmenter leur vitesse de dérive : c'est le processus de *streaming motion* ([37, 148]). Cet effet n'est donc pas observé expérimentalement. Par ailleurs, et de même que pour les électrons, aucune différence liée au dopage du cristal n'a été observée

dans nos mesures (au-dessus de 0.5 V/cm, puisque c'est le champ le plus faible pour lequel nous disposons de données de comparaison entre les deux échantillons).

3.5.3 Conclusion sur les lois de vitesse

En résumé, nous avons déterminé les lois de vitesse expérimentales en fonction du champ pour les deux types de porteurs (électrons et trous) à 20 mK dans la direction <100>, dans deux échantillons de différentes puretés. Quels que soient les porteurs considérés, on n'observe aucun effet lié à la pureté du cristal sur la vitesse.
Concernant les électrons, nos données expérimentales sont en excellent accord au-dessus de 0.5 V/cm avec la modélisation Monte-Carlo publiée par Aubry-Fortuna et al. ([153]), ce qui démontre que les processus physiques dominants sont bien compris pour le calcul de la vitesse des électrons sur toute la gamme de champ électrique allant de 0.5 à 10 V/cm environ. En-dessous de 0.5 V/cm, nos mesures suggèrent la présence de centres diffuseurs dans le cristal mais ne permettent pas d'évaluer précisément leur densité. On constate simplement que nos résultats expérimentaux se positionnent entre la loi simulée sans diffusion par les impuretés ionisées, et la loi simulée avec une densité de 10^{10} impuretés/cm^3. La nature de ces centres diffuseurs reste encore à identifier. Il pourrait s'agir de niveaux profonds associés à des impuretés ou des défauts dans le cristal (lacunes, dislocations). On peut également envisager un effet lié au dopant, mais le chapitre de ce manuscrit consacré à cet aspect du problème montre que les densités mesurées de centres A^+ ou D^- (qui sont des états de charge des impuretés dopantes observés à très basse température seulement) sont au maximum de l'ordre de 10^7/cm^3, ce qui a priori serait insuffisant pour expliquer les effets observés sur la vitesse des porteurs. Cela pose également des questions sur la compréhension du processus de régénération des cristaux (neutralisation de la charge d'espace dans le cristal), car ces observations impliquent la présence d'une densité significative ($\gtrsim 10^{10}$ cm^{-3}) de centres diffuseurs dans les détecteurs en fonctionnement, même après la phase de régénération ([188, 196]).
Pour les trous, nos mesures prolongent celles réalisées par Sundqvist et al. jusqu'à 10 V/cm et sont compatibles avec ces dernières. Par contre, on voit que la seule modélisation qui existe à température cryogénique ne rend pas compte des vitesses expérimentales au-dessus de 3 V/cm, ce qui incite à développer ce type de simulation afin de compléter la compréhension que nous avons du mouvement des porteurs dans le germanium à basse température. En particulier, le "saut" de vitesse prédit par la théorie à partir de 3 V/cm n'est pas observé, ni dans notre expérience, ni dans les mesures réalisées par Sundqvist et al. dans le cadre de l'expérience CDMS.

Chapitre 4

Incidence des effets d'anisotropie du transport et de diffusion transverse des porteurs sur la collecte de charge dans les détecteurs InterDigit

4.1 Présentation

L'une des questions majeures qui subsiste actuellement pour la compréhension des détecteurs d'Edelweiss est la façon dont la charge induite se répartit sur les différentes électrodes de mesure, qui est directement dépendante de l'évolution des charges dans le cristal lors de la collecte. Nous souhaitions donc pouvoir comprendre les différents mécanismes susceptibles d'intervenir dans les trajectoires que suivent les charges dans un double but : d'abord pour améliorer notre compréhension des processus fondamentaux du transport et ensuite pour être en mesure de modéliser avec précision le comportement des bolomètres InterDigit. Dans cette optique, nous avons mis au point un montage expérimental dédié pour répondre à ces questions avec une configuration qui soit la plus simple possible. Cette expérience présente également une originalité particulière car ce type de mesures n'a jamais été réalisé auparavant. De même que pour la détermination des lois de vitesse, deux échantillons de pureté différente ont été testés.
Les principaux résultats détaillés dans ce chapitre confirment l'importance des effets d'anisotropie du transport dans le germanium pour les électrons et mettent en évidence leurs conséquences sur la collecte. Des phénomènes de *straggling* transverse dus à la diffusion des porteurs lors du transit ont également été observés, en particulier dans le régime de champ dans lequel fonctionnent les détecteurs d'Edelweiss, ce qui démontre l'importance de cette étude. Bien-sûr, les conditions de polarisation des électrodes de collecte dans cette étude sont différentes de celles qui sont habituellement utilisées dans Edelweiss pour optimiser le rejet des évènements de surface, mais dans les deux cas la géométrie du champ dans le détecteur est telle qu'un grand volume du bolomètre présente un champ sensiblement uniforme avec des intensités de l'ordre de 1 V/cm, ce qui est typiquement le domaine de champ pour lequel les effets liés aux impuretés (centres diffuseurs) sont maximisés.

Le *straggling* transverse est quant à lui masqué par la configuration des électrodes telles qu'elles sont regroupées lorsque les détecteurs sont en fonctionnement au LSM, mais cet effet est de toute évidence également toujours présent.

4.2 Physique du transport des porteurs chauds dans le germanium

4.2.1 Cas des électrons

La première mention du phénomène de transport anisotrope pour les électrons dans le germanium a été faite par Shibuya en 1955 ([12]), suivi par Sasaki et al. en 1958 ([13]). D'autres publications ont ensuite confirmé et étudié ce problème (voir par exemple [17, 20, 153, 156]). La raison de ce comportement anisotrope provient de la forme des surfaces d'énergie constante dans l'espace réciproque. Dans le germanium en particulier, ces surfaces d'énergie constante sont des ellipsoïdes axés sur les quatre directions <111> (figure 4.1) avec un rapport entre le demi grand axe et le demi petit axe de l'ordre de 20 (d'où la présence de quatre vallées pour les électrons et le fort comportement anisotrope). L'accélération des électrons est déterminée par le produit tensoriel de l'inverse du tenseur des masses effectives par la force électrique. En général, le champ n'est pas parallèle à l'accélération (figure 4.2). Or, Price (cité par Nathan dans [20]) a montré que pour des surfaces d'énergie constante ellipsoïdales, et sous la condition de diffusion isotrope par les phonons, l'accélération des électrons était dirigée parallèlement à leur vitesse. Si par exemple dans un cristal de germanium, le champ électrique est orienté selon [100] (ce qui est le cas dans notre expérience), quatre vallées sont en position équivalente par rapport au champ, et les trajectoires des électrons sont toutes contenues dans un cône dont le sommet est le lieu de création des paires électron-trou et dont l'angle par rapport à l'axe [100] (demi-angle au sommet) est de 35°. Par ailleurs, les transitions inter-vallées ([16]), résultant de la probabilité qu'un électron passe d'une vallée à une autre, viennent compliquer le phénomène en redistribuant les électrons dans les quatre vallées lors de la collecte (figure 4.3). Cela provoque une diffusion des électrons, en particulier dans la direction transverse au champ (phénomène de *straggling*).

4.2.2 Cas des trous

Dans le cas des trous, les effets d'anisotropie du transport existent (structure de bande centrée en k=0 et surface d'énergie constante sphéroïdale "frippée" dans l'espace réciproque), mais sont beaucoup moins marqués - et donc visibles - que pour les électrons ([21, 34, 37, 56]). La vitesse des trous dans la direction <111> n'est par exemple pas la même que celle dans la direction <100> (à 8 K), mais la différence est minime (inférieure à 20 %), ce qui montre que les effets d'anisotropie du transport sont plutôt faibles dans le cas des trous. De plus, et à la différence des électrons, il n'existe pas d'équivalent au phénomène de transitions inter-vallées pour les trous. Il se produit un mouvement d'ensemble relativement unidirectionnel (*streaming motion*), initialement mis en évidence par

Pinson et Bray en 1964 ([21]). Nous confirmerons un peu plus loin dans ce chapitre que l'anisotropie est négligeable lors de la collecte des trous, mais que le phénomène de *straggling* (diffusion lors de la dérive) est par contre présent, notamment à faible champ où la diffusion par les impuretés joue un rôle majeur.

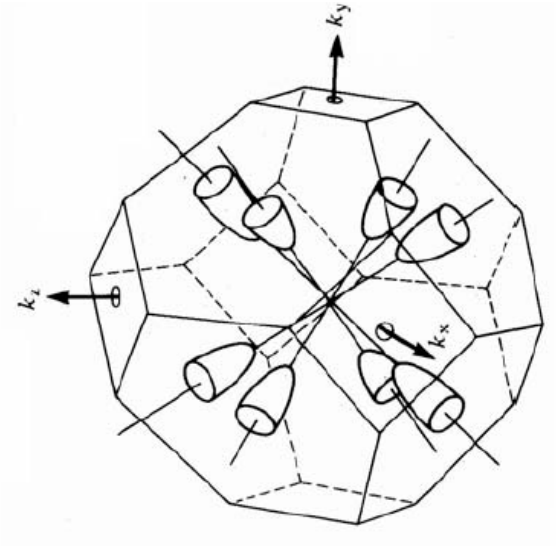

Figure 4.1 – *Représentation de la première zone de Brillouin et des surfaces d'énergie constante pour les électrons dans l'espace réciproque. Les ellipsoïdes de révolution sont centrés en bord de la première zone et dirigés selon les quatre axes <111>.*

4.3 Protocole expérimental et méthode d'analyse

Le dispositif expérimental est exactement le même que celui utilisé pour déterminer les lois de vitesse, mais l'utilité du câblage avec une segmentation des électrodes sur l'une des faces (voir schéma 3.2) prend ici tout son sens. En effet, nous voulions connaître la répartition des charges entre les différentes électrodes de collecte en fonction de l'intensité du champ, mais aussi comparer les trajectoires des porteurs pour les échantillons de différentes puretés. Le groupement des électrodes a été déterminé compte tenu de l'amplitude maximale attendue pour les effets d'anisotropie (35° environ). On notera que ce groupement des électrodes n'est pas celui qui est habituellement utilisé pour le fonctionnement des bolomètres dans l'expérience Edelweiss. Les électrodes annulaires qui devaient être regroupées ont été reliées par des fils soudés par *bonding* ultrasonore.
La répartition de la charge induite sur les différents groupements d'électrodes est tracée sur des diagrammes synthétiques en fonction de l'intensité du champ. Dans cette optique,

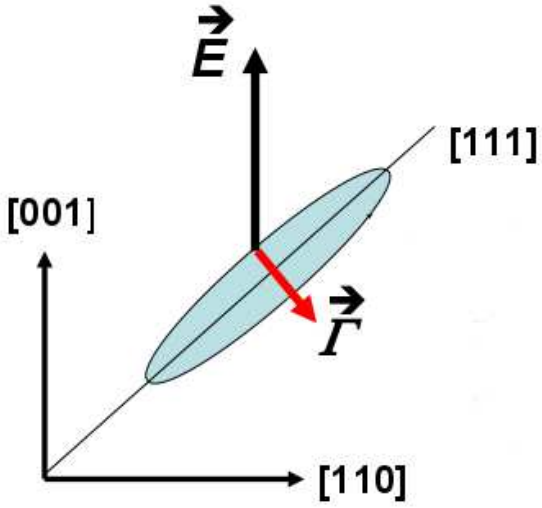

Figure 4.2 – *Section de la surface d'énergie constante pour les électrons dans l'espace réciproque par le plan médiateur. L'ellipsoïde de révolution est ici orientée selon [111]. Le champ et l'accélération ne sont en général pas parallèles : par exemple sur le schéma le champ est orienté selon [001] et l'accélération selon la normale au plan tangent à la surface d'énergie constante.*

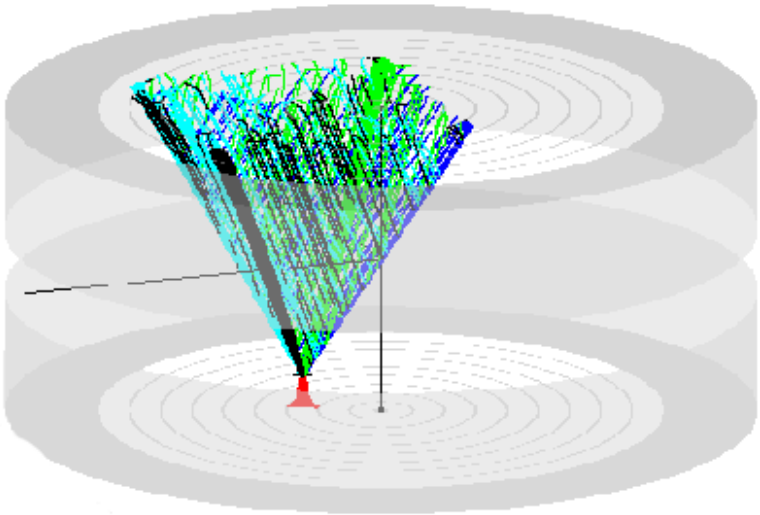

Figure 4.3 – *Illustration des trajectoires des électrons lors de la collecte dans un détecteur InterDigit de 400 g. Les trajectoires des trous sont en rouge, celles des électrons en bleu clair, bleu foncé, vert et noir selon leur vallée d'appartenance. On visualise bien le rôle de redistribution des transitions inter-vallées (simulation réalisée par A. Broniatowski).*

une correction est appliquée sur chaque voie de mesure afin de ramener les amplitudes mesurées à une échelle commune. En effet, les capacités de contre-réaction des amplificateurs de charge (2 pF) diffèrent quelque peu selon la voie de mesure (jusqu'à 20 %). Il est donc nécessaire d'effectuer une calibration relative des voies les unes par rapport aux autres pour avoir au final une référence d'amplitude unique. Nous normalisons ensuite les amplitudes mesurées sur chaque voie par rapport à la voie H, qui mesure la totalité de la charge collectée suite à une interaction dans le cristal. La calibration absolue en keV est réalisée en considérant que l'amplitude mesurée sur la voie H pour la polarisation des électrodes la plus élevée (24 V) correspond à une énergie de 59.5 keV (énergie des γ de l'^{241}Am). L'erreur commise en procédant de la sorte est négligeable, car pour cette tension, la valeur limite (asymptotique) de l'amplitude du signal sur la voie H est atteinte. Les lignes courbes qui relient les différents points de mesure sont des guides pour la vue (interpolation par des splines). Les barres d'erreur indiquées traduisent la dispersion des amplitudes mesurées sur les différentes voies pour chaque point de mesure. Cette dispersion inclut d'une part l'erreur statistique associée au bruit de la mesure, et d'autre part l'effet de phénomènes physiques lors de la collecte (en particulier, la diffusion transverse des porteurs). Cela se vérifie sur les diagrammes en observant la corrélation entre les voies de mesure : la voie H a des barres d'erreur beaucoup plus petites que les voies A et B par exemple. Il ne peut donc pas s'agir seulement de dispersion statistique, sinon la voie H (qui est équivalente à la "somme" des autres voies de mesure) présenterait une dispersion statistique plus élevée que celle des autres voies prises séparément.

4.3.1 Résultats

4.3.1.1 Électrons

Les résultats obtenus pour les électrons avec un champ dans la direction [100] sont présentés sur les figures 4.4 (ID201) et 4.5 (ID203). On observe d'importants effets de *straggling* transverse, en particulier aux tensions de polarisation les plus basses, et avec des différences notables entre les deux échantillons étudiés, ce qui implique des effets d'impuretés à faible champ. Au-dessus de 5 V/cm environ, le comportement des électrons est identique dans les deux cristaux. La dispersion de chaque mesure, conséquence du comportement diffusif des électrons, est indiquée par les barres d'erreur.

4.3.1.2 Trous

Pour les trous, nos mesures en fonction du potentiel appliqué aux électrodes et avec un champ orienté selon l'axe [100] montrent des effets de *straggling* moins marqués que dans le cas des électrons, ainsi qu'on peut le constater sur les figures 4.6 et 4.7 pour les échantillons ID201 et ID203 respectivement. On vérifie que la collecte est essentiellement réalisée sur la voie centrale A (ce qui est conforme au *streaming motion* attendu) et que la dispersion augmente à faible champ (ce qui traduit le mouvement de diffusion des trous et éventuellement aussi l'effet de la diffusion par les impuretés). On note également un piégeage croissant vers les champs faibles, que l'on peut observer par la perte d'amplitude de la voie H en-dessous de 1 V/cm. Le piégeage est par ailleurs plus important dans

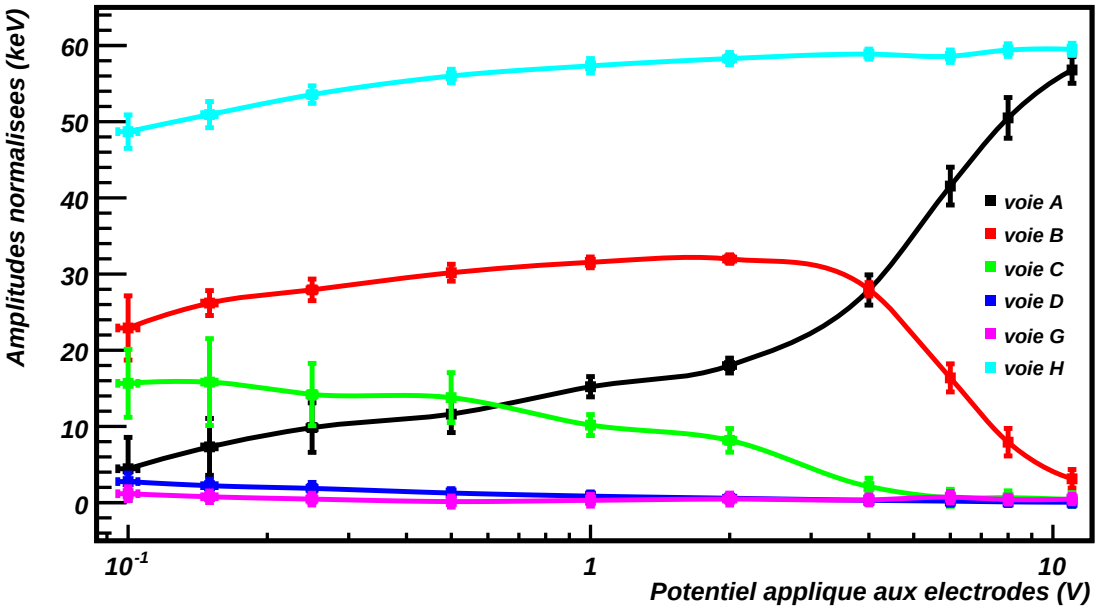

Figure 4.4 – *Diagramme synthétique représentant l'évolution de la répartition de la charge induite sur les voies de mesure du détecteur ID201 en fonction du potentiel appliqué aux électrodes lors de la migration des électrons selon l'axe [100].*

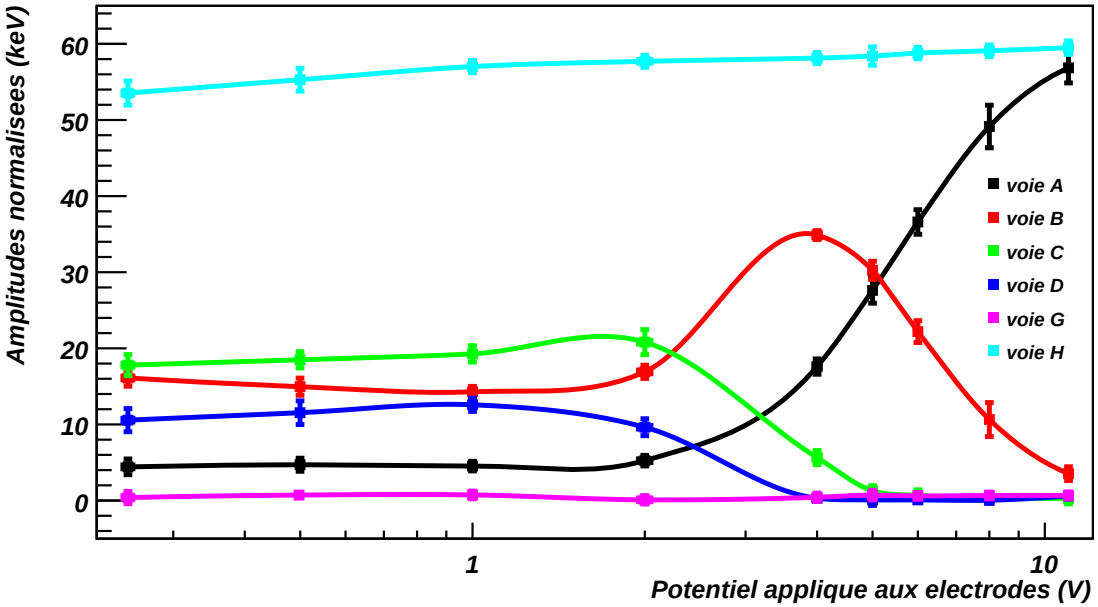

Figure 4.5 – *Diagramme synthétique représentant l'évolution de la répartition de la charge induite sur les voies de mesure du détecteur ID203 en fonction du potentiel appliqué aux électrodes lors de la migration des électrons selon l'axe [100].*

l'échantillon ID203 que dans l'échantillon ID201 : à 0.5 V/cm, la perte d'amplitude sur la voie H est beaucoup plus importante dans ID203. Les deux figures ont été mises à la

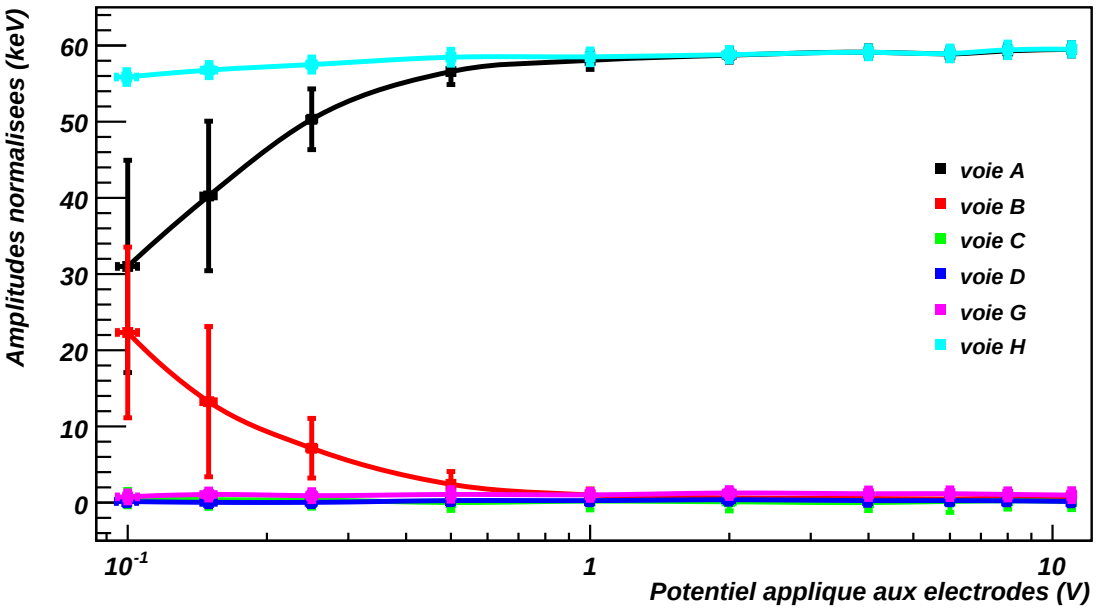

FIGURE 4.6 – *Diagramme synthétique représentant l'évolution de la répartition de la charge induite sur les voies de mesure du détecteur ID201 en fonction du potentiel appliqué aux électrodes lors de la migration des trous selon l'axe [100].*

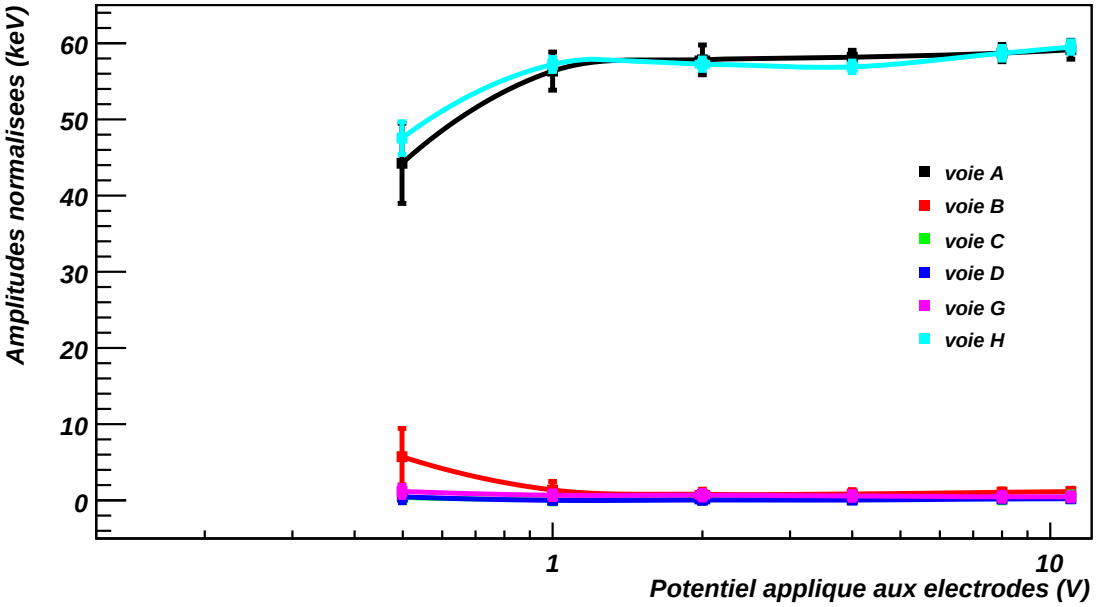

FIGURE 4.7 – *Diagramme synthétique représentant l'évolution de la répartition de la charge induite sur les voies de mesure du détecteur ID203 en fonction du potentiel appliqué aux électrodes lors de la migration des trous selon l'axe [100].*

même échelle pour qu'on puisse facilement les comparer, même si les mesures pour ID203 ne commencent qu'à 0.5 V/cm.

4.3.2 Discussion des résultats expérimentaux et conclusion

4.3.2.1 Électrons

Lors de la migration des électrons, on observe que la répartition de la charge induite évolue fortement en fonction du champ, et que des différences notables se produisent lorsque l'on compare les deux échantillons, principalement aux faibles tensions appliquées. L'anisotropie du transport et le *straggling* transverse des électrons sont les plus forts à faible champ puisque le signal de charge est présent sur tous les groupements d'électrodes à l'exception de la garde (groupement d'électrodes le plus extérieur), et la dispersion associée au signal de chaque voie y est la plus grande. Ce comportement est en accord avec ce qui est prédit par les simulations Monte-Carlo du transport (cf. figure 4.3), car on sait que les transitions inter-vallées répartissent les électrons dans les quatre vallées (repopulation) de telle sorte qu'au final la zone de collecte sur la face segmentée du bolomètre est très étendue. Des caractéristiques communes peuvent néanmoins être dégagées entre les deux échantillons, comme l'évolution du signal sur les voies A et B (voies les plus centrales), qui est la même pour les deux échantillons au-dessus de 4 V environ. Le comportement des électrons dans les deux cristaux diffère le plus pour les champs les plus faibles, entre 0 et 4 V environ, mais semble par contre relativement similaire dans les deux cristaux pour les champs les plus forts (entre 4 et 10 V environ), avec un passage graduel de l'un à l'autre. Étant donné que le contrôle par diffraction de rayons X a montré que nos cristaux avaient la même orientation cristallographique (parallèles à [100] avec une marge d'erreur très faible), on ne peut pas imputer ces différences de comportement à un effet de désorientation cristalline. Par ailleurs, nous avons respecté exactement le même protocole expérimental pour les deux échantillons et pour chaque point de mesure. La reproductibilité des mesures a également été soigneusement vérifiée. On n'est donc pas en présence d'un effet lié à des différences dans la préparation des cristaux ou dans la façon de mener l'expérience. Le seul facteur qui puisse expliquer nos observations est le contenu en impuretés. Ses effets sont les plus sensibles à faible champ, avec des répartitions caractéristiques (*patterns*) pour chaque cristal étudié.

4.3.2.2 Trous

Lorsque l'on étudie la répartition des charges suite à la migration des trous en fonction du potentiel appliqué aux électrodes, on constate que pour les très faibles tensions de polarisation (< 1 V), la charge se répartit entre les voies A et B, ce qui dénote un effet de diffusion transverse au champ (*straggling*). L'effet reste cependant assez limité puisque seules les deux voies les plus centrales sont concernées, les autres ne collectant aucune charge. Le mouvement diffusif des trous est par ailleurs nettement présent aux champs les plus faibles (l'amplitude des barres d'erreur traduit la dispersion des mesures). Au-dessus de 1 V, on n'observe pas de répartition entre les différentes voies de mesure, et les charges sont toutes collectées sur la voie centrale A, ce qui traduit le mouvement d'ensemble unidirectionnel des trous (*streaming motion*) dans la direction [100] du détecteur. En outre, on ne remarque pas de différence notable dans la répartition des charges selon l'échantillon étudié, même s'il est vrai que les mesures pour ID203 n'ont été effectuées qu'à partir de 0.5 V, ce qui ne permet pas de comparaison aux tensions appliquées les plus

faibles. On note par contre que le piégeage est plus important dans le cas de l'échantillon ID203.

4.3.2.3 Discussion sur le rôle des impuretés

La nature des impuretés en cause n'est pas connue, mais leur présence est certainement nécessaire pour rendre compte de nos résultats (ce qui va dans même le sens que la conclusion tirée de la discussion sur les lois de vitesse). Les impuretés dopantes pourraient a priori remplir ce rôle à condition d'être chargées. Une étude des centres A^+ et D^- dans le chapitre associé de ce manuscrit tend à rejeter cette possibilité vu les densités mesurées ($10^7/cm^3$), ce qui est insuffisant pour rendre compte des effets vis-à-vis des simulations (cf. simulation Monte-Carlo par Aubry-Fortuna et al. dans [153] avec une densité d'impuretés chargées de $10^{10}/cm^3$). Les centres A^- et D^+ sont également exclus car ils sont tous neutralisés lors de la régénération des détecteurs (irradiation à champ nul). Il demeure la possibilité de niveaux profonds associés à d'autres types d'impuretés ou défauts (oxygène par exemple), mais cette étude reste à effectuer. Nous n'avons donc pas plus d'informations pour conclure sur le sujet. Dans le régime des champs élevés, le fait que le comportement soit le même pour les deux échantillons indique que le processus dominant est l'interaction électron-phonon, et que la diffusion par les impuretés devient un mécanisme secondaire. Des simulations prenant en compte l'ensemble des processus physiques sous-jacents, y compris la diffusion des porteurs par des impuretés chargées, sont en cours de développement afin de tester ces hypothèses ([188]). Il faut souligner que ces effets d'anisotropie sont maximisés à champ faible (en-dessous de quelques V/cm), ce qui correspond précisément aux gammes de champ utilisées dans l'expérience Edelweiss. Cela montre donc l'importance d'une bonne compréhension des mécanismes physiques associés, et tout particulièrement des impuretés électriquement actives dans le germanium).

4.3.2.4 Remarque sur le piégeage dans les cristaux

On notera enfin que la voie H est un excellent indicateur du piégeage des charges lors de la collecte. En effet, l'amplitude des signaux sur cette cette voie tend vers une valeur limite pour les tensions de polarisation les plus élevées (au-dessus de 2 V environ pour ID201 et au-dessus de 5 V environ pour ID203). Cette valeur limite correspond à une énergie de 59.5 keV (énergie de la raie γ de l' ^{241}Am) puisque cette voie collecte toute la charge produite lors d'une interaction et qu'en l'absence de piégeage (ce qui est le cas à champ suffisamment élevé), toute la charge est collectée. La perte de charge à champ faible est donc une mesure de la quantité de porteurs piégés (qui peut devenir très importante pour les valeurs les plus faibles du champ). Un modèle simple qui suppose un transport parallèle au champ (ce qui n'est pas le cas des électrons comme nous l'avons vu) permet d'obtenir des estimations pour les longueurs de piégeage des porteurs dans le germanium (longueurs projetées suivant la direction du champ). La figure 4.8 montre ainsi les résultats obtenus pour ID203 avec un ajustement par une fonction du type $f(x) = A_0.exp(\frac{-x}{\lambda})$, où λ est la longueur de piégeage et x est la position le long de l'axe du détecteur.

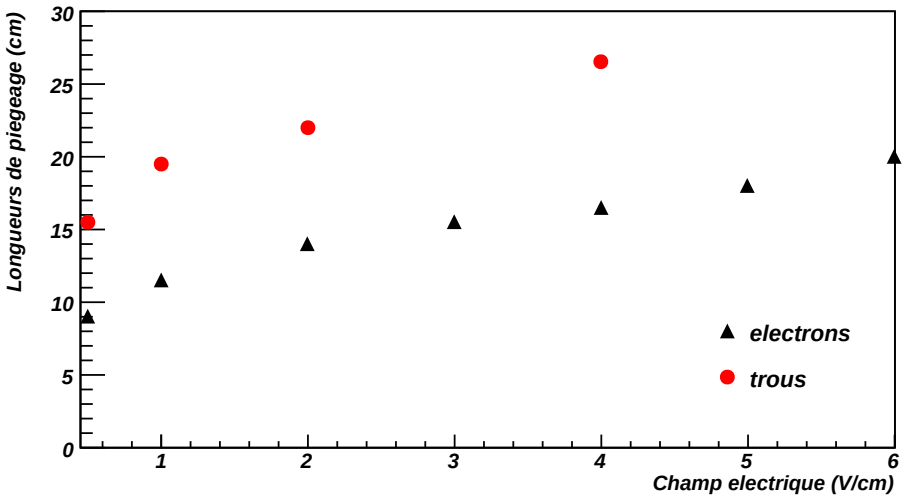

Figure 4.8 – *Longueurs de piégeage projetées selon la direction du champ (en cm) dans l'échantillon ID203 en fonction du champ électrique (triangles noirs pour les électrons, ronds rouges pour les trous).*

Chapitre 5

Étude d'un type de pièges liés aux impuretés dopantes

5.1 Motivations

Cette étude a été menée avec un cristal dopé de type n (échantillon ID203) ($\simeq 10^{11}$ impuretés électriquement actives/cm^3, à comparer avec les cristaux habituellement utilisés dans l'expérience Edelweiss pour lesquels on a plutôt $|N_A - N_D| < 10^{10}$ impuretés/cm^3). L'objectif de l'expérience est de mettre en évidence la présence de niveaux très peu profonds de pièges (type A^+ ou D^-) liés au dopage du matériau et de les caractériser. La technique consiste à remplir ces pièges sous irradiation contrôlée, puis à suivre la relaxation de courant due au dé-piégeage thermiquement activé, en se plaçant à des températures adéquates. L'analyse des données permet alors d'accéder aux paramètres physiques des pièges (densité, énergie d'activation de l'émission, intensité du champ électrique sur la cinétique de l'émission, sections de capture des porteurs), dont la connaissance importe tant du point de vue de la physique du détecteur que de la caractérisation des cristaux. Bien comprendre ces propriétés est également nécessaire pour pouvoir envisager l'utilisation de cristaux moins purs dans un futur proche afin de réduire le coût de fabrication des bolomètres.
Le rôle des impuretés ionisées sur la collecte des charges dans les cristaux a déjà été démontré par les observations effectuées sur le transport des charges dans les chapitres précédents (lois de vitesse et effets d'anisotropie). Nous souhaitions donc savoir si des niveaux très peu profonds associés au dopant pouvaient jouer ce rôle. Nous limiterons ici notre étude aux centres A^+ ou D^-, même si une étude des niveaux plus profonds serait tout aussi envisageable et apporterait également des informations importantes.
La méthode utilisée s'inspire directement des expériences de TSC (*Thermally Stimulated Current*). On trouve aussi parfois dans la littérature la dénomination de TSEE (*Thermally Stimulated Electron Emission*), même si dans notre cas nous n'avions aucune idée a priori du type de porteurs piégés puis réémis (électrons ou trous). Pour une revue synthétique des méthodes de TSC, on pourra se référer par exemple à [65]. De façon plus précise, notre expérience est basée sur le principe de la spectroscopie de transitoires de courant photo-induit (en anglais PICTS, pour *PhotoInduced Current Transient Spectroscopy*), qui

est une technique bien adaptée pour étudier de faibles densités de pièges dans le germanium ultra-pur ([44, 82]). Les propriétés des niveaux de pièges très peu profonds dans le germanium et dans cette gamme de température n'ont été que très peu étudiées. La technique de PICTS n'avait à notre connaissance encore jamais été utilisée en-dessous de 8 K, en particulier pour la détection de ce type de pièges.
On peut regrouper les informations nécessaires pour caractériser correctement les niveaux de pièges de la manière suivante :

- Quels sont les temps de relaxation à une température donnée ? Autrement dit, peut-on connaître les taux d'émission de ces pièges ?
- Quelle est la densité de ces pièges ?
- S'agit-il bien de niveaux très peu profonds ? Quelles sont les énergies d'activation associées au processus d'émission ?
- Y'a-t-il un effet de champ visible sur le processus de dé-piégeage ? Si oui, quel est le cadre théorique qui peut rendre compte des observations ?
- Quelle est la dépendance en température du taux d'émission ? Si on connaît cette dépendance, peut-on évaluer les sections de capture associées à ces pièges ?

5.2 Introduction sur la physique du processus

Dans les semi-conducteurs à basse température, les impuretés neutres associées à des niveaux peu profonds peuvent capturer un second porteur pour former des complexes hydrogénoïdes (de type H^-) appelés centres A^+ ou centres D^-, selon la nature de l'élément dopant responsable du piège considéré (accepteur ou donneur) ([172]). Pour illustrer cela, nous présentons sur la figure 5.1 le schéma d'une impureté de type donneur (par exemple un atome de phosphore en position substitutionnelle), autour de laquelle gravite un électron, ce qui forme un centre D^0. Ce centre neutre peut capturer un second électron pour former un centre D^-.
On mesure les énergies de liaison de ces états donneurs D^- et accepteurs A^+ par pho-

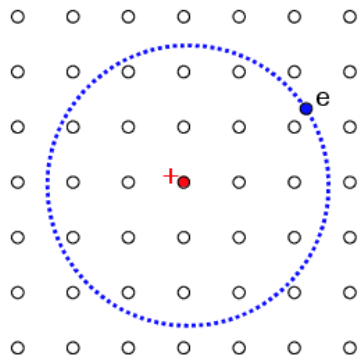

Figure 5.1 – *Schéma simplifié d'un centre D^0. Un électron est en orbite autour d'une impureté chargée positivement. Cet objet est susceptible de capter un second électron pour former un centre D^-, qui sera alors chargé négativement.*

toconductivité infrarouge (infrarouge lointain) ou par spectroscopie de phonons (phono-ionisation) [51, 57]. Les valeurs communément obtenues sont typiquement d'environ 1/20

de l'énergie d'ionisation du centre neutre associé (D^0 ou A^0) dans le germanium ([11]), soit des énergies de l'ordre de 0.5 meV (voir le diagramme de bandes sur la figure 5.2). Il a été démontré expérimentalement par Dean et al. puis par Gershenzon et al. que de tels niveaux très peu profonds existaient dans les semi-conducteurs [23, 29], et leur prédiction théorique par Lampert remonte aux années 1950 [11]. Dans les années 1970, Gershenzon et al. puis Taniguchi et al. se sont intéressés à ces niveaux très peu profonds dans le germanium dopé [32]. Les premiers obtenaient des énergies de liaison comprises entre 1 et 2 meV, les seconds entre 1 et 7 meV. Taniguchi et al. ont également montré qu'étant donné la très faible énergie de liaison de ces centres, leur mise en évidence ne pouvait se faire qu'à très basse température (en-dessous de 4.2 K). La même équipe a obtenu en 1975, par des mesures de photoconductivité sur des échantillons de germanium dopés à l'antimoine (Ge/Sb) sous compression uni-axiale, des affinités électroniques pour les centres D^- de l'ordre de 0.54 meV et ont vérifié l'analogie entre le spectre théorique de H^- et le spectre expérimental de D^- [33]. Des mesures à 380 mK ont montré que les énergies de liaison associées aux centres D^- étaient de 0.625 meV dans Ge/Sb et de 0.75 meV dans Ge/As ([38]). Gershenzon montre en 1977 que la concentration des centres A^+ augmente lorsque la température diminue, et que les énergies de liaison associées augmentent avec la concentration des impuretés [35]. Au début des années 1980, les propriétés des centres hydrogénoïdes liés à des impuretés dopantes sont déjà bien connues, tant du point de vue expérimental que théorique [41]. En 1984, Nakata et al. confirment l'existence de centres A^+ dans le germanium dopé au zinc (Ge/Zn) grâce à des mesures de photoconductivité dans l'infrarouge lointain entre 1.5 et 10 K. Ils donnent alors des estimations pour les énergies d'activation de l'ordre de 2 meV pour un trou piégé sur le centre A^0 et de 7 meV pour la formation d'un complexe lié au centre A^+ [51]. Haller et al. ont eux étudié le cas du germanium dopé au béryllium (Ge/Be) où le béryllium est un double accepteur [49, 60]. Haug et Sigmund ont quant à eux proposé une théorie pour calculer la phonoconductivité (conductivité induite par des phonons) afin d'en déduire les énergies de liaison associées aux niveaux A^+ dans le silicium [57]. Auparavant, Burger et Laßmann avaient déterminé expérimentalement des énergies d'environ 1.8 meV pour B^+, Al^+ et Ga^+ et d'environ 5.9 meV pour In^+ dans Si [54].
Dans le but d'étudier ces centres dans les cristaux de germanium, nous irradions un détecteur InterDigit d'Edelweiss avec une source de photons infrarouges (LED) pour créer un excès de porteurs libres (électrons et trous), dont certains vont venir se piéger sur des impuretés neutres pour former des centres D^- ou A^+, selon que ces impuretés sont des éléments dopants de type donneurs ou accepteurs. Après l'irradiation, si l'on est dans une gamme de température appropriée, on mesure un courant d'émission suite à l'activation thermique de l'émission des porteurs vers la bande de conduction ou de valence (en fonction de la nature du centre).

5.3 Matériel

L'organisation générale de l'expérience est celle du dispositif de R&D installé au CSNSM qui a déjà été utilisé pour les mesures de répartition de la charge. Le montage de base est conservé, seul un picoampèremètre a été introduit dans le dispositif afin de mesurer les courants. Aucune mesure de charge ou de chaleur n'étant nécessaire dans

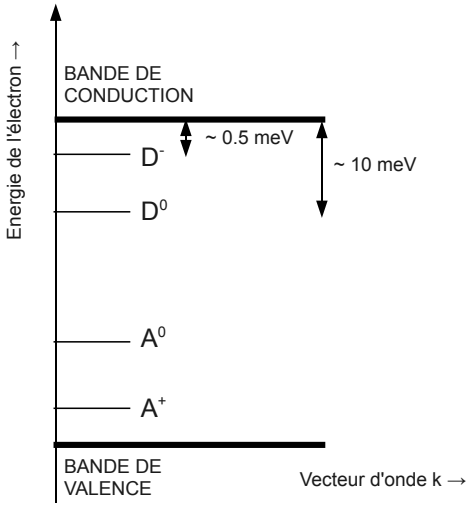

Figure 5.2 – *Diagramme de bandes schématique montrant le positionnement des niveaux A^0, A^+, D^0 et D^- par rapport aux bandes de conduction et de valence. Les énergies de liaison des niveaux A^0 et D^0 sont de l'ordre de 10 meV, tandis que celles des niveaux A^+ ou D^- sont de l'ordre de 0.5 meV, soit environ (1/20)^{ième} de l'énergie du centre neutre associée.*

cette expérience, on connecte directement les voies de mesure des électrodes au picoampèremètre. Les différentes voies sont constituées des groupements d'électrodes définis dans le chapitre précédent (voir le schéma 5.4), de telle sorte que l'on peut lire les courants issus de chaque groupement d'électrodes séparément si on le souhaite. On peut aussi lire le courant total de la face segmentée en connectant l'ensemble des voies A, B, C, D et G au picoampèremètre. Celui-ci est un Keithley (modèle 6517 A), et peut mesurer des courants allant de 1 fA à 20 mA avec une fréquence d'échantillonnage maximale de 40 Hz (25 ms par point). Les générateurs d'impulsions pour la commande des LEDs sont deux HP (modèles 8116 A et 8112 A). On utilise des LEDs infrarouges Hamamatsu, avec des longueurs d'onde de 1.3, 1.45 et 1.65 μm, qui sont celles utilisées pour la régénération des cristaux comme alternative aux sources radioactives (voir le chapitre 6, et les références [140, 147]). Un schéma simplifié du montage est présenté sur la figure 5.3, dans le cas par exemple où l'on souhaite mesurer le courant développé sur la voie G. Les résistances qui figurent sur le schéma sont les résistances de polarisation des voies de mesure de l'ionisation (150 MΩ chacune), que l'on peut court-circuiter si on le souhaite afin de ne pas subir de limitation due au RC du circuit lors de la mesure des temps de relaxation les plus courts. La source de tension réglable est la boîte de polarisation du détecteur, avec laquelle on peut ajuster la tension appliquée. Les électrodes du haut (groupements A, B, C, D et G) sont au potentiel 0. Le groupement d'électrodes unique du bas (H) est au potentiel fixé par la source de tension. Le "high" de l'ampèremètre est relié à la branche dans laquelle on veut mesurer le courant. Le "low" de l'ampèremètre est relié à la masse du circuit via la borne "common" (afin qu'il n'y ait qu'une seule masse dans le circuit).

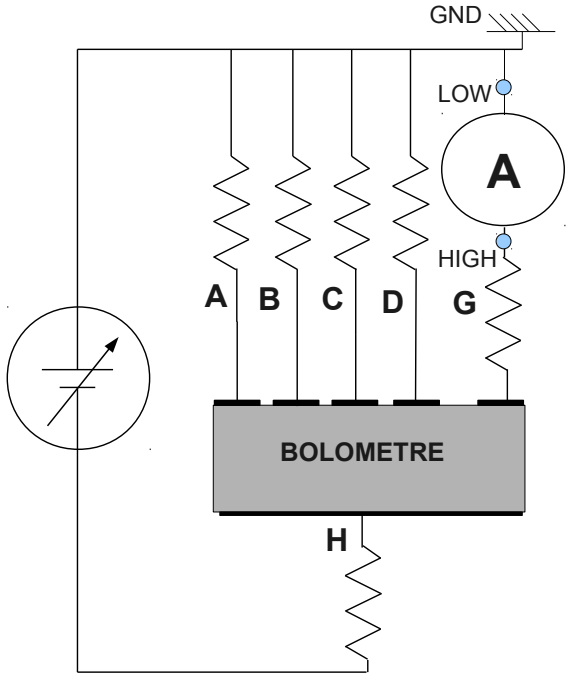

Figure 5.3 – *Schéma électrique du montage, dans le cas où seul le courant de la voie G est mesuré. Les groupements d'électrodes (A, B, C, D, G et H) sont définis plus loin. Les résistances de polarisation peuvent être court-circuitées afin de ne pas subir de limitation du temps de réponse liée à la composante RC du circuit (cela est notamment utile pour mesurer les temps de relaxation les plus courts).*

5.4 Protocole expérimental

Toutes les prises de données sont effectuées entre 340 et 410 mK, en deux phases :

1. Irradiation contrôlée du détecteur avec les LEDs de régénération, sous tension nulle, avec électrodes court-circuitées à la masse, pour générer des paires électron-trou et remplir les pièges liés aux impuretés dopantes (figure 5.5). Cette procédure est équivalente à une régénération standard de détecteur (voir le chapitre 6).
2. Arrêt de l'irradiation et mise sous tension des électrodes pour suivre la relaxation du système en collectant la charge libérée et en lisant le courant d'émission correspondant (figure 5.6).

Les deux principaux paramètres physiques de contrôle sont la température et la tension de polarisation. Nous fixons un temps d'irradiation minimal d'environ 10 min avec une fréquence d'impulsion de 1 kHz et une durée d'impulsion de 20 μs, ce qui correspond à environ 1.6 millions de paires électron-trou créées par chaque impulsion (soit 9.6×10^{11} paires générées pendant toute la durée de l'irradiation). Cette procédure assure que le système est préparé de façon reproductible sans que la boîte à mélange du cryostat ne soit chauffée par l'irradiation (limitation de la puissance dissipée).
Les électrodes sont regroupées de la même façon que pour les mesures de lois de vitesse et

d'anisotropie. On pourra se référer à la section 3.2 de ce manuscrit pour de plus amples détails sur la configuration du détecteur, dont nous rappelons tout de même les principales caractéristiques sur le schéma 5.4. Nous conservons les groupements d'électrode car cela permet de limiter les mesures au courant en sortie des électrodes de la partie centrale du dispositif, à l'intérieur de laquelle le champ est sensiblement uniforme. Cela est nécessaire en particulier pour les mesures d'effet de champ sur l'émission afin de ne pas fausser les mesures.

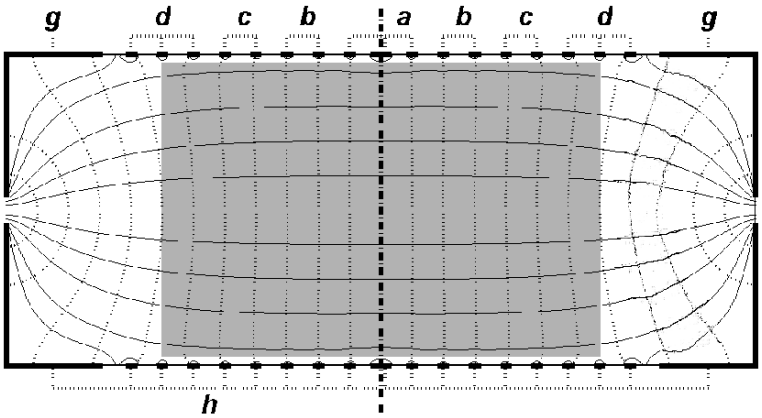

Figure 5.4 – *Schéma en coupe du bolomètre InterDigit de 200 g utilisé. Les groupements d'électrodes sont également indiqués. La zone grisée au centre correspond à une zone de champ relativement uniforme, mais les pièges liés au dopant sont distribués de façon homogène dans le détecteur, si bien que des porteurs peuvent également circuler dans les zones latérales du bolomètre où le champ est fortement inhomogène. Durant la phase d'irradiation par les LEDs, toutes les électrodes sont mises à un potentiel nul. Pendant la phase de réémission, les électrodes du haut (A, B, C, D, et G) sont à un potentiel nul, tandis que l'éctrode du bas (groupement H) est au potentiel de collecte choisi.*

A la fin de cette phase d'irradiation, on coupe les LEDs, puis on applique la tension souhaitée (on rappelle que dans ce montage, les électrodes de la face supérieure (notées A,B,C,D et G) sont à un potentiel égal à zéro, tandis que l'électrode unique de la face inférieure (notée H) est au potentiel correspondant à la tension désirée). Le montage nous permet de faire varier la tension de polarisation entre 0 et 24 V. Sachant que le bolomètre possède une hauteur de 2 cm, on peut évaluer le champ électrique dans le détecteur, exprimé en V/cm, comme étant de l'ordre de la moitié de la tension appliquée. Plus précisément, les simulations ont montré que dans la partie centrale du détecteur (en gris sur le schéma), il faut multiplier la tension par 0.45 pour obtenir la valeur du champ en

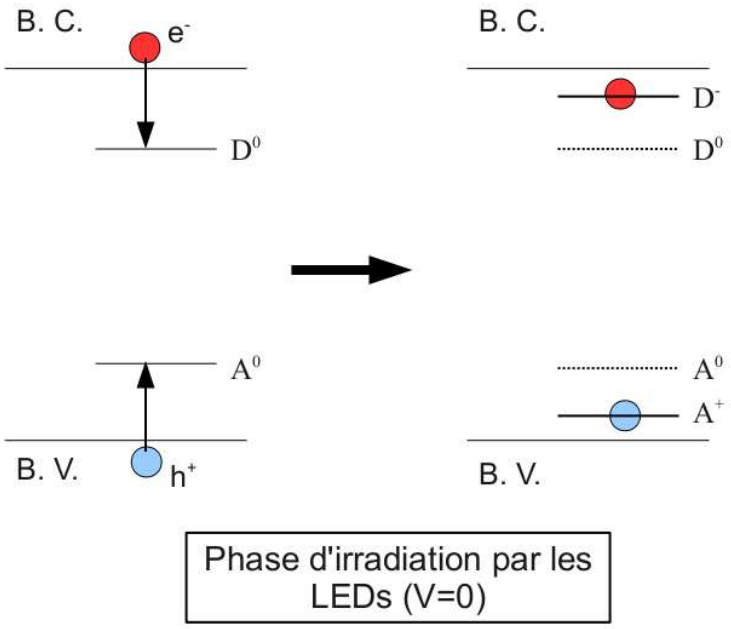

Figure 5.5 – *Schéma de bandes illustrant la formation des centres A^+ et D^- sous irradiation par les LEDs. Des paires électron-trou sont créées dans le cristal et des porteurs injectés peuvent se piéger sur des niveaux très peu profonds. Les électrons sont susceptibles d'être capturés par un centre neutre D^0 pour donner un niveau D^-, et les trous par un centre neutre A^0 pour donner un niveau A^+.*

V/cm (cf. chapitre 3). Nous avons choisi de prendre des mesures pour des tensions de -24 V, -16 V, -10 V, -6 V, +6 V, +10 V, +16 V, +24 V, et avons fait varier la température entre 340 et 410 mK par incrément de 10 mK, soit au total huit valeurs de température. On mesure soit le courant partiel issu de l'électrode G (qu'on appellera dans la suite simplement "courant G"), soit le courant partiel issu de la somme des voies A, B, C et D (qu'on nommera plus loin "courant ABCD"). Une mesure du courant total issu des voies A, B, C, D et G peut également être faite pour vérifier que la somme des courants partiels est bien respectée.

5.5 Méthode d'analyse

5.5.1 Cadre global de l'analyse

La méthode de traitement des données est relativement simple à mettre en œuvre. Les données sont affichées grâce au logiciel ROOT, avec lequel on réalise un ajustement des courbes par une fonction exponentielle qui décrit l'évolution temporelle du courant (avec un terme additionnel qui rend compte d'un éventuel offset de courant) :

$$I(t) = I_{offset} + I_0.e^{-t/\tau} \tag{5.1}$$

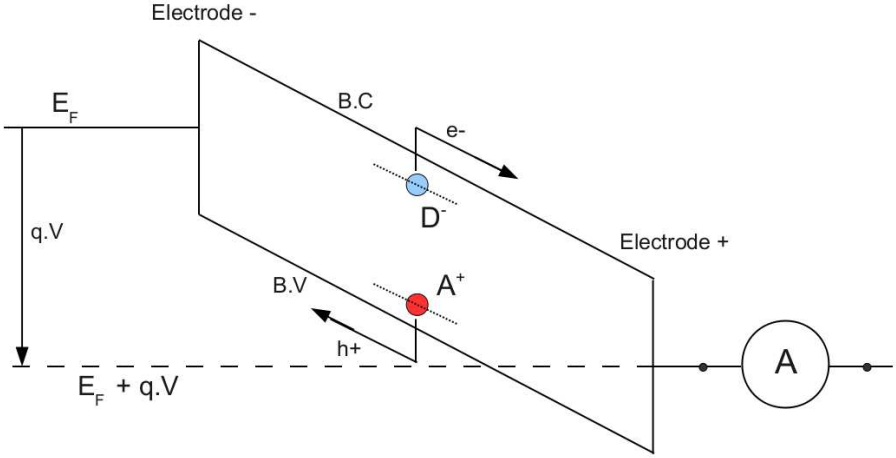

Figure 5.6 – *Schéma de bandes illustrant la réémission des porteurs piégés sur les centres D^- et A^+, sous une tension appliquée V. Une fois réémis, les porteurs sont collectés et contribuent au courant de relaxation du système, que l'on peut mesurer via l'ampèremètre A.*

où τ est le temps caractéristique d'émission des porteurs piégés (exprimé en s). On pose par ailleurs :

$$\tau = \frac{1}{e_n} \tag{5.2}$$

où e_n est le taux d'émission des porteurs (en s^{-1}), c'est-à-dire la probabilité qu'un porteur soit émis par unité de temps pour un niveau de pièges donné. Dans la suite de l'exposé, nous utiliserons la notation pour les électrons e_n, quel que soit le type de porteur dé-piégé (électron ou trou).
I_0 représente la valeur initiale du courant (au début de la relaxation). Ce courant initial (exprimé en A) est relié à la charge totale induite Q_0 (ou au nombre de centres émetteurs N_0) par l'expression :

$$I_0 = \frac{Q_0}{\tau} = \frac{q\,N_0}{2\,\tau} \tag{5.3}$$

En effet, en vertu du théorème de Ramo, la charge émise par un piège, moyennée sur la distribution uniforme des pièges dans le cristal et sous l'hypothèse que le transport des porteurs est isotrope, est égale à $q\,/\,2$. La charge induite par le dé-piégeage des N_0 pièges vaut donc $(q\,N_0)/2$.
L'analyse des données permet de calculer l'offset en courant s'il y en a un, et de le soustraire au courant émis. L'ajustement donne alors accès aux paramètres τ et I_0, et donc indirectement à Q_0 et N_0.
Dans la suite de l'exposé, nous traiterons le cas d'une impureté de type donneur, et nous utiliserons les notations correspondantes (émission d'un électron par un centre D^-). Le modèle est néanmoins strictement identique dans le cas d'un centre accepteur.
L'expression du taux d'émission à l'équilibre est la suivante ([47]) :

$$e_n = \langle \sigma_c \rangle \, \langle \, v_{th} \rangle \; N_C \, e^{-E_0^A \,/\, (k_B\, T)} \tag{5.4}$$

où $\langle \sigma_c \rangle$ est la section de capture moyenne des porteurs par le piège considéré à l'équilibre (capture d'un électron par un centre neutre D^0 ou d'un trou par un centre A^0), $\langle v_{th} \rangle$

est la vitesse thermique moyenne des porteurs, N_C est la densité effective d'états dans la bande de conduction, et E_0^A est l'énergie d'activation à l'équilibre (donc à champ nul). L'exponentielle de Boltzmann traduit la dépendance en température du processus (émission thermiquement activée).
Le processus d'émission peut aussi être affecté par le champ électrique E, si bien que l'énergie d'activation du processus s'écrit de façon générale (hors équilibre) : $E^A = E^A(E)$. L'expression du taux d'émission hors équilibre est donc :

$$e_n = \langle \sigma_c \rangle \, \langle \, v_{th} \rangle \; N_C \, e^{-E^A(E) \, / \, (k_B T)} \tag{5.5}$$

Cette expression est générale et ne suppose aucun modèle théorique particulier. Nous l'utiliserons pour tracer des diagrammes d'Arrhénius afin de déterminer l'énergie d'activation. Nous allons par contre étudier l'effet du champ électrique sur l'émission en testant deux modèles de potentiel attractif que nous présentons ci-dessous.

5.5.2 Dépendance en champ électrique de l'énergie d'activation

5.5.2.1 Modèle classique de l'effet Poole-Frenkel

Jusqu'ici, le cadre de l'analyse ne nécessite aucune hypothèse spécifique sur la dépendance en température ou en champ du taux d'émission. Cependant, si l'on souhaite avoir accès aux mécanismes physiques sous-jacents, il faut pouvoir réécrire l'énergie d'activation sous une forme qui prend en compte sa dépendance en champ. Cette dépendance peut prendre différentes formes selon le modèle théorique que l'on adopte, mais se traduit généralement par une émission des porteurs assistée par le champ électrique, qui abaisse la barrière de potentiel que le porteur piégé doit franchir pour être émis. Le modèle d'émission assistée par le champ le plus répandu est celui de Poole-Frenkel. Ce mécanisme fait que le taux d'émission augmente exponentiellement avec la racine carrée du champ appliqué, ce qui par ailleurs diminue l'énergie d'activation du piège considéré (voir par exemple l'article de Frenkel [6] qui introduit l'idée d'une émission activée par le champ et cite la loi empirique déterminée quelques années auparavant par Poole). Nous illustrons ce mécanisme sur la figure 5.7).
Le modèle de Poole-Frenkel suppose un potentiel d'interaction coulombien (en $1/r$), ce qui traduit une interaction entre deux objets chargés. Dans l'hypothèse qui nous concerne (capture d'un porteur par un centre neutre), cela n'est a priori pas le processus physique attendu.
Dans le modèle classique de l'effet Poole-Frenkel, l'énergie d'activation s'écrit sous la forme :

$$E^A = q \left(\phi_0 - \sqrt{\frac{q \, E}{\pi \varepsilon}} \right) \tag{5.6}$$

où q est la charge élémentaire, ϕ_0 est la barrière de potentiel à champ nul, E est le champ électrique, et ε est la permittivité diélectrique du germanium.
Le pré-facteur devant le terme de la dépendance en champ vaut 3×10^{-24} C.V$^{1/2}$.m$^{1/2}$. On pourra dans la suite comparer cette valeur théorique avec celle obtenue par ajustement des courbes expérimentales.

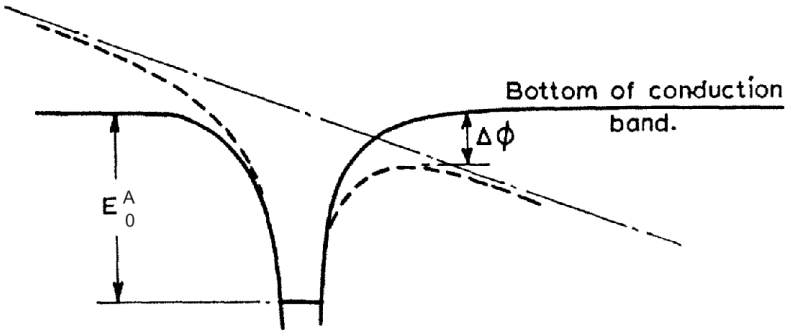

Figure 5.7 – *Schéma de l'effet Poole-Frenkel. En l'absence de champ, l'énergie d'activation d'un piège s'écrit $E_0^A = q\,\Phi_0$, où q est la charge élémentaire, et Φ_0 la barrière de potentiel à franchir pour le porteur piégé pour qu'il puisse être émis (à champ nul). Lorsqu'un champ électrique est appliqué, un abaissement de la barrière de potentiel se produit comme illustré ci-dessus (lignes en pointillés), et l'énergie d'activation devient $E^A(E) = (q\,\Phi_0 - \Delta\,\Phi(E),)$ où $\Delta\,\Phi(E)$ est l'abaissement de la barrière de potentiel en fonction du champ électrique (Figure tirée de [24]).*

5.5.2.2 Modèle avec potentiel attractif d'une charge par un centre neutre

L'effet Poole-Frenkel suppose un potentiel en $1/r$. Or, dans notre cas, nous devons traiter l'interaction d'une charge (électron ou trou) avec un centre électriquement neutre, mais polarisable (un centre D^+ avec un électron piégé, ou bien un centre A^- avec un trou piégé). Ce type de potentiel est décrit par exemple dans ([52]), mais nous présentons les grandes lignes du calcul dans ce paragraphe.
Le moment dipolaire induit par une charge q située à la distance r d'un centre neutre avec une polarisabilité α vaut :

$$p = \alpha\,E = \frac{\alpha\,q}{4\,\pi\,\varepsilon\,r^2} \tag{5.7}$$

où ε est la permittivité diélectrique du matériau. Dans le germanium, $\varepsilon = 16\,\varepsilon_0$. Le moment dipolaire s'exprime en C.m, et la polarisabilité du centre α s'exprime en $C^2.m^2.J^{-1}$ (ou parfois en m^3, auquel cas il faut la multiplier par ε_0). Ce dipôle produit une force attractive sur la charge q, dont l'intensité est :

$$F = \frac{2\,p\,q}{4\,\pi\,\varepsilon\,r^3} = \frac{2\,\alpha\,q^2}{(4\,\pi\,\varepsilon)^2\,r^5} \tag{5.8}$$

En conséquence, le potentiel attractif associé vaut :

$$V(r) = \frac{-A}{r^4} \tag{5.9}$$

où le coefficient A (exprimé en $V.m^4$) vaut :

$$A = \frac{\alpha\,q}{32\,\pi^2\,\varepsilon^2} \tag{5.10}$$

Par ailleurs, on peut montrer (voir l'article de Lax [15]) qu'en première approximation :

$$\frac{\alpha}{\alpha_H} \approx \left(\frac{m_0}{m^*}\right)\left(\frac{E_0^H}{E_0}\right)^2 \tag{5.11}$$

où α est la polarisabilité du centre neutre, α_H la polarisabilité de l'atome d'hydrogène, m_0 la masse au repos de l'électron, m^* la masse effective du porteur, E_0^H l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène (E_0^H= 13.6 eV), et E_0 l'énergie d'ionisation du centre neutre à champ nul ($E_0 \approx 10$ meV).
Or, la valeur analytique de la polarisabilité de l'atome d'hydrogène est (en m^3) :

$$\alpha_H = 4.5\, a_0^3 \tag{5.12}$$

où a_0 est le rayon de Bohr, avec :

$$a_0 = \frac{4\pi\, \varepsilon_0\, \hbar^2}{m_0\, q^2} = 5.3 \times 10^{-11} \text{ m} \tag{5.13}$$

On obtient donc :

$$\alpha_H = 6.7 \times 10^{-31} \text{ m}^3 = 5.93 \times 10^{-42} \text{ C}^2 \text{ m}^2 \text{ J}^{-1} \tag{5.14}$$

Cela nous permet donc d'estimer la polarisabilité des centres neutres D^0 ou A^0 :

$$\alpha \approx 1.7 \times 10^{-35} \text{ C}^2 \text{ m}^2 \text{ J}^{-1} \tag{5.15}$$

Pour déterminer la dépendance en champ du taux d'émission, il faut écrire le potentiel total en présence d'un champ électrique externe :

$$V(r) = \frac{-A}{r^4} + E_{ext}.r \tag{5.16}$$

Ce potentiel admet un maximum pour $dV/dr = 0$, ce qui mène à :

$$r = \left(\frac{-4A}{E_{ext}}\right)^{1/5} \tag{5.17}$$

L'abaissement de la barrière de potentiel est alors (en valeur absolue) :

$$\delta V = \frac{5}{4}(4A)^{1/5} E_{ext}^{4/5} \tag{5.18}$$

On aboutit donc à une énergie d'activation de la forme :

$$E^A = E_0^A - q\,\delta V = E_0^A - \frac{5q}{4}(4A)^{1/5} E_{ext}^{4/5} \tag{5.19}$$

En réécrivant cette dernière équation en fonction des différents paramètres physiques, on obtient finalement :

$$E^A = E_0^A - \frac{5q}{4}\left(\frac{\alpha\, q}{8\,\pi^2\,\varepsilon^2}\right)^{1/5} E^{4/5} \tag{5.20}$$

Si l'on fait l'application numérique, on trouve que le pré-facteur dans le terme de la dépendance en champ vaut environ 1.4×10^{-26} C.V.$^{1/5}$m$^{4/5}$. Nous pourrons utiliser cette valeur pour la comparer à celle issue des ajustements des courbes expérimentales dans la suite de l'étude, et ainsi tester la validité de ce modèle.

5.5.2.3 Récapitulatif pour la dépendance en champ électrique

Nous testerons donc deux modèles pour la dépendance en champ du taux d'émission. Le premier, correspondant au modèle classique de l'effet Poole-Frenkel (potentiel de l'impureté en 1/r), est de la forme :

$$e_n = \langle \sigma_c \rangle \langle v_{th} \rangle \; N_C \; \exp \frac{-(E_0^A - \gamma.\sqrt{E})}{k_B T} \tag{5.21}$$

Et le second, associé à un centre neutre polarisable (potentiel en $1/r^4$), est de la forme :

$$e_n = \langle \sigma_c \rangle \langle v_{th} \rangle \; N_C \; \exp \frac{-(E_0^A - \gamma^{'}.E^{4/5})}{k_B T} \tag{5.22}$$

Où γ et $\gamma^{'}$ seront deux constantes à évaluer.

5.5.3 Dépendance en température du taux d'émission

Afin de tracer des diagrammes d'Arrhénius pour extraire les énergies d'activation des pièges, il nous faut également connaître la dépendance en température du taux d'émission. Cela revient à déterminer cette dépendance en température pour le pré-facteur devant l'exponentielle de Boltzmann.
La relation suivante traduit l'égalité entre énergie thermique et énergie cinétique des porteurs :

$$\frac{3}{2} k_B T = \frac{1}{2} m^* \langle v_{th} \rangle \tag{5.23}$$

Où m^* est la masse effective des porteurs dans le germanium. De là on tire l'expression de la vitesse moyenne des porteurs en fonction de la température :

$$\langle v_{th} \rangle = \sqrt{\frac{3k_B}{m^*}}.T^{1/2} \tag{5.24}$$

La densité effective d'états dans la bande de conduction (pour des électrons) est donnée quant à elle par la relation suivante :

$$N_C = 4.83 \times 10^{15} \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} T^{3/2} \; cm^{-3} \tag{5.25}$$

Où T est la température exprimée en kelvin, et où m_0 est la masse au repos de l'électron ($m_0 = 9.109 \times 10^{31}$ kg).
Il reste donc à connaître la dépendance en température de la section de capture. Un article de Brown et Burns ([26]) présente une théorie de la capture pour des centres D^- dans le germanium entre 40 mK environ et 4 K. Ils y concluent que la dépendance en température est en $1/T$ à partir de 4K et en descendant jusqu'à environ 2 K, puis en $1/\sqrt{T}$ en-dessous de 2 K (situation qui nous intéresse ici). Dans la suite nous prendrons comme hypothèse que la section de capture dépend de la température en $1/\sqrt{T}$, et nous testerons cette hypothèse par rapport à nos données (étude de l'évolution du taux d'émission en fonction de la température).

5.5.4 Analyse des données et qualité des signaux

Un exemple de transitoire de courant obtenu à 410 mK est donné sur la figure 5.8. Ce type de signal ne nécessite aucun traitement particulier (par exemple aucun filtrage n'est nécessaire), et montre que la sensibilité de notre expérience est très bonne. Nous verrons plus loin que la densité de centres que nous détectons est très faible, et à notre connaissance, aucune autre expérience de PICTS n'a été en mesure d'observer des densités plus faibles. Le très bon rapport signal/bruit mis en évidence sur la figure montre par ailleurs que notre expérience est potentiellement sensible à des densités de pièges qui seraient inférieures d'au moins un ordre de grandeur à celles que nous avons détectées dans notre échantillon. On notera également qu'une seule mesure par valeur du champ et de la température nous suffit, tandis que les méthodes standards de PICTS requièrent généralement des prises de données redondantes ou bien des mesures plus complexes avec un amplificateur à *lock-in* (détection homodyne).
La source de bruit principale de ces expériences reste les rayons cosmiques, qui créent dans le bolomètre une quantité importante de charges avec une fréquence d'un cosmique toutes les deux secondes environ. Aux températures les plus basses (inférieures à 360 mK), pour lesquelles la relaxation est lente et donc l'amplitude du courant de dé-piégeage est faible, cela a pour conséquence de réduire considérablement le rapport signal/bruit et la qualité de l'analyse des mesures (figure 5.9). Une possibilité pour améliorer les choses et de travailler avec un filtre moyennant. Cette technique a été utilisée pour les températures les plus basses auxquelles nous avons travaillé, avec un ordre de filtre variable selon la qualité de chaque prise de données.

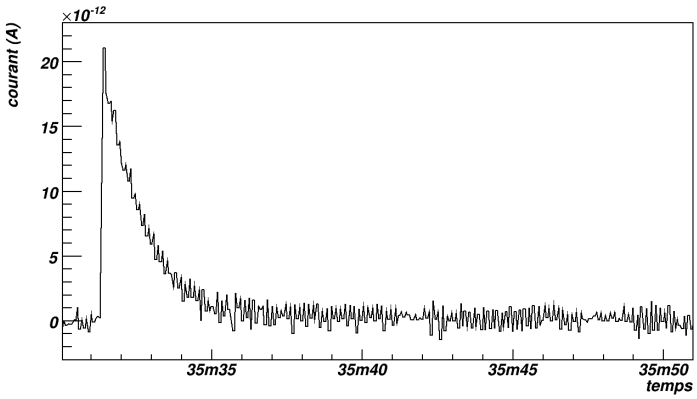

Figure 5.8 – *Transitoire de courant de d'émission pour lequel le rapport signal/bruit est très bon, et dont la forme permet une analyse directe avec extraction des différents paramètres de la fonction d'ajustement exponentielle. La mesure a été réalisée à une température de 410 mK.*

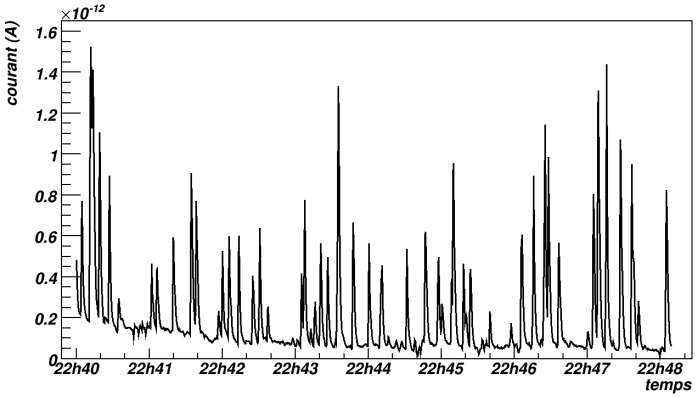

Figure 5.9 – *Transitoire de courant de d'émission pour lequel le signal est très affecté par les cosmiques. La mesure a été réalisée à une température de 340 mK.*

5.6 Résultats

5.6.1 Observations générales

5.6.1.1 Effet du champ à température fixée

Le premier effet observé est une augmentation du taux d'émission avec le champ électrique appliqué. Plus la tension de polarisation est grande en valeur absolue (à température fixée), plus le transitoire est rapide et donc plus le taux d'émission est élevé. Nous illustrons ce phénomène systématique en présentant deux transitoires de courant d'émission observés à 410 mK (température pour laquelle le rapport signal/bruit est le meilleur) à deux tensions de polarisation différentes (figure 5.10). Le transitoire le plus rapide est observé pour une tension de polarisation de +24 V, le plus lent pour une tension de +4 V. Nous sommes donc clairement en présence d'un processus dont la cinétique est fonction du champ.

5.6.1.2 Effet de la température à champ électrique fixé

Le second effet qui ressort de nos expériences est l'activation thermique de l'émission. Plus la température est élevée (à champ électrique fixé), plus le taux d'émission est grand. Ce phénomène attendu est mis en évidence sur la figure 5.11, sur laquelle sont tracés deux transitoires de courant d'émission obtenus sous une tension de polarisation de +24 V, à deux températures différentes. Le plus rapide est observé à 410 mK, le plus lent à 390 mK.

5.6.2 Nombre et densité de pièges détectés

La relation 5.3 permet de déduire la charge totale émise dans le détecteur à partir de l'amplitude initiale du courant et du taux d'émission. Le courant a été principalement

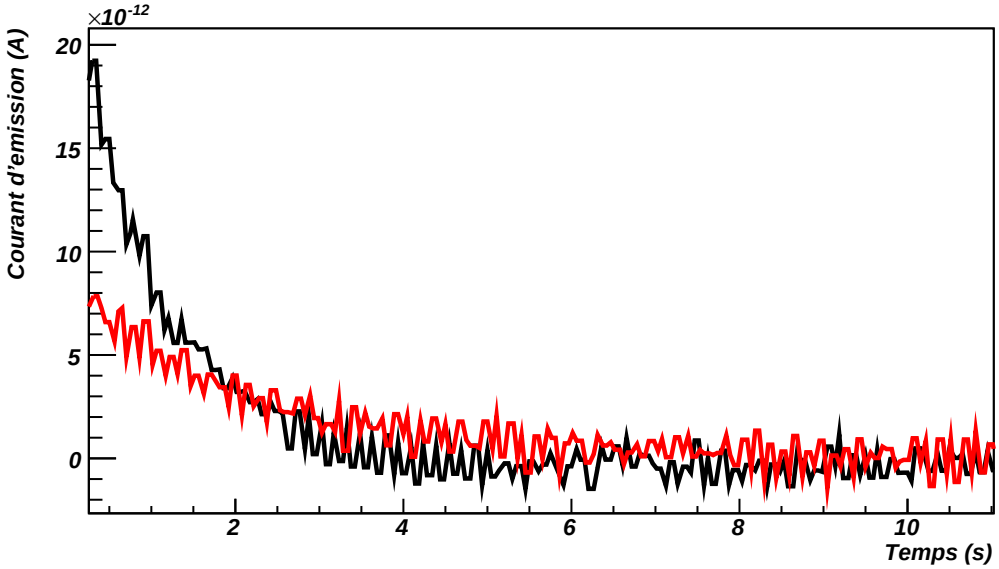

Figure 5.10 – *Transitoires de courant d'émission à $T = 410$ mK, pour une tension appliquée de +24 V (noir) et de +4 V (rouge). L'émission est plus rapide lorsque le champ appliqué augmente, ce qui traduit l'abaissement de la barrière de potentiel et donc la diminution de l'énergie d'activation du processus.*

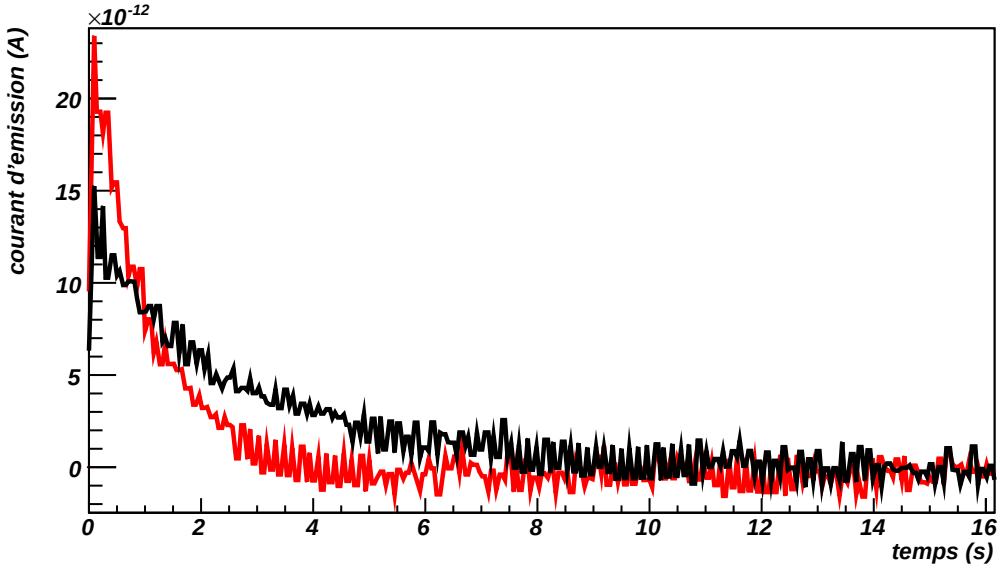

Figure 5.11 – *Transitoires de courant d'émission obtenus sous une tension de polarisation de +24 V, à une température de 410 mK (rouge) et de 390 mK (noir). L'activation thermique de l'émission est nettement visible : l'émission est plus rapide lorsque l'on augmente la température.*

mesuré à travers la somme des groupements d'électrodes A, B, C, et D (dénoté "courant ABCD") afin de garantir un champ suffisamment homogène pour l'étude de l'effet de champ sur l'émission. Néanmoins, quelques mesures ont été réalisées sur le groupement d'électrodes G (zones latérales du dispositif), et ont montré que le courant ABCD est

environ trois fois plus petit que le courant d'émission total mesuré dans tout le volume du dispositif (somme des courants mesurés en sortie de chaque groupement d'électrodes). Par conséquent, il faut appliquer un facteur ~ 3 aux résultats des calculs qui suivent (utilisant les mesures du courant ABCD) pour obtenir les quantités présentes dans tout le volume du cristal (densité et nombre de pièges).
On a, d'après l'équation 5.3 :

$$N_0 = 2\frac{\tau\, I_0}{q} \tag{5.26}$$

La figure 5.12 donne le nombre de centres N_0 détectés en fonction de la tension de polarisation appliquée à T = 400 mK. Nous observons de façon systématique une asymétrie entre les tensions négatives et les tensions positives. L'origine de cette asymétrie n'est pour l'heure pas comprise. Elle n'est selon nous pas significative pour la détermination du nombre de pièges, car la différence entre les tensions négatives et positives n'est que d'un facteur 1.5 environ. Nous obtenons des valeurs de l'ordre de 2×10^8 pièges pour la partie centrale, soit environ 6×10^8 pièges dans tout le cristal. Sachant que le volume du détecteur est de 36.8 cm^3, on aboutit à une densité de l'ordre de 1.5×10^7 cm^{-3}. Il faut noter que cette densité est très faible par rapport à la densité de dopant, qui est de l'ordre de 10^{11} cm^{-3}. Nous discuterons de la signification de cette observation et de l'incertitude sur le calcul dans la section suivante.

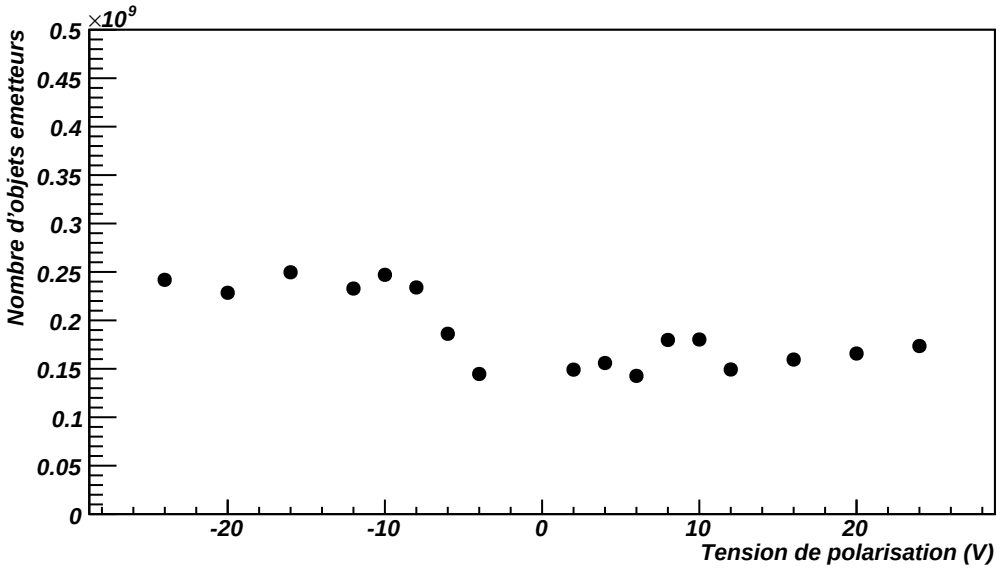

Figure 5.12 – *Nombre de centres émetteurs en fonction de la tension de polarisation à T = 400 mK.*

5.6.3 Dépendance en champ du taux d'émission

Nous analysons ici la variation du taux d'émission e_n en fonction de différents paramètres de l'étude. Afin de tester la dépendance en champ, nous présentons sur la figure 5.13 l'évolution du taux d'émission en fonction du champ électrique à 390 mK, et sur

la figure 5.14 à 400 mK. Nous disposons de mesures à des tensions négatives et à des tensions positives, ce qui explique la présence de deux points de mesure pour certaines valeur du champ. Nous présentons la variation du taux d'émission à deux températures différentes afin de montrer que le comportement global est systématique et qu'il n'est pas dû aux incertitudes sur les mesures. Sur chaque figure, nous traçons également deux ajustements, l'un par une fonction en $\exp(\gamma\sqrt{E})$ (modèle Poole-Frenkel classique) et l'autre en $\exp(\gamma^{'} E^{4/5})$ (modèle avec potentiel en $1/r^4$).
Les résultats obtenus à 390 mK sont regroupés dans le tableau 5.1, et ceux à 400 mK dans le tableau 5.2. Dans ces deux tableaux, nous avons comparé les valeurs numériques des pré-facteurs γ et $\gamma^{'}$ présents dans le terme dépendant du champ, obtenues par application numérique directe des expressions théoriques 5.6 et 5.20 d'une part, et par un meilleur ajustement sur les données expérimentales avec les fonctions correspondantes d'autre part. On constate que l'accord avec la théorie est bien meilleur pour le modèle avec un potentiel $1/r^4$ (particulièrement pour les données à 390 mK où l'accord est à mieux que 1 %). Cette constatation montre que le processus physique sous-jacent consiste bien en la capture d'un porteur chargé par un centre neutre. Cela constitue une première preuve expérimentale que le mécanisme d'émission observé met bien en jeu des centres très peu profonds A^0 et D^0.

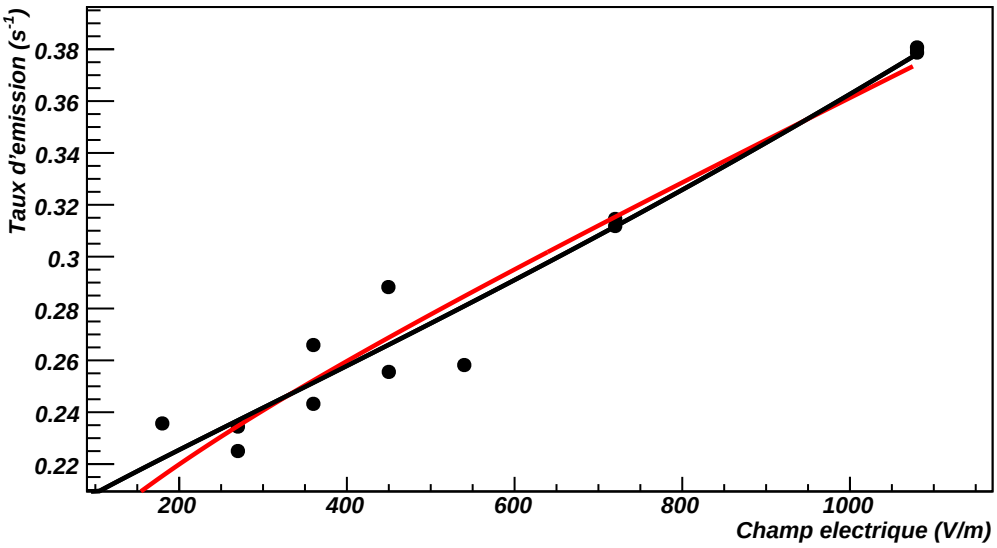

Figure 5.13 – *Variation du taux d'émission en fonction du champ à 390 mK. Deux ajustements sont tracés : l'un correspondant au modèle classique d'effet Poole-Frenkel (en rouge), l'autre au modèle de potentiel attractif en $1/r^4$ (en noir).*

5.6.4 Énergies d'activation

L'obtention des énergies d'activation découle de l'exploitation des diagrammes d'Arrhénius. Comme indiqué précédemment, nous prenons l'hypothèse que la section de capture varie en $T^{-0.5}$ (modèle de Brown et Burns). Sous cette hypothèse, nous obtenons

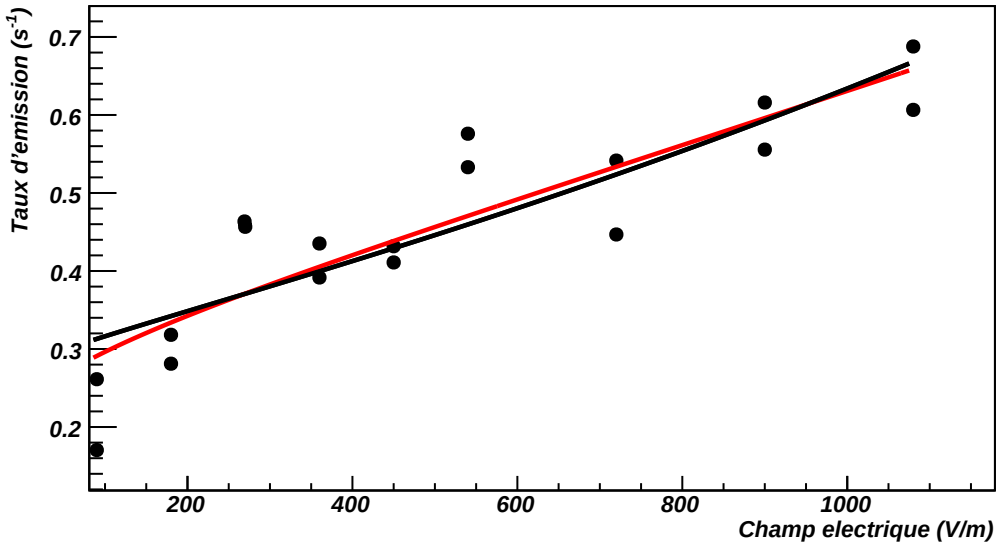

FIGURE 5.14 – *Variation du taux d'émission en fonction du champ à 400 mK. Deux ajustements sont tracés : l'un correspondant au modèle classique d'effet Poole-Frenkel (en rouge), l'autre au modèle de potentiel attractif en $1/r^4$ (en noir).*

	ajustement sur les données	valeur théorique	écart à la théorie
potentiel en 1/r	$2.84 \times 10^{-2} \pm 2.46 \times 10^{-3}$	5.64×10^{-1}	facteur ~ 20
potentiel en $1/r^4$	$2.61 \times 10^{-3} \pm 2.01 \times 10^{-4}$	2.63×10^{-3}	0.77 %

Tableau 5.1 – *Valeurs numériques des pré-facteurs γ et γ' (définis dans les équations 5.21 et 5.22) dans le terme dépendant du champ électrique, obtenues par ajustement sur les données à 390 mK pour les 2 modèles étudiés (potentiel en 1/r et potentiel en $1/r^4$), et comparaison avec les valeurs théoriques attendues (à 390 mK).*

	ajustement sur les données	valeur théorique	écart à la théorie
potentiel en 1/r	$3.49 \times 10^{-2} \pm 4.75 \times 10^{-3}$	5.50×10^{-1}	facteur ~ 16
potentiel en $1/r^4$	$3.29 \times 10^{-3} \pm 4.81 \times 10^{-4}$	2.56×10^{-3}	28.52 %

Tableau 5.2 – *Valeurs numériques des pré-facteurs γ et γ' (définis dans les équations 5.21 et 5.22) dans le terme dépendant du champ électrique, obtenues par ajustement sur les données à 400 mK pour les 2 modèles étudiés (potentiel en 1/r et potentiel en $1/r^4$), et comparaison avec les valeurs théoriques attendues (à 400 mK).*

les diagrammes d'Arrhénius présentés sur la figure 5.15 pour les tensions de polarisation négatives, et sur la figure 5.16 pour les tensions de polarisation positives. Les points de mesure sont dans l'ensemble très bien alignés, avec tout de même une dispersion sur les mesures à faible tension de polarisation où le rapport signal/bruit est le moins bon.
Nous trouvons une énergie d'activation moyenne de $0.745^{+0.069}_{-0.074}$ meV. L'incertitude sur les énergies obtenues varie entre 2.5 et 14 % selon la tension considérée. Cette valeur de l'énergie d'activation est une confirmation de la nature des pièges : en effet, les seuls objets présents dans le germanium (à notre connaissance) ayant des énergies d'activation de cet

ordre (inférieures à 1 meV) sont les niveaux très peu profonds associés aux centres A^+ et D^-.
Connaissant la dépendance en champ et les énergies d'activation à différentes tensions de polarisation, on en déduit facilement l'énergie d'activation à champ nul E_0^A à partir de la relation 5.20. Le calcul mène à des abaissements de l'énergie d'activation extrêmement faibles en valeur relative : $\Delta E^A \approx 2 \times 10^{-5}$ meV. Cependant, une variation ΔE^A de 2×10^{-5} meV entraîne un facteur correctif sur le taux d'émission à 400 mK qui vaut :

$$\Delta e_n = \exp\left(-\Delta E^A / (k_B T)\right) \approx 0.5 \tag{5.27}$$

Ainsi l'action du champ électrique sur l'énergie d'activation est un effet très fin mais ses conséquences sur le taux d'émission sont significatives (taux d'émission divisé par deux pour une énergie d'activation sensiblement identique).

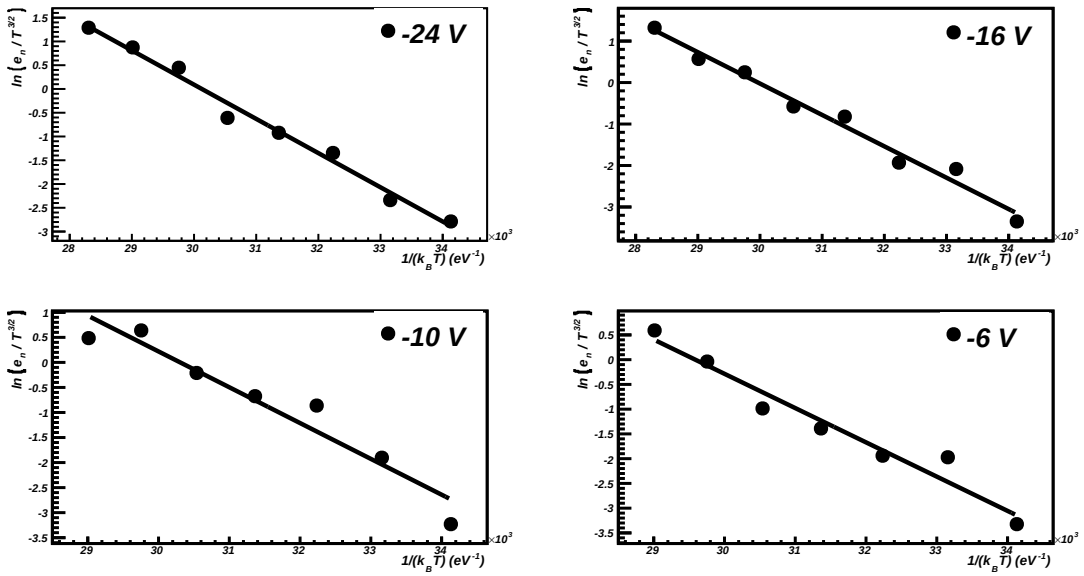

Figure 5.15 – *Diagrammes d'Arrhénius pour les quatre tensions de polarisation négatives. La pente des droites d'Arrhénius donne accès à l'énergie d'activation des niveaux très peu profonds étudiés.*

5.6.5 Dépendance en température de la section de capture

Afin de déterminer la dépendance en température de la section de capture, nous avons tracé la variation du taux d'émission en fonction de la température ainsi qu'un ajustement à trois paramètres libres σ_0, A et B, tels que :

$$\sigma_c(T) = \sigma_0 + A.T^B \tag{5.28}$$

Nous décidons travailler avec deux valeurs de tensions différentes afin de contrôler la cohérence du résultat des ajustements. Les taux d'émission mesurés à 16 V sont tracés sur la figure 5.17, avec le meilleur ajustement obtenu, et ceux à 24 V sont donnés sur la

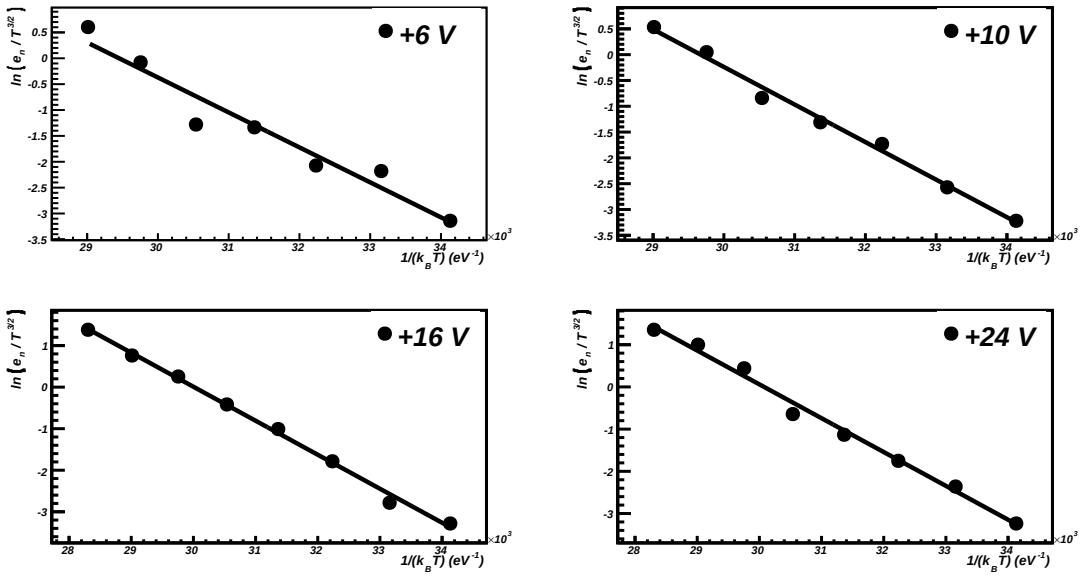

FIGURE 5.16 – *Diagrammes d'Arrhénius pour les quatre tensions de polarisation positives. La pente des droites d'Arrhénius donne accès à l'énergie d'activation des niveaux très peu profonds étudiés.*

figure 5.18. La dépendance en champ est fixée à partir des résultats obtenus plus haut, ainsi que les valeurs numériques des autres paramètres intervenant dans l'expression du taux d'émission.
Le meilleur ajustement à 16 V donne :

$$\sigma_c = (4.1 \times 10^{-12} + 5.13 \times 10^{-13}\, T^{-0.45})\ \mathrm{cm}^2 \tag{5.29}$$

avec $\sigma_0 = 4.1 \times 10^{-12} \pm 2 \times 10^{-15}$, $A = 5.13 \times 10^{-13} \pm 1.2 \times 10^{-15}$ et $B = -0.45 \pm 2.7 \times 10^{-4}$.
A 24 V, le meilleur ajustement est obtenu pour :

$$\sigma_c = (4.1 \times 10^{-12} + 6 \times 10^{-13}\, T^{-0.55})\ \mathrm{cm}^2 \tag{5.30}$$

avec $\sigma_0 = 4.1 \times 10^{-12} \pm 6.9 \times 10^{-14}$, $A = 6.0 \times 10^{-13} \pm 1.2 \times 10^{-14}$ et $B = -0.55 \pm 1.2 \times 10^{-3}$.
Nous retrouvons une dépendance en température voisine de $\mathrm{T}^{-0.5}$, comme celle donnée dans l'article de Brown et Burns ([26]).

5.7 Discussion des résultats et conclusion

5.7.1 Observations générales

Cette étude a permis de mettre en évidence à la fois une activation thermique et un effet de champ pour l'émission de porteurs par les centres A^+ et D^-, avec des densités mesurées très faibles. Notre expérience a donc un niveau de sensibilité au moins comparable à ceux ayant été obtenus dans d'autres expériences utilisant la technique de PICTS ([82]), et même potentiellement meilleur pour les mesures aux plus hautes températures

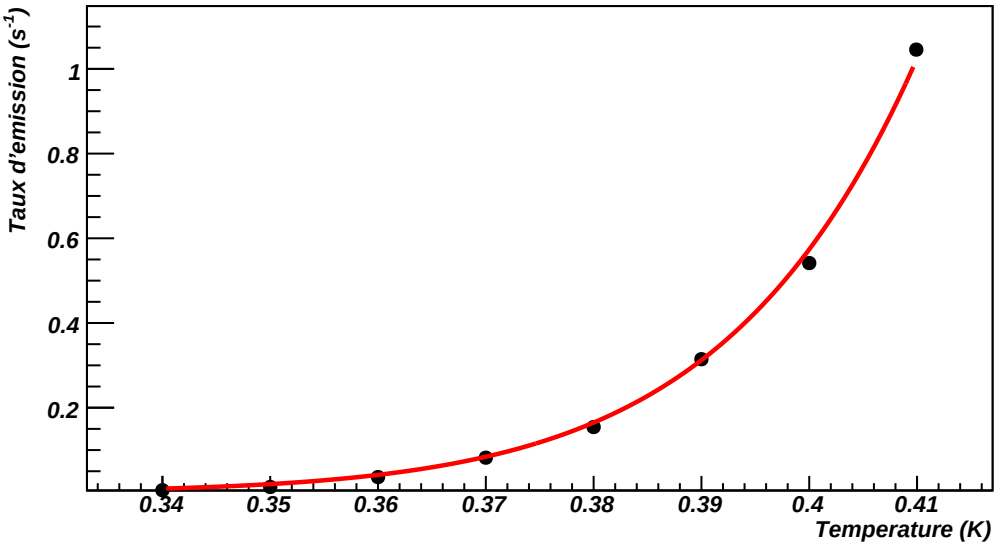

Figure 5.17 – *Variation du taux d'émission mesuré sous une tension de polarisation de 16 V, en fonction de la température. Le meilleur ajustement par une fonction à trois paramètres libres est aussi tracé (voir texte).*

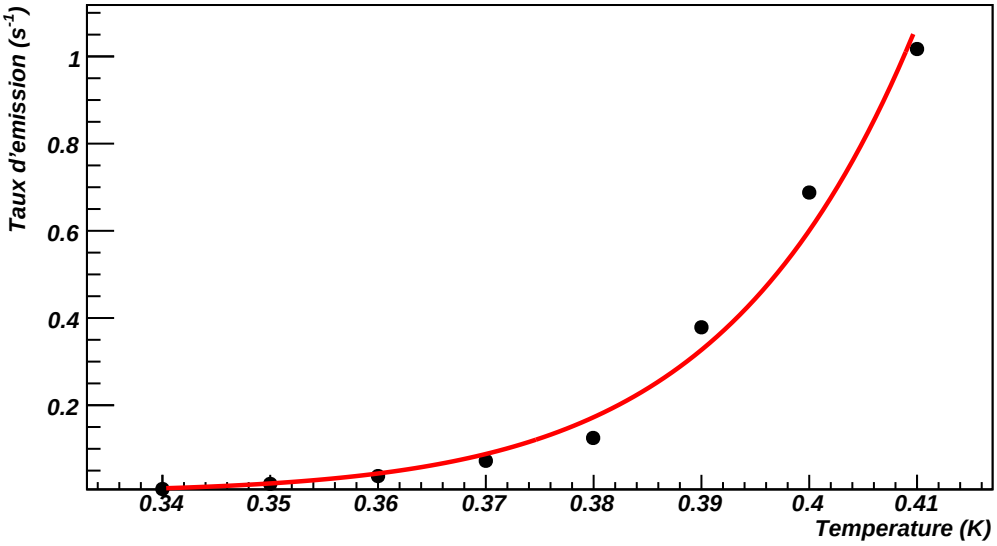

Figure 5.18 – *Variation du taux d'émission mesuré sous une tension de polarisation de 24 V, en fonction de la température. Le meilleur ajustement par une fonction à trois paramètres libres est aussi tracé (voir texte).*

(au-dessus de 380 mK) vu le très bon rapport signal/bruit de nos signaux. Les effets du champ électrique, bien qu'ils n'apportent qu'une très petite correction (de l'ordre de 2×10^{-5} meV) à l'énergie d'activation de l'émission, peuvent sensiblement affecter la valeur du taux d'émission (facteur ~ 2).

5.7.2 Densité de centres émetteurs dans le cristal

Nous avons évalué à environ 6×10^8 le nombre d'objets émetteurs dans le dispositif. Puisque le volume du détecteur est de 36.8 cm^3, cela mène à une densité de l'ordre de 1.5×10^7 objets/cm^3. Cette densité est très faible par rapport à la densité d'impuretés dopantes dans le cristal, qui est de 10^{11} impuretés dopantes/cm^3.
Cette constatation est en assez bon accord avec l'ordre de grandeur que l'on pourrait attendre. En effet, un bilan simplifié de la cinétique de ces niveaux de pièges à l'équilibre montre qu'en première approximation, le rapport de la densité de niveaux A^0 ou D^0 sur la densité de niveaux A^+ ou D^- doit être du même ordre de grandeur que le rapport de la section efficace de capture des centres A^+ ou D^- sur la section efficace de capture des centres neutres associés. Autrement dit, le rapport des sections efficaces donne le nombre de centres A^0 ou D^0 qui peuvent être transformés en centres A^+ ou D^- lors de l'irradiation. Or, on sait que les sections efficaces de capture par des centres chargés sont de l'ordre de 10^{-9} cm^2 à très basse température (voir par exemple l'article de revue d'Abakumov et al. [39]). Nous avons déterminé dans cette étude l'ordre de grandeur des sections efficaces de capture par les centres neutres, qui est d'environ 5×10^{-12} cm^2 (ce qui est d'ailleurs le même ordre de grandeur que les sections de capture présentées dans l'article de Brown et Burns ([26]) pour ces niveaux très peu profonds dans le germanium et dans la même gamme de température que nous). Sachant que la densité de dopant est de 10^{11} cm^{-3}, on en déduit donc que l'ordre de grandeur attendu pour la densité de centres chargés A^+ ou D^- doit être d'environ 5×10^8 cm^{-3}. Cela n'est pas trop éloigné (facteur ~ 20) de la densité de 1.5×10^7 objets/cm^3 que nous avons calculée.
Il faut cependant se rendre compte que l'incertitude sur la valeur de cette densité de pièges déterminée expérimentalement est grande. En effet, le calcul de la charge induite sur les électrodes $Q_0 = q\,N_0\,/\,2$ suppose un transport isotrope des porteurs. Il convient donc beaucoup mieux si les porteurs émis sont des trous que si ce sont des électrons, car on sait que le transport des électrons dans le germanium est fortement anisotrope (chapitre 4). L'erreur commise si les pièges observés émettent des électrons peut donc être assez grande. Ensuite, le facteur ~ 3 appliqué dans les calculs pour passer du courant ABCD au courant total est une approximation, qui demanderait davantage de mesures de courant total dans le dispositif pour avoir une meilleure précision. On peut également citer comme source d'erreur l'hétérogénéité du taux d'injection de porteurs par les LEDs, car nous ne pouvons pas contrôler de façon précise si l'irradiation est parfaitement uniforme dans le cristal. Enfin, il existe aussi une petite incertitude (néanmoins beaucoup plus faible que les sources d'erreur précédentes) sur la détermination du courant initial I_0 lors de l'ajustement des transitoires par une fonction exponentielle. Toutes ces incertitudes font que la densité de pièges que nous avons calculée doit être considérée comme un ordre de grandeur plutôt que comme une valeur numérique précise.

5.7.3 Dépendance en champ du taux d'émission

L'étude du taux d'émission nous a permis de valider le modèle du potentiel attractif d'une charge par un centre neutre (potentiel créé par un dipôle induit, en $1/r^4$), ce qui est effectivement le processus physique sous-jacent (un centre A^0 ou D^0 capture un porteur

chargé, électron ou trou). La même conclusion (validation expérimentale du potentiel de polarisation) avait été obtenue par Tasch et Sah pour de l'or dans le silicium ([28]).
Dans notre cas, l'accord entre la théorie et l'ajustement sur les points de mesure est très bon. L'écart théorie/expérience est en particulier à mieux que 1 % pour la comparaison à 390 mK. L'effet de champ a été évalué numériquement, et nous avons pu montrer qu'il s'agissait d'un effet très petit en valeur relative sur l'énergie d'activation de l'émission, mais qui pouvait diviser le taux d'émission par un facteur de l'ordre de 2.

5.7.4 Énergie d'activation du processus

Les valeurs obtenues pour les énergies d'activation apportent une preuve expérimentale de la nature des niveaux de pièges étudiés (tout comme la forme du puits de potentiel en $1/r^4$). En effet, les seuls objets connus dans le germanium ayant des énergies d'activation aussi faibles (inférieures à 1 meV) sont les centres A^+ et D^-. Nous avons déterminé une énergie d'activation moyenne égale à $0.745^{+0.069}_{-0.074}$ meV, avec une incertitude comprise entre 2.5 et 14 % selon les mesures. Si l'on compare nos valeurs avec celles de la littérature, on constate un très bon accord avec les résultats de Taniguchi et Narita [38] dont les mesures réalisées à 380 mK donnaient des énergies d'activation de 0.625 meV pour les centres D^- dans Ge/Sb et de 0.75 meV pour les centres D^- dans Ge/As, ce qui est très proche des 0.745 meV que nous avons obtenus. Nos mesures d'énergie d'activation valident donc l'hypothèse de centres de piégeage associés à des niveaux très peu profonds. Si l'on suppose que les niveaux de pièges observés sont créés par les impuretés dopantes de notre échantillon, on peut en tout cas raisonnablement penser qu'il s'agit de centres de type donneurs (cristal de type n).

5.7.5 Dépendance en température du taux d'émission

Un ajustement des mesures du taux d'émission en fonction de la température nous a permis, en connaissant par ailleurs tous les autres paramètres, de déterminer la dépendance en température de la section de capture. Celle-ci varie approximativement en $1/\sqrt{T}$, ce qui correspond à la dépendance proposée par Brown et Burns pour des températures inférieures à 2 K. On notera cependant que dans leur article, Brown et Burns excluent le modèle de Lax (potentiel de l'impureté en $1/\mathrm{r}^4$), alors que nous l'avons validé dans notre étude. Nous ne sommes donc pas en accord avec tous les résultats exposés dans [26]. La dépendance en température déterminée valide en tout cas l'hypothèse sous laquelle nous avons réalisé les diagrammes d'Arrhénius, puisque la dépendance du pré-facteur devant l'exponentielle dans l'expression du taux d'émission est bien en $\mathrm{T}^{3/2}$.

5.7.6 Sections de capture

Nos estimations de sections de capture à quelques centaines de mK confirment aussi l'observation de centres A^+ et D^-. En effet, nous avons obtenu des sections de l'ordre de 5×10^{-12} cm^2, ce qui est typique de ce type de pièges (valeurs proches données dans l'article de Brown et Burns ([26])). On trouve en tout cas des sections efficaces de capture

par des centres neutres qui sont 2 ou 3 ordres de grandeur plus petites que les sections de capture par des centres chargés, ce qui est le résultat attendu d'après la physique des différents processus. Le modèle avec lequel nous avons réalisé les ajustements aux données n'est pas valable au voisinage de T=0 car alors la section efficace divergerait.

5.8 Conclusion et expression finale du taux d'émission

Cette étude a permis d'obtenir un ensemble d'informations sur les niveaux très peu profonds associés aux impuretés dopantes dans les détecteurs cryogéniques de germanium. Les principaux paramètres physiques ont été calculés ou évalués, ce qui permet maintenant d'avoir une bonne connaissance du comportement de ces pièges.
L'énergie d'activation de 0.75 ± 0.07 meV déterminée pour ces niveaux coïncide avec la valeur obtenue expérimentalement par Taniguchi et Narita pour l'arsenic dans le germanium ([38]). Si nous identifions les impuretés dopantes que nous avons observées à des atomes d'arsenic, cela implique qu'elles sont de type donneur, et qu'il s'agit donc de centres D^-. Cela justifie les notations utilisées dans ce chapitre et réservées à l'émission d'électrons. Cependant, il n'est pas exclu que l'on ait en fait observé des impuretés de type accepteur plutôt que des niveaux donneurs, mais nous n'avons aucun moyen de vérifier que les propriétés des centres détectés sont celles de centres A^+ dans Ge. Par exemple, nous ne connaissons pas le taux de compensation (et donc la densité d'impuretés dopantes de type accepteur), et nous ignorons aussi si le matériau contient d'autres impuretés de type donneur avec une densité inférieure à celle du dopant majoritaire. Par conséquent, nous ne sommes pas en mesure de trancher entre l'une ou l'autre hypothèse (impuretés de type accepteur ou de type donneur).
Quoi qu'il en soit, la forme du puits de potentiel, l'énergie d'activation et les sections de capture déterminées démontrent sans ambiguïté possible que les pièges détectés sont effectivement des niveaux très peu profonds, donc de type A^+ ou D^-. L'image qui ressort notre étude concernant la situation de ces niveaux suite à une régénération du cristal est que pratiquement tous les centres sont neutralisés (sous forme de A^0 ou de D^0), à l'exception d'une très faible fraction d'entre-eux qui est ionisée en centres A^+ ou D^-. La fraction de centres ionisés est donnée par le rapport entre la densité mesurée (1.5×10^7 cm^{-3}) et la densité de dopant (10^{11} cm^{-3}).
Comme nous l'avons vu dans les chapitres 3 et 4 (détermination des lois de vitesse et analyse du *straggling* des porteurs), les simulations Monte-Carlo ont montré que les observations expérimentales correspondantes dans les cristaux de germanium pouvaient être reproduites en prenant en compte la diffusion des porteurs par des impuretés chargées avec des densités $\gtrsim 10^{10}$ cm^{-3}. Ces densités sont très supérieures à celles que nous avons déterminées pour les centres A^+ ou D^-. Cela laisse donc à penser que les centres diffuseurs seraient liés à d'autres types d'impuretés électriquement actives dans les détecteurs, autres que les dopants, avec des niveaux d'énergie plus profonds et qui restent à étudier à l'avenir.
Pour terminer ce chapitre, nous résumons les informations les plus importantes tirées de notre modèle de l'émission par un centre A^+ ou D^- :

$$e_n = \langle \sigma_c \rangle \, \langle v_{th} \rangle \; N_C \, e^{-E^A \,/\, (k_B \, T)} \tag{5.31}$$

Avec :

$$\sigma_c(T) \approx (4 \times 10^{-12} + 5 \times 10^{-13}\, T^{-0.5})\ \mathrm{cm}^2 \tag{5.32}$$

$$E^A = E_0^A - \frac{5q}{4}\left(\frac{\alpha\, q}{8\,\pi^2\,\varepsilon^2}\right)^{1/5} E^{4/5}\ \text{(potentiel de polarisation en } 1/r^4) \tag{5.33}$$

et $E^A \approx 0.75 \pm 0.07$ meV.

Troisième partie

Performances et utilisation des détecteurs dans Edelweiss

Chapitre 6

Amélioration des performances des bolomètres InterDigit

Ce court chapitre récapitule quelques améliorations obtenues dans le cadre de la R&D pour les détecteurs InterDigit d'Edelweiss. On y présentera d'abord un nouveau traitement de surface qui améliore le rejet passif des évènements de surface, puis nous décrirons dans un second temps une nouvelle procédure de régénération (neutralisation de la charge d'espace dans le cristal) qui permet d'améliorer la collecte des charges.

6.1 Amélioration du rejet des évènements de surface

L'intérêt principal des bolomètres de type "InterDigit" (ID) réside dans leur grand pouvoir de rejet des évènements de surface grâce à leurs électrodes concentriques polarisées de telle sorte que deux électrodes adjacentes sont à des potentiels de signes opposés, afin d'assurer un champ électrique parallèle à la surface à proximité de celle-ci. Lors du run 10 d'Edelweiss, une calibration avec une source β avait ainsi permis d'aboutir à la présence dans la bande de reculs nucléaires de 1 électron sur un total de 59876 après coupures, soit un rejet de 99.998 % des électrons ([130, 139]). Cependant, au vu du très faible taux d'évènements attendu pour la recherche de WIMPs, un rejet encore meilleur est souhaitable. Par ailleurs, les calibrations avec des sources β ont montré que dans les détecteurs InterDigit, le rendement d'ionisation des β est de l'ordre de 0.3 en-dessous de 200 keV, ce qui correspond au rendement d'ionisation attendu pour une WIMP. Autrement dit, si l'on trace le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul dans un InterDigit, les évènements β sont centrés sur la bande des reculs nucléaires, et la discrimination n'est pas possible. Cela est dû aux nombreuses surfaces libres entre les électrodes qui piègent beaucoup les charges, notamment celles produites à proximité des surfaces, par exemple par les β. Cette limitation intrinsèque aux ID gagnerait donc à être supprimée.
Cela peut se faire de deux façons : soit en améliorant les coupures de sélection et les résolutions sur les voies de mesure afin de baisser le seuil de détection et d'augmenter l'efficacité des coupures, soit en modifiant directement l'une des caractéristiques physiques du détecteur (géométrie, processus de fabrication, matériaux utilisés, etc...). C'est ce dernier choix que nous avons décidé de tester afin d'améliorer le rejet des évènements β.

Plus particulièrement, nous avons choisi de tester un nouveau traitement de surface des bolomètres que nous décrivons un peu plus loin. Le but recherché est donc d'améliorer le rendement de collecte des électrons de surface (qui, on le rappelle, est habituellement de l'ordre de 0.3 dans les ID). De cette façon, on permet une discrimination plus facile entre ces évènements et les véritables reculs nucléaires de WIMPs ou de neutrons.

6.1.1 Protocole expérimental

6.1.1.1 Processus de fabrication

Le traitement de surface "standard" des bolomètres InterDigit consiste en un décapage de la surface par bombardement ionique (bombardement à l'argon), pendant quelques minutes et sur toute la surface du germanium, puis au dépôt d'une sous-couche de germanium amorphe hydrogéné (a-HGe) afin de passiver la surface (de la rendre moins réactive en supprimant notamment les liaisons pendantes qui sont des pièges très actifs). Une couche additionnelle de niobium peut également être déposée, avant que les électrodes d'aluminium soient évaporées (grâce à un masque que l'on vient positionner sur le détecteur). Le nouveau processus de traitement supprime l'étape de bombardement sauf sous les électrodes, car si on la supprimait aussi sous les électrodes, il deviendrait très difficile voire impossible de souder les fils de liaison (par *bonding* ultrasonore) sur celles-ci. On supprime également toute sous-couche sur les surfaces entre les électrodes, mais on la laisse sous les électrodes (germanium amorphe hydrogéné). Enfin, pour tester l'influence potentielle d'une sous-couche additionnelle de niobium sous les électrodes, on en dépose sur l'une des deux faces seulement (sous les électrodes) mais pas sur l'autre. On peut de cette façon tester l'effet potentiel de l'ajout de niobium en comparant les deux surfaces (notamment les rendements de collecte). Ainsi, à l'exception de la couche de niobium sous les électrodes d'une face (de 3 nm d'épaisseur), le bolomètre est symétrique par rapport à son plan médian.

6.1.1.2 Caractéristiques du dispositif expérimental

Le détecteur utilisé (ID204) est un bolomètre de germanium ultra-pur de 200 grammes, dont la fabrication a suivi le processus décrit ci-dessus. Il a été équipé d'un thermomètre de type NTD (Neutron Transmutation Doped) dont la sensibilité a été évaluée à 12 nV/keV à 19 mK et de 21 nV/keV à 17.5 mK. Cette sensibilité est assez faible par rapport aux sensibilités habituelles des thermomètres NTD utilisés dans Edelweiss, mais suffisante pour mener à bien l'étude. Le détecteur a aussi été équipé de deux sources de ^{109}Cd (une sur chaque face). Le ^{109}Cd émet des γ de 88 keV, et un certain nombre d'émission β et X, résumées dans le tableau 6.1. C'est notamment un émetteur β qui est donc parfaitement adapté pour tester le comportement des évènements de surface (les β du ^{109}Cd sont absorbés en surface dans le germanium). La raie de 88 keV permet en outre d'effectuer les calibrations des voies de mesure. Les mesures ont été réalisées à 19 mK dans le cryostat à dilution dédié à la R&D pour les détecteurs d'Edelweiss.

Type d'émission	Énergie (keV)	photons/électrons pour 100 désint.
γ	88.0336	3.626(26)
β	17.79 - 18.69	
β	20.945 - 22.16	20.6(5)
β	24.079 - 25.507	
β	62.52	40.8(5)
β	84.228 - 84.683	44.8(5)
β	87.316 - 88.03	9.28(29)
X	~ 22	83.7(65)
X	~ 25	15.14(18)
X	~ 25.5	2.64(10)

Tableau 6.1 – *Émissions principales du ^{109}Cd et énergies correspondantes en keV. Outre les γ de 88 keV et les raies X autour de 25 keV, on voit que le ^{109}Cd est principalement un émetteur β.*

6.1.2 Résultats

6.1.2.1 Bolomètre témoin (ID201)

Les résultats ont été très probants. Nous présentons d'abord sur la figure 6.1 le diagramme sur lequel on a tracé le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour le détecteur témoin ID201 qui possède un traitement de surface standard, lors d'une calibration β (sources de ^{109}Cd sur chaque face du détecteur). Ce diagramme est tracé avant toute coupure de sélection et montre bien que les évènements de surface (β), à mauvaise collecte de charge, se placent à un rendement d'ionisation de l'ordre de 0.3.

6.1.2.2 Bolomètre de test (ID204)

Intéressons-nous maintenant aux résultats obtenus avec le nouveau traitement de surface sur le bolomètre de test ID204. La figure 6.2 présente le diagramme de discrimination (tracé du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul) du bolomètre ID204 après une calibration β (dans les mêmes conditions que la calibration qui a mené à la figure 6.1, avec acquisition de 80000 évènements). La "remontée" du rendement d'ionisation des évènements de surface est nettement visible sur cette figure, mais on peut également la vérifier en faisant l'histogramme du rendement d'ionisation pour tous les évènements (figure 6.3). On peut ainsi contrôler que la population des évènements de surface est centrée autour de 0.65. Ceci démontre donc l'intérêt du nouveau traitement de surface testé.

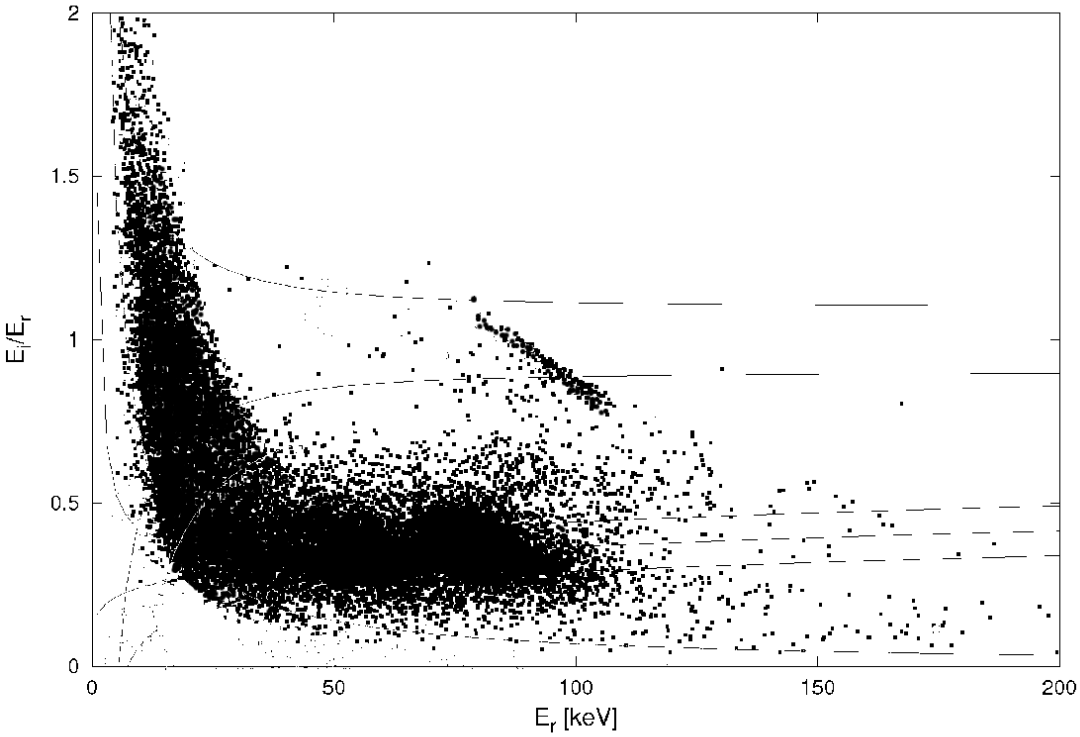

Figure 6.1 – *Diagramme de discrimination pour le bolomètre ID201 (traitement de surface "standard") suite à une calibration β avec une source de ^{109}Cd sur chaque face du détecteur (avant toute coupure de sélection). Les évènements de surface, à collecte déficitaire, ont un rendement centré à environ 0.3, en plein milieu de la bande des reculs nucléaires.*

6.1.2.3 Effet de la sous-couche de niobium

Comme précisé dans le détail du processus de fabrication de ce bolomètre de test, l'une des deux faces planes du détecteur possède une sous-couche de niobium sous les électrodes. Nous avons donc voulu savoir si la présence de cette sous-couche pouvait jouer un rôle dans la collecte des charges. Nous avons donc tracé deux diagrammes de discrimination, le premier en sélectionnant les évènements donnant du signal sur la face supérieure seulement (figure 6.4), le second avec ceux donnant du signal sur la face inférieure seulement (figure 6.5). On peut donc constater qu'il n'y a aucune différence apparente entre les deux faces, ce qui implique que la présence de la sous-couche de niobium ne joue aucun rôle significatif dans la collecte des évènements de surface. Cette observation est confirmée par la figure 6.6, où l'on a tracé en ordonnée une quantité qui vaut +1 lorsque toute l'énergie est déposée sur la face supérieure du bolomètre, -1 lorsque toute l'énergie est déposée sur la face inférieure, et 0 si la charge est parfaitement équilibrée entre les deux faces (ce qui suppose une interaction dans le volume central du détecteur), avec en abscisse l'énergie de recul. On pourra contrôler sur cette figure que les différentes populations d'évènements de surface sont symétriques sur les deux faces planes du détecteur. Cela implique que le rendement d'ionisation est le même pour chaque population, indépendamment de la face où l'énergie est déposée. On notera que l'une de deux sources de ^{109}Cd était un peu

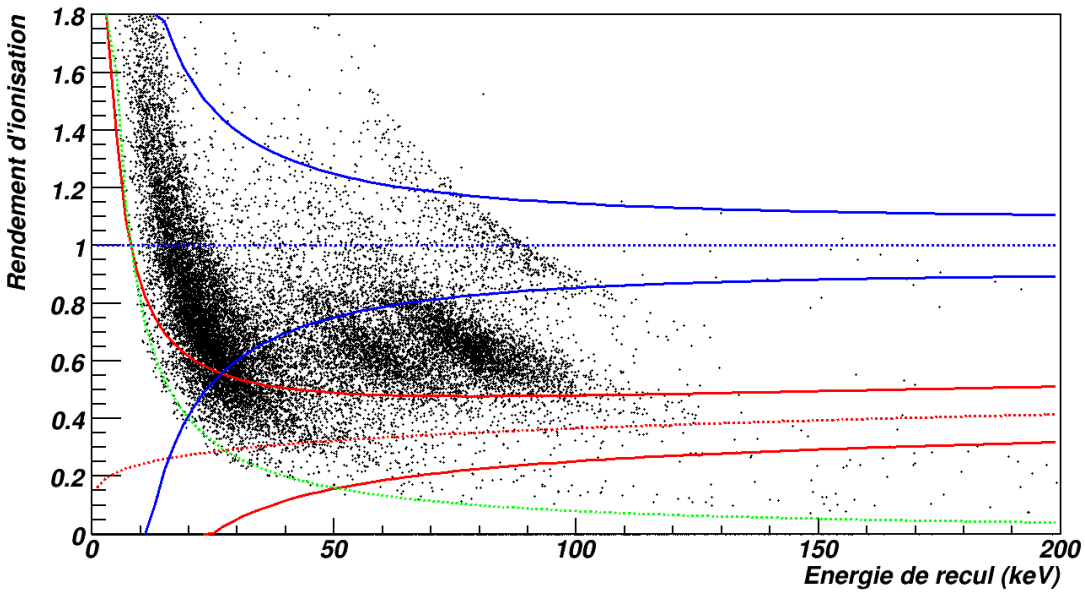

Figure 6.2 – *Diagramme de discrimination pour le bolomètre ID204 (nouveau traitement de surface) suite à une calibration β avec une source de ^{109}Cd sur chaque face du détecteur (avant toute coupure de sélection). Les évènements de surface, à collecte déficitaire, ont un rendement centré à environ 0.65. En conséquence, le rejet de ces évènements hors de la bande de reculs nucléaires est déjà bon avant même que les coupures de sélection soient effectuées. On remarque, en plus de la raie γ à 88 keV, quatre populations d'évènements que l'on peut attribuer (par énergies croissantes) à : (i) les électrons entre 17.8 et 25.5 keV à $Q \approx 0.65$, (ii) les raies X entre 22 et 25.5 keV à $Q \approx 1$, (iii) les électrons de 62.5 keV, et (iiii) les électrons entre 84 et 88 keV. Sur la figure, la courbe verte en pointillés représente le seuil en énergie d'ionisation (placé à 8 keV). La bande des reculs nucléaires à 3 σ (99.7 %) est dessinée en rouge, et la bande des reculs électroniques à 2 σ (95.4 %) est dessinée en bleu.*

moins active que l'autre, ce qui explique que la statistique soit plus faible d'un côté que de l'autre.

6.2 Optimisation de la procédure de régénération

6.2.1 Motivations

Après un temps d'utilisation de l'ordre de 24 heures (durée variable selon le bolomètre et selon les conditions d'utilisation), les détecteurs d'Edelweiss peuvent commencer à présenter une dégradation de la collecte des charges. Cet effet est dû à l'accumulation de charges dans les cristaux de germanium suite au piégeage de porteurs libres sur des impuretés de natures diverses (avec des niveaux d'énergie plus ou moins profonds). Après une durée d'utilisation de plusieurs heures, les porteurs piégés forment donc une charge d'espace dans les bolomètres, ce qui peut modifier le champ de collecte de façon parfois assez sensible (intensité du champ et direction des lignes de champ).

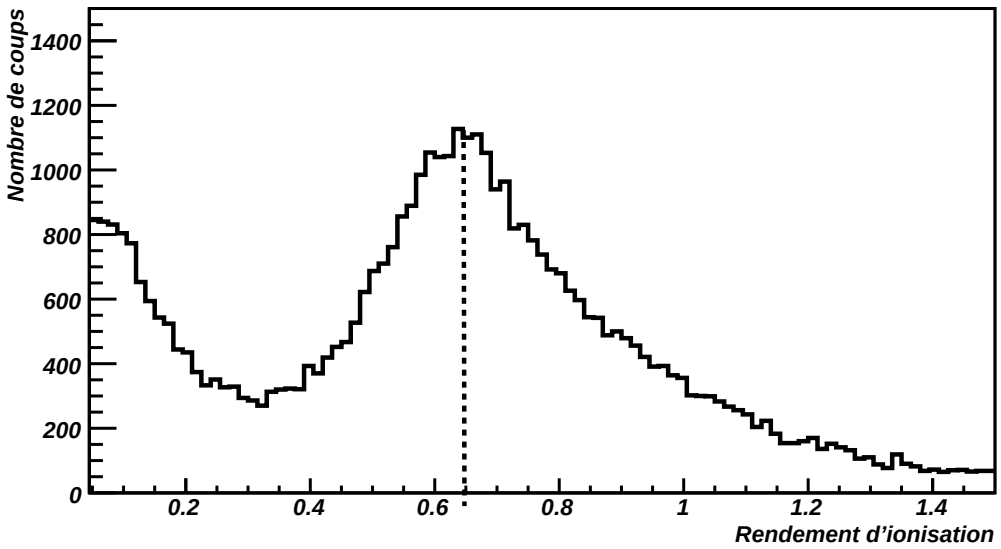

Figure 6.3 – *Histogramme du rendement d'ionisation pour tous les évènements de la calibration β dans ID204. On vérifie facilement que les évènements de surface sont centrés autour de 0.65. Sur cette figure, et contrairement à la figure précédente, aucun seuil en énergie n'a été imposé, ce qui explique la présence d'évènements à très bas rendement d'ionisation.*

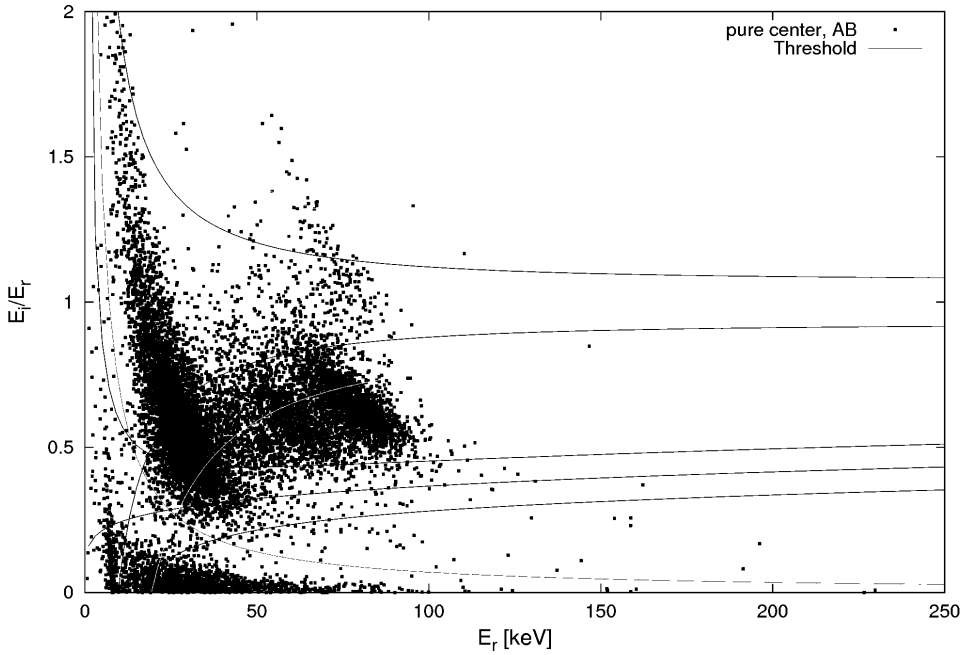

Figure 6.4 – *Diagramme de discrimination pour la face supérieure de ID204 suite à une calibration β. Les évènements situés à basse énergie et à très bas rendement d'ionisation sont des évènements de bruit des voies de mesure de l'ionisation (qui n'apparaissent pas en présence d'un seuil en ionisation suffisamment élevé).*

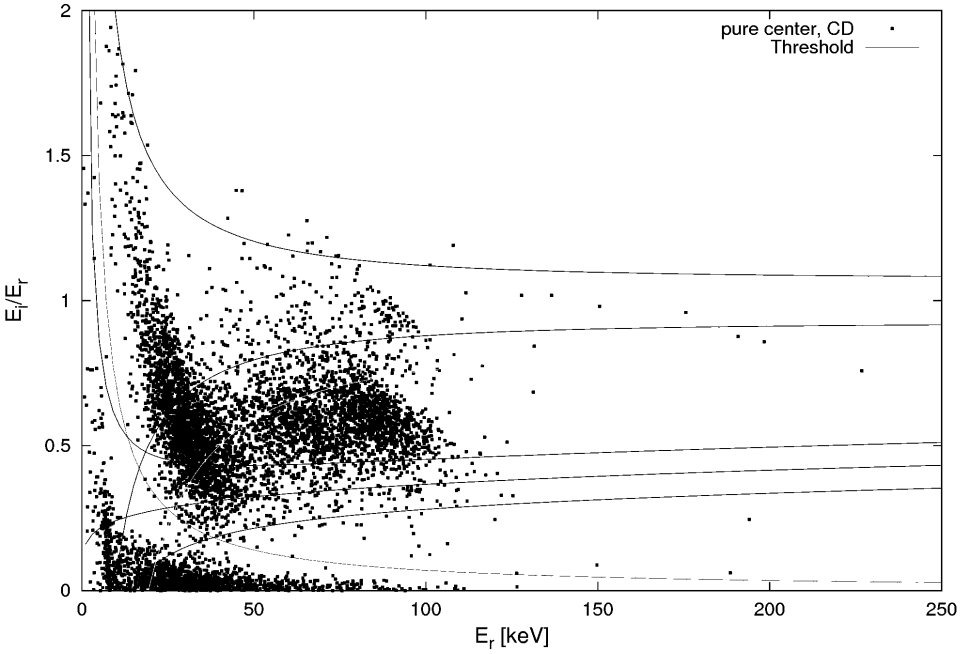

Figure 6.5 – *Diagramme de discrimination pour la face inférieure de ID204 suite à une calibration β. Les évènements situés à basse énergie et à très bas rendement d'ionisation sont des évènements de bruit des voies de mesure de l'ionisation (qui n'apparaissent pas en présence d'un seuil en ionisation suffisamment élevé).*

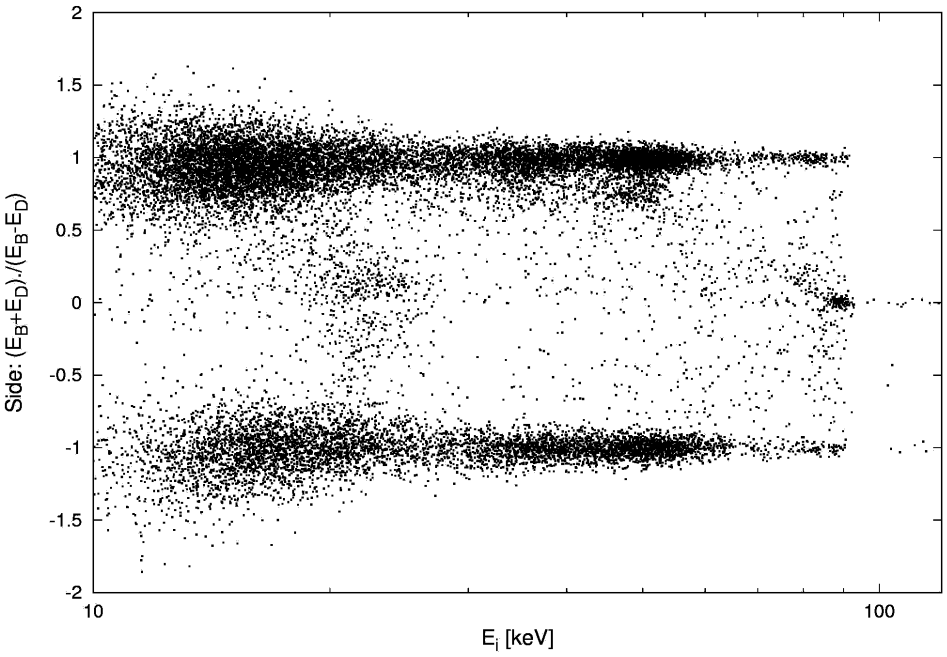

Figure 6.6 – *Répartition de l'énergie dans le bolomètre ID204 en fonction de l'énergie de recul (échelle logarithmique en abscisse). La quantité en ordonnée vaut +1 si toute l'énergie est déposée sur la surface supérieure, -1 si toute l'énergie est déposée sur la surface inférieure, et 0 si l'énergie est parfaitement équilibrée entre les deux faces (évènements de volume). On remarque notamment, dans les évènements de volume, les γ de 88 keV et les X entre 22 et 25.5 keV.*

Référence de la LED	L8245	L7850	L7866
Longueur d'onde d'émission (μm)	1.65	1.45	1.30
Energie des photons (eV)	0.75	0.86	0.95
Longueur d'absorption dans Ge (μm)	170000	400	$\simeq 1$

Tableau 6.2 – *Caractéristiques des LEDs infrarouges*

La procédure de régénération des cristaux (neutralisation de la charge d'espace) est donc un processus crucial dans le fonctionnement des détecteurs sur le long terme. La technique utilisée dans le cryostat Edelweiss-II au LSM consiste à irradier les détecteurs à l'aide d'une source radioactive assez intense, en mettant les électrodes de collecte à un potentiel nul afin que l'excès de porteurs créés dans le cristal puisse neutraliser les charges déjà piégées. Cependant, cette technique nécessite l'emploi de sources radioactives, ce qui pose à la fois un problème de sécurité (risques liés aux radiations), un problème de facilité d'utilisation (nécessité de rentrer et de sortir la source lors de la procédure) et un problème de flexibilité (activité et spectre d'émission fixés, donc durée de régénération et profondeur de pénétration dans le germanium non modulables). Or, on peut en principe utiliser n'importe quelle source de radiations capable de générer des paires électron-trou dans un détecteur. C'est la raison pour laquelle nous avons souhaité nous intéresser au diodes électroluminescentes (DELs, ou LEDs en anglais) qui émettent dans l'infrarouge. La possibilité d'utiliser des LEDs infrarouges dans Edelweiss avait déjà été suggérée dans la thèse de X.-F. Navick ([73]). Par ailleurs, certaines expériences de détection directe de matière noire utilisent déjà les LEDs pour la suppression de la charge d'espace dans leurs cristaux (voir par exemple dans [131]). Nous allons donc décrire ici les expériences effectuées au CSNSM pour tester la possibilité d'utiliser des LEDS pour la régénération des cristaux, et pour évaluer les performances obtenues en comparaison avec l'utilisation de sources radioactives. L'étude a également permis une étude de l'efficacité quantique de création de paires électron-trou dans le germanium à très basse température, dans le domaine de l'infrarouge.

6.2.2 Matériel

Nous avons utilisé pour cette étude trois diodes électroluminescentes de la marque Hamamatsu qui émettent dans l'infrarouge avec des longueurs d'onde de 1.3 μm, 1.45 μm et 1.65 μm. Les longueurs d'absorption dans le germanium associées à ces longueurs d'onde sont récapitulées dans le tableau 6.2. Ces LEDs sont montées directement sur le capot de cuivre du détecteur (une diode de chaque type de chaque côté du bolomètre) sans collimateurs et sans fibres optiques, de telle sorte qu'elles peuvent irradier chacune des deux faces planes du détecteur. Elles fonctionnent donc à très basse température, mais des mesures et des calibrations nous ont permis de vérifier leur bon fonctionnement ainsi que les caractéristiques attendues pour leur profondeur d'irradiation dans le germanium. Selon la LED utilisée, on voit que l'on peut effectivement créer des paires électron-trou à différentes profondeur du cristal. En particulier, la LED L8245 produit une irradiation dans tout le volume du détecteur, tandis que les deux autres (L7850 et L7866) produisent

une irradiation ciblée en surface. Cela permet de choisir la zone dans laquelle on veut privilégier la régénération. Les LEDs sont commandées par deux générateurs d'impulsions HP (modèles 8116 A et 8112 A) qui permettent un réglage fin de la durée et de la fréquence des impulsions, ainsi que de leur intensité (en jouant sur l'amplitude de la tension de commande). Une source auxiliaire de ^{22}Na a également été utilisée pour effectuer des comparaisons avec les LEDs, et, de même que pour l'expérience de test d'un nouveau traitement de surface évoquée un peu plus haut, deux sources de ^{109}Cd étaient montées devant chaque face du détecteur pour pouvoir observer les spectres en énergie obtenus suite aux différentes procédures de régénération. Les mesures ont été réalisées avec le bolomètre ID201 (diamètre 48 mm, épaisseur 20 mm, poids 200 g), en germanium de haute pureté ($N_A - N_D \simeq 10^{10}$ impuretés/cm^3), dont les performances ont été validées au Laboratoire Souterrain de Modane, et qui est dorénavant dédié aux expériences de R&D au CSNSM. La configuration des électrodes est celle d'un bolomètre de type InterDigit dans les conditions habituelles d'utilisation.

6.2.3 Efficacité quantique de création de paires par les photons infrarouges dans le germanium à très basse température

Les résultats présentés ici sont regroupés dans [140], et constituent une introduction à la physique de la création de paires électron-trou par les photons infrarouges dans le germanium. Ils nous ont permis de mieux comprendre les processus fondamentaux sous-jacents à l'irradiation infrarouge dans le germanium pour préparer l'étude des performances de ce type de régénération.
On définit au sens strict l'efficacité quantique d'un détecteur semi-conducteur par le nombre de paires électron-trou résultant de l'absorption d'une particule incidente d'énergie donnée. Une mesure directe de cette efficacité quantique demeure délicate, car il faut tenir compte, pour l'interprétation des résultats, d'une part des processus fondamentaux de production de paires, et d'autre part des caractéristiques de la collecte de charge dans le détecteur considéré. Ce dernier point recouvre notamment la recombinaison possibles des porteurs et les effets liés au piégeage. On peut donc résumer cela en écrivant que $\eta = \epsilon.\kappa$, où η est la valeur mesurée de l'efficacité de création de paires, ϵ est l'efficacité quantique intrinsèque au matériau à une énergie donnée, et κ est un facteur correctif qui reflète la qualité de la collecte de charge.
Une possibilité pour mesurer cette efficacité quantique consiste à utiliser l'effet Neganov-Luke, en évaluant l'énergie dissipée par effet Joule dans le dispositif. En effet, la chaleur mesurée E_{chal} est toujours la somme de l'énergie déposée par la particule incidente E_0 et de l'énergie Joule E_J qui est dissipée lors du mouvement des porteurs dans le cristal. Si l'on néglige en première approximation tout effet de piégeage et de recombinaison, l'expression de l'énergie Joule est :

$$E_J = \sum_{i=0}^{n} Q_i V_i = \left(\sum_{i=0}^{n} Q_i V_i^0 \right) \Lambda \tag{6.1}$$

Où l'on a noté Q_i l'amplitude du signal de charge (exprimé en coulombs) sur la i-ème électrode (i=1,...,6 pour un bolomètre InterDigit standard) mise au potentiel V_i (exprimé

Référence de la LED	η (paires/photon)
L8245 (1.65 μm)	0.44
L7850 (1.45 μm)	0.35
L7866 (1.30 μm)	0.3

Tableau 6.3 – *Efficacités de création de paire électron-trou pour les 3 LEDs étudiées.*

en volts). Le facteur Λ est un facteur multiplicatif de toutes les polarisations (facteur d'échelle). On peut montrer que cette formule s'applique aussi même en présence de piégeage.
Notons alors N_0 le nombre de paires électron-trou générées par une particule incidente. On a alors $N_0 = \varepsilon E_0$, où ε est l'efficacité intrinsèque de création de paire dans le germanium à l'énergie du photon incident (exprimée en paires/photon). Définissons la charge totale induite sur les électrodes Q_{tot} par : $Q_{tot} = \sum_i |Q_i|/2$ (si la collecte de charge est complète, Q_{tot} est la charge d'ionisation, correspondant au nombre total de paires électron-trou produites : $Q_{tot} = q\,N_0$, où q est la charge élémentaire). Soit alors κ le rapport entre Q_{tot} et $q\,N_0$. κ caractérise ainsi l'efficacité de la collecte de charge. On a alors : $Q_{tot} = q\,\kappa\,N_0 = q\,\kappa\,\varepsilon\,E_0$. Finalement, soit α_i le rapport de Q_i sur Q_{tot}. Exprimée à l'aide de tous ces paramètres, l'énergie Joule devient :

$$E_J = q\,\kappa\,\varepsilon\,E_0 \left(\sum_i \alpha_i\,V_i^0\right)\Lambda \tag{6.2}$$

En normalisant l'amplitude du signal chaleur par l'énergie déposée E_0, on obtient :

$$\frac{E_H}{E_0} = 1 + \left(q\,\eta \sum_i \alpha_i\,V_i^0\right)\Lambda \tag{6.3}$$

Avec $\eta = \kappa\,\varepsilon$.
Ce modèle rend parfaitement compte des résultats expérimentaux obtenus avec les trois LEDs. Nous présentons sur la figure 6.7 les amplitudes normalisées des signaux chaleur en fonction du paramètre Λ pour les 3 LEDs, et avec différentes intensités pour les impulsions. L'exploitation des pentes des droites obtenues permet de déterminer l'efficacité de création de paire η pour chacune des 3 LEDs. Les résultats sont regroupés dans le tableau 6.3.
On peut montrer qu'à ces énergies, chaque photon infrarouge crée en théorie une paire électron-trou (énergies proches du gap du germanium). La faible valeur mesurée pour l'efficacité de création de paire traduit donc une mauvaise collecte de charge dans ces conditions d'injection.

6.2.4 Résultats pour la régénération des cristaux avec des LEDs infrarouges

Nous avons testé différentes procédures de régénération (résumées sur la figure 6.8) afin notamment de pouvoir comparer la régénération par LEDs avec la régénération par sources émettrices γ, mais aussi de comparer les performances des 3 LEDs entre-elles.

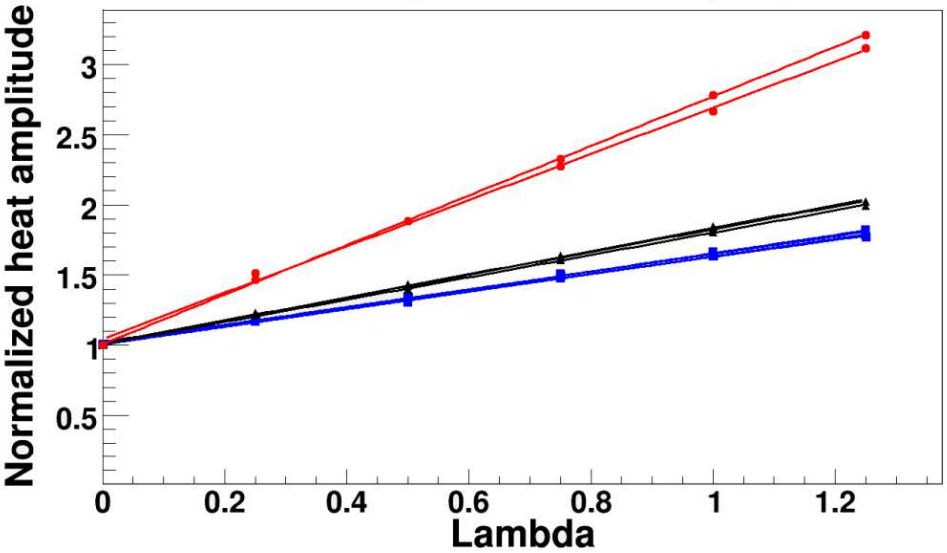

Figure 6.7 – *Amplitudes normalisées des signaux chaleur pour les 3 LEDs. Différentes intensités sont testées pour les impulsions, chacune donnant une droite dont la pente est caractéristique d'une LED en particulier (LED à 1.65 μm en rouge, LED à 1.45 μm en noir, et LED à 1.3 μm en bleu).*

Ces résultats sont compilés dans [147]. Outre le fait que la régénération par LEDs peut se faire beaucoup plus rapidement qu'avec une source (en augmentant la fréquence des impulsions par exemple, tout en veillant à ce que la chambre à mélange du cryostat ne soit pas trop chauffée par cette illumination), on s'aperçoit que la régénération par LEDs restitue plus finement les caractéristiques du spectre en énergie attendu dans le germanium. En particulier, la LED la moins pénétrante de 1.3 μm permet d'obtenir après régénération du cristal une très bonne résolution sur les raies X de 22 et 25 keV. Cela peut notamment s'expliquer par le fait que cette LED permet d'injecter de très grandes quantité de porteurs à proximité immédiate de la surface. Or, on sait que les surfaces des bolomètres d'Edelweiss (comme d'ailleurs de tous les détecteurs semi-conducteurs avec des surfaces libres) présentent un grand nombre de pièges susceptibles de créer une charge d'espace locale au bout d'un certain temps d'utilisation. Par conséquent, le fait de pouvoir générer un grand nombre de paires électron-trou juste sous la surface rend probablement possible une très bonne neutralisation des centres ionisés qui y sont présents.

6.2.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre deux séries d'expériences de R&D destinées à l'amélioration des performances des bolomètres InterDigit. La première série d'expériences a démontré l'intérêt d'un nouveau type de traitement de surface pour les bolomètres d'Edelweiss (en cours de test en conditions réelles au Laboratoire Souterrain de Modane). Ce nouveau traitement de surface permet d'améliorer sensiblement le rejet passif des évènements de surface, ce qui doit nécessairement induire une meilleure discrimination entre le bruit de fond dû aux rayonnement β et les reculs nucléaires attendus pour des interactions de WIMPs dans le cristal. Ces résultats très probants incitent à poursuivre les tests

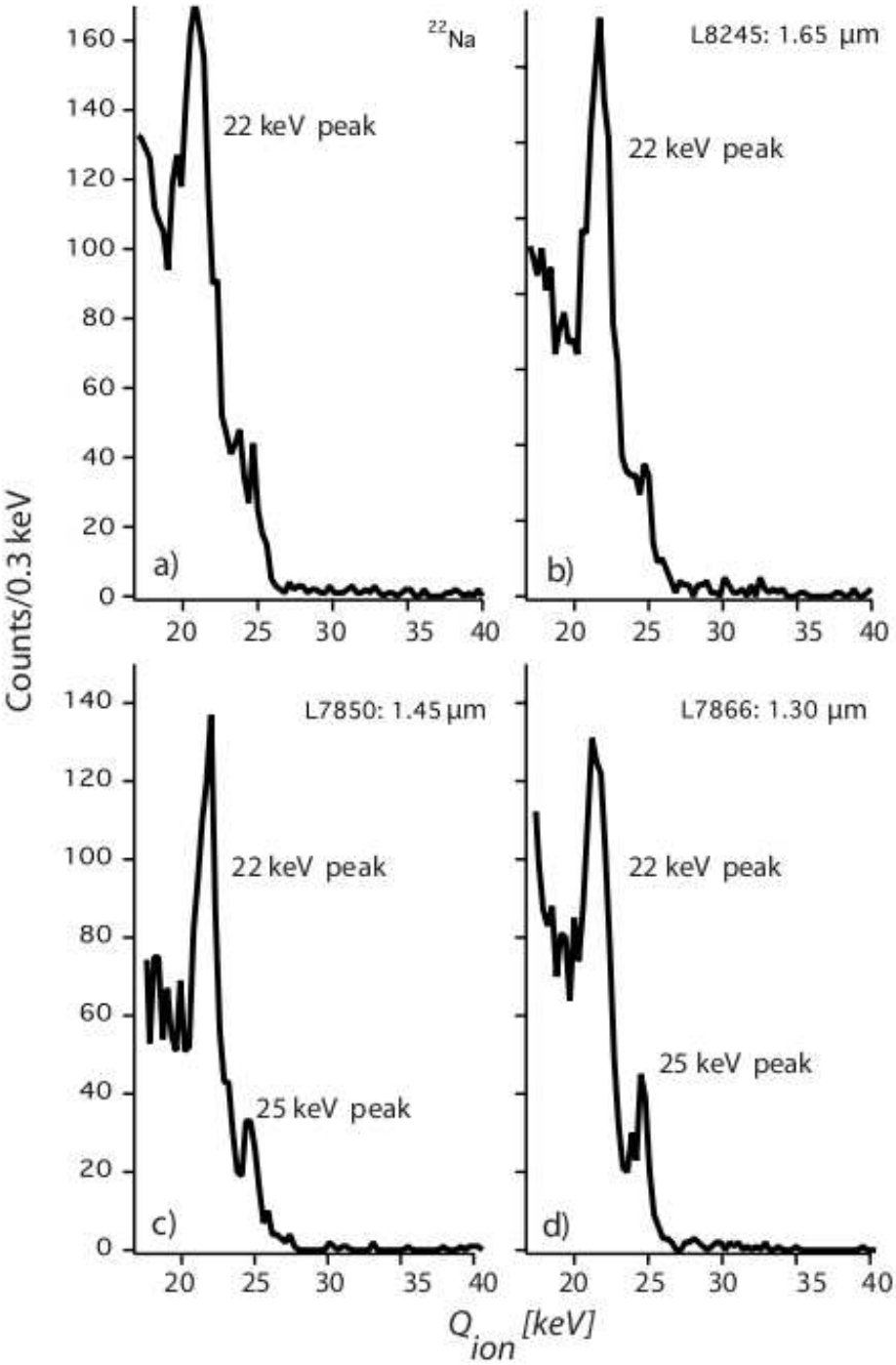

Figure 6.8 – *Comparatif des résultats des différentes procédures de régénération testées. Les procédures sont les suivantes : pour (a) 8 heures d'irradiation par une source de ^{22}Na, pour (b) 2 heures d'irradiation avec la LED de 1.65 μm, pour (c) 2 heures d'irradiation avec la LED de 1.45 μm, et pour (d) 2 heures d'irradiation avec la LED de 1.3 μm. La quantité Q_{ion} en abscisse correspond à l'énergie d'ionisation totale générée par un évènement.*

pour encore améliorer le rejet du bruit de fond.
La seconde série d'expériences concerne l'étude de la régénération des détecteurs par irradiation infrarouge. Nous avons montré qu'on pouvait obtenir des performances accrues (notamment de meilleures résolutions à basse énergie) en utilisant des LEDs, qui en plus sont faciles d'emploi et avec lesquelles on peut moduler les caractéristiques souhaitées de la régénération : ciblage d'une zone dans le cristal, variation de la densité de porteurs créée, optimisation de la durée de la procédure. Cela pourrait permettre à l'avenir d'éviter l'utilisation de sources radioactives, encombrantes et difficiles d'emploi, si la collaboration Edelweiss venait à adopter ces nouvelles techniques de régénération. Tous ces résultats démontrent en tout cas l'intérêt des développements de R&D dans le cadre de l'optimisation des détecteurs dans l'expérience Edelweiss.

Chapitre 7

Évaluation du volume fiduciel des bolomètres InterDigit à partir de l'étude du doublet de raies à 10 keV

7.1 Introduction

Les expériences de détection directe de matière noire et de désintégration double β nécessitent des détecteurs très massifs (allant jusqu'à la tonne), très sensibles et surtout positionnés dans un environnement dont le bruit de fond doit être extrêmement faible. Selon le type d'expérience (matière noire ou double β), les radionucléides problématiques ne sont en général pas les mêmes, puisque les régions d'intérêt du spectre en énergie diffèrent. En particulier, tous les radionucléides à longue durée de vie sont une source potentielle de bruit de fond, dans la mesure où ils peuvent être activés par les particules cosmiques très énergétiques (cosmogénèse) ou bien créés lors de calibrations des détecteurs avec une source de neutrons, et que leur désintégration perdure durant de longues périodes. Cela pose donc essentiellement deux questions :

- Comment se préserver des rayons cosmiques, que ce soit lors de la fabrication des détecteurs ou bien lorsqu'ils sont en opération ?
- Comment rejeter ou s'accommoder de ce bruit de fond s'il existe ?

En ce qui concerne Edelweiss, le premier problème a trait aux techniques de fabrication de cristaux de germanium de très haute pureté (HPGe) et aux possibilités existantes de pouvoir utiliser ces cristaux après un temps de stockage plus ou moins long en site souterrain. Une fois en opération, les détecteurs seront de toute façon placés sous terre pour se prémunir au maximum des conséquences des rayons cosmiques. Nous ne traiterons pas cette question ici, mais ce sujet gagne en importance ces dernières années, notamment au vu de la multiplication des expériences de détection directe de matière noire (et de double β) et à cause du fait que ces expériences nécessitent des durées d'exposition de plus en plus grandes car le taux d'évènements attendu est très faible. En revanche, nous allons nous intéresser dans ce chapitre aux effets des radionucléides susceptibles de constituer un bruit de fond dans Edelweiss (comme d'ailleurs dans toute expérience recherchant des évènements très rares et utilisant des cristaux de germanium), et montrer qu'ils peuvent

néanmoins présenter un intérêt pour la calibration des détecteurs et pour l'estimation du volume de détection utile (dit volume fiduciel par anglicisme).

7.2 Contaminants de volume dans Edelweiss

Un certain nombre de radio-isotopes peuvent être produits dans un cristal de germanium suite à des réactions mettant en jeu l'un des isotopes stables du germanium ou bien un type d'impureté qui serait présente involontairement (le niveau de pureté n'est jamais de 100 %) ou volontairement (dopage intentionnel). Dans le germanium, les isotopes qui sont susceptibles de poser le plus problème sont le ^{68}Ge, le ^{65}Zn, et le ^{3}H. Les deux premiers produisent des raies X autour de 10 keV (10.34 et 8.98 keV respectivement), et le tritium produit notamment un continuum β se terminant à 18 keV. On comprend donc pourquoi ces radionucléides peuvent être gênants pour la recherche de WIMPs, d'autant qu'à ces énergies, le rejet des β et des photons n'est pas forcément optimal car les énergies ne sont pas très grandes. Dans une moindre mesure, les 2 isotopes de l'arsenic ^{73}As et ^{74}As, le ^{56}Ni, les 3 isotopes du cobalt ^{56}Co, ^{57}Co et ^{58}Co, le ^{55}Fe, le ^{54}Mn, le ^{51}Cr et le ^{49}V peuvent également présenter de raies X gênantes pour les spectres de basse énergie dans le germanium (entre 4 et 8 keV). Des articles comme par exemple [146] donnent les taux de production attendus de ces différents isotopes dans un cristal de germanium naturel. Nous allons présenter dans cette section les propriétés de ces radionucléides, d'abord en expliquant comment ils sont produits dans le germanium naturel, puis en citant les différents processus d'émission lors de leur désexcitation. On donnera aussi les schémas de désintégration du ^{68}Ge et du ^{65}Zn, qui sont les plus visibles dans Edelweiss, et dont les raies nous permettront ensuite d'évaluer le volume fiduciel des bolomètres.

7.2.1 Activation neutronique et cosmique

Comme nous l'avons évoqué, la production de ces radionucléides s'effectue par exposition à un rayonnement cosmique (qui contient par nature des particules de très haute énergie) ou à un flux de neutrons intenses. Concernant l'activation cosmique, ces isotopes radioactifs sont créés par l'interaction de la composante hadronique des gerbes cosmiques (p, n, p^+, p^-, K^+, K^-) dans le cristal de germanium (supposé composé des différents isotopes du germanium dans des proportions correspondant à leur abondance naturelle relative, ainsi que de diverses impuretés en proportion variable).
En réalité, un nombre important de radionucléides peuvent être créés dans les détecteurs de germanium, mais aucune des raies que l'on peut observer n'est produite par des radionucléides qui se désintègrent en émettant des particules chargées (électrons ou positrons), car ces particules chargées déposent un continuum d'énergie dans le germanium (c'est le cas des β du tritium, par exemple). En conséquence, seules les désintégrations par transitions isomériques entre les différents niveaux d'énergie d'un noyau ou les captures électroniques peuvent produire des raies suffisamment résolues en énergie dans un cristal de germanium.
Un grand nombre de réactions sont possibles pour la production de ces radionucléides, avec des sections efficaces de production très variables. Par exemple, le ^{68}Ge peut être

produit à partir de n'importe quel isotope naturel du germanium soumis à un flux de neutrons rapides (avec une énergie de production maximale entre 35 et 250 MeV) ou au rayonnement cosmique (avec une énergie de production maximale entre 110 et 530 MeV). La référence [164] propose une étude très complète de la production des radionucléides les plus importants dans le germanium.

7.2.2 Désexcitation par transition isomérique

Si un noyau est dans un état excité et que la demi-vie de cet état excité est suffisamment longue (plus longue que le temps de collecte de charge dans le détecteur), alors l'énergie libérée lors de la désexcitation ne sera pas sommée avec l'énergie déposée durant la réaction nucléaire initiale, et sera vue comme une raie dans le spectre en énergie. Dans le germanium, deux désexcitations sont particulièrement importantes : une désexcitation d'un niveau du ^{71}Ge avec une demi-vie de 20 ms, et un état excité du ^{75}Ge avec une demi-vie de 48 s. De tels niveaux excités sont considérés comme étant métastables, et sont repérés après l'ajout de la lettre "m" après leur nombre de masse : ^{71m}Ge et ^{75m}Ge. Ces radionucléides sont susceptibles d'être créés soit par des neutrons rapides (énergies de l'ordre du MeV) soit par capture de neutrons thermiques.

7.2.3 Désexcitation par capture électronique

Un grand nombre de radionucléides peuvent se désexciter dans le germanium soit par capture d'un électron en orbite autour du noyau, soit par émission d'un positron. Cependant, comme l'interaction du positron (particule chargée) dans le matériau produira un spectre continu, seule la capture électronique est susceptible au final de produire des pics résolus en énergie. Le pic résultant apparaît à une énergie correspondant à la somme du γ (ou des γ) émis et de l'énergie de liaison de l'électron dans le noyau résiduel. Cette sommation se produit car les électrons remplissent les lacunes électroniques suffisamment vite pour que leurs énergies respectives (émises sous forme de photons X ou d'électrons Auger) s'additionnent avec l'énergie du γ émis, de telle sorte que le détecteur ne "voit" qu'une seule énergie. La plupart (environ 85 %) des électrons capturés proviennent de la couche atomique K, dont les énergies de liaison associées aux noyaux résiduels (allant du vanadium à l'arsenic) s'échelonnent entre 5 et 11 keV environ. La majeure partie des autres captures s'effectuent dans la couche L (principalement avec des électrons L1, dont les énergies de liaison sont de l'ordre de 1 keV). Le rapport entre captures d'électrons de la couche K et électrons de la couche L varie approximativement de 5 à 10 et dépend de l'énergie des neutrinos qui accompagnent la désexcitation par capture électronique. En règle générale, la sommation entre l'énergie de liaison de l'électron et celle du γ rend l'identification des raies produites par capture électronique difficile, puisque l'énergie du pic n'est pas celle du γ. Dans le germanium, on peut citer le ^{69}Ge qui se désexcite par capture électronique à 76 % en ^{69}Ga avec une demi-vie de 1.63 jour, produisant un pic à 584.54 keV. Le radionucléide le plus visible dans Edelweiss reste cependant le ^{68}Ge qui donne du ^{68}Ga par capture électronique à 100 % avec une demi-vie de 288 jours, et un pic à 10.34 keV (couche K) et un pic à 1.3 keV (couche L).

7.2.4 Sommation des énergies de plusieurs γ

Comme nous l'avons vu, le pic est normalement situé à l'énergie de la transition isomérique ou bien à une énergie correspondant à la somme de l'énergie du γ et de l'énergie de liaison de l'électron pour une capture électronique. Il peut néanmoins arriver que l'énergie du pic observé corresponde à la somme des énergies de plusieurs γ, si jamais plusieurs processus ayant eut lieu dans le cristal venaient à s'additionner. On peut citer par exemple le cas du pic du ^{71m}Ge à 198.39 keV dans les détecteurs germanium, correspondant à la somme d'un γ de 174.95 keV et d'un γ de 23.44 keV.

7.2.5 Schémas de désexcitation

Intéressons-nous maintenant à la désintégration de deux de ces isotopes (ceux qui sont les plus visibles dans le spectre à basse énergie des détecteurs de germanium). Celui qui a le taux de production le plus élevé est le ^{68}Ge, dont le schéma de désintégration est présenté sur la figure 7.1. Le ^{68}Ge se désintègre par capture électronique avec une probabilité de 100 % pour donner du ^{68}Ga, avec émission de photons X donnant une raie à 10.34 keV et correspondant à l'énergie de liaison totale de l'électron sur la couche K du Ga. Suite à cette première capture électronique qui intervient dans 100 % des cas, une seconde capture électronique peut également se produire lors de la désexcitation du ^{68}Ga en ^{68}Zn, en donnant une raie X à 9.66 keV. Il y a en fait essentiellement deux possibilités : soit le ^{68}Ga décroit directement vers l'état stable du ^{68}Zn par émission β^+ (probabilité de 87.94 %) ou par capture électronique (probabilité de 8.7 %), soit il décroit vers un état excité du ^{68}Zn par émission β^+ (probabilité de 1.2 %) ou par capture électronique (probabilité de 1.79 %) suivies d'une émission γ de 1.077 MeV dont la grande énergie ne pose pas problème pour la recherche de WIMPs dans Edelweiss.
Le second est le ^{65}Zn, dont le schéma de désintégration est présenté sur la figure 7.2. Le ^{65}Zn se désintègre en ^{65}Cu par capture électronique avec une probabilité de 98.58 % en donnant une raie à 8.977 keV. Il se produit aussi 3 émissions γ lors de cette désintégration, dont l'une seulement d'intensité non-négligeable (1.116 MeV, probabilité de 50.61 %).
Dans le spectre à basse énergie des détecteurs d'Edelweiss, on n'observe en général que les deux raies de 8.977 et 10.34 keV, d'où l'appellation que l'on rencontre assez souvent de "doublet" de raies à 10 keV, bien qu'il ne s'agisse pas d'un doublet au sens où on l'entend habituellement en physique nucléaire. La raie secondaire à 9.66 keV est souvent invisible (car noyée dans les deux précédentes), mais elle contribue au nombre d'évènements contenus dans ce doublet de raies. Les contributions des autres radionucléides cités plus haut sont en principe très faible, et ont pour conséquence principale de faire remonter le bruit de fond en-dessous de 10 keV. A l'heure actuelle, la résolution des bolomètres d'Edelweiss n'est pas suffisante pour laisser apparaître chaque raie individuellement. On ne voit donc qu'un fond à peu près plat entre 4 et 8 keV, avec une valeur moyenne plus élevée que le fond électromagnétique au-dessus de 10 keV. L'expérience CoGeNT, qui possède des voies de mesure avec une très bonne résolution, a publié un spectre à basse énergie sur lequel on peut distinguer chaque raie individuellement (figure 7.3). Cependant, l'intensité des raies n'a aucune raison d'être identique d'un cristal à l'autre. On ne peut donc pas extrapoler leur bruit de fond pour évaluer le notre.

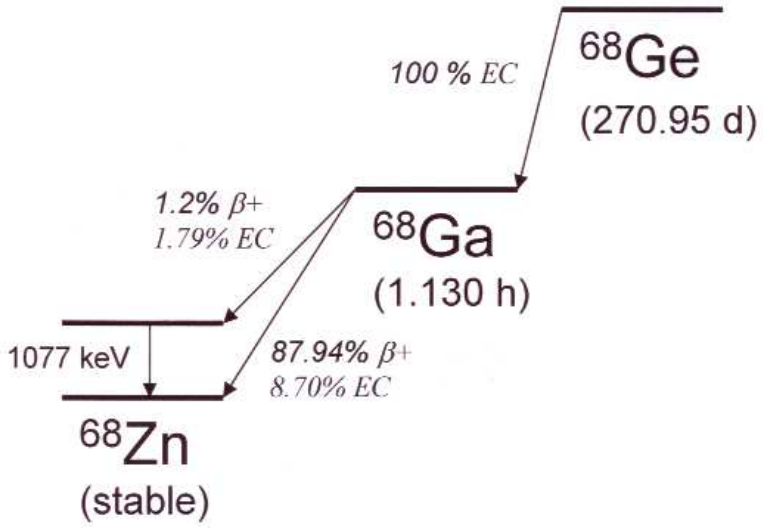

Figure 7.1 – *Schéma de désintégration du ^{68}Ge (d'après [135]).*

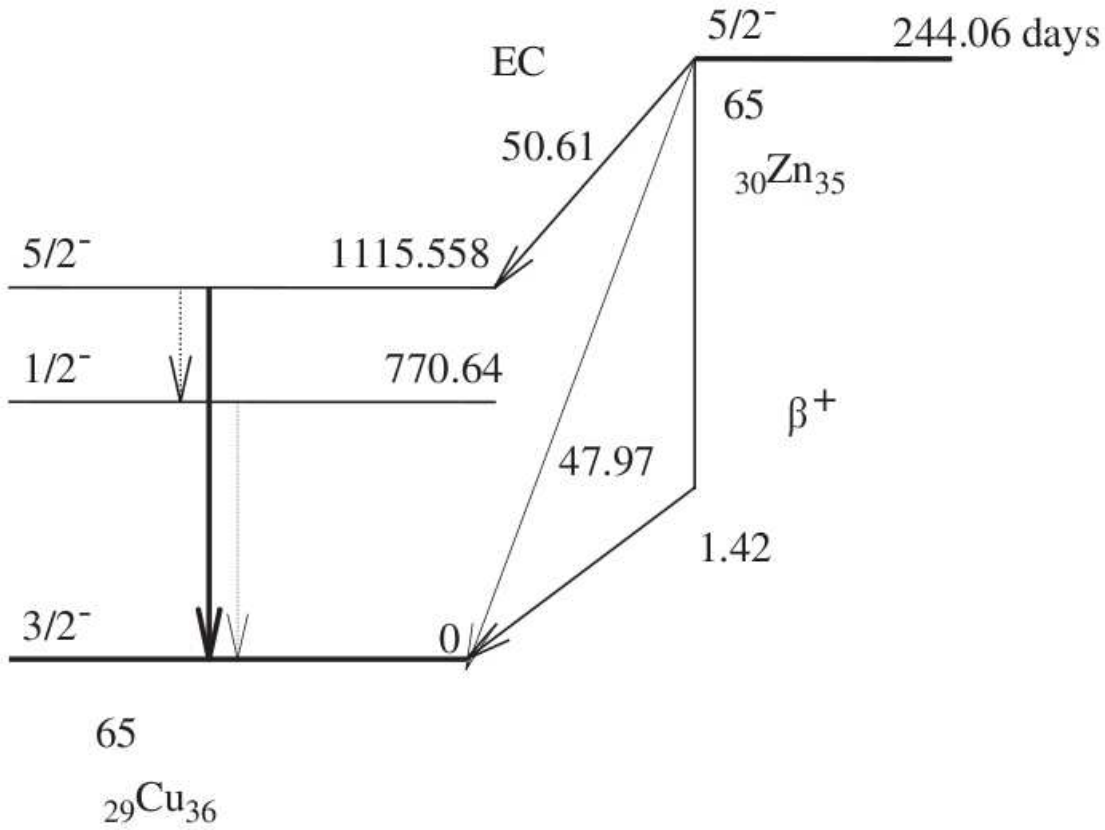

Figure 7.2 – *Schéma de désintégration du ^{65}Zn (d'après [113]). Les énergies sont en keV.*

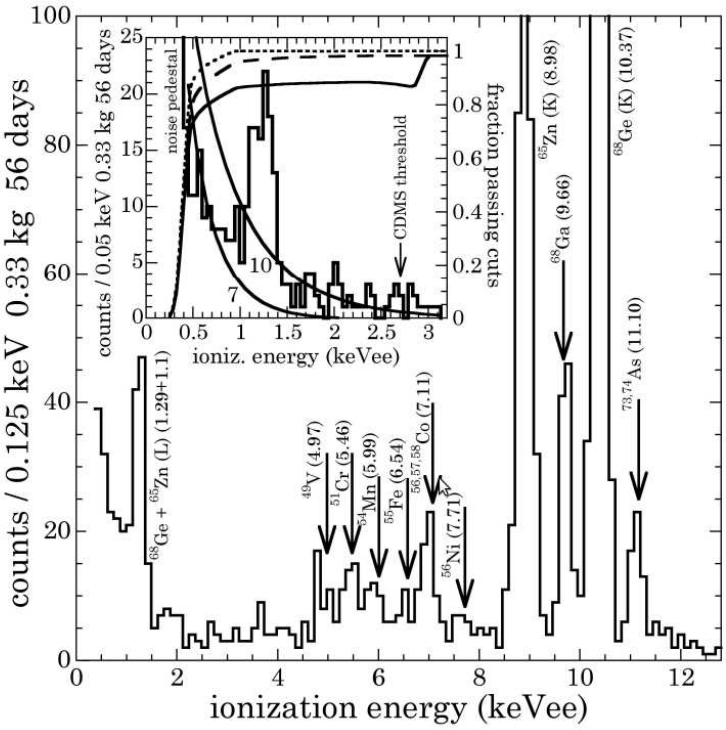

Figure 7.3 – *Spectre à basse énergie publié par l'expérience CoGeNT ([174]). On peut relativement bien identifier individuellement les raies X entre 4 et 8 keV.*

7.3 Estimation du volume fiduciel à partir des données expérimentales

Cette étude est menée sur des bolomètres InterDigit (ID) de 400 grammes environ, utilisés pour le run 12 d'Edelweiss-II. Durant ce run, deux types de bolomètre ID ont été employés. Les premiers possèdent une géométrie cylindrique parfaite et sont numérotés sous la forme "ID40X", où "X" représente le numéro du bolomètre. Il y avait 5 bolomètres de ce type, allant de ID401 à ID405. D'autres bolomètres ID de 400 g qui ont été utilisés lors du run 12 présentent des arêtes biseautées et donc une géométrie un peu différente. Ils sont numérotés sous la forme "IDX", où "X" représente le numéro du bolomètre. Il y avait 5 bolomètres de ce type, allant de ID2 à ID6. Dans ce chapitre, nous avons analysé les données issues de certains des 10 bolomètres dont toutes les voies de mesure de l'ionisation fonctionnaient correctement, et avec de bonnes résolutions. En revanche, nous avons limité nos simulations aux bolomètres de type ID40X, qui sont les plus simples à modéliser. Le volume fiduciel moyen obtenu pour les ID40X peut a priori différer de celui obtenu pour les IDX puisque leurs géométries respectives ne sont pas identiques.
De façon plus précise, nous utilisons principalement pour cette étude les bolomètres ID404 et ID3, dont toutes les voies de mesure fonctionnaient de façon optimale durant le run 12 (avec une ligne de base moyenne inférieure ou égale à 2 keV pour chaque voie). Les autres bolomètres ont au moins une voie de mesure qui est soit manquante, soit trop bruyante pour permettre une analyse correcte et non-biaisée du volume fiduciel à partir du doublet de raies à 10 keV. On notera que même si les autres bolomètres ne sont pas analysés ici,

cela ne remet pas en cause le bon fonctionnement des ces détecteurs pour la recherche de WIMPs, mais fait que leur seuil en énergie est simplement trop élevé pour l'étude du doublet de raies à 10 keV.

7.3.1 Méthode d'analyse

L'idée principale de la méthode est très simple. Sachant que l'émission de rayons X suite à la décroissance du ^{68}Ge et du ^{65}Zn se fait de façon homogène dans tout le volume du détecteur (puisque les radionucléides sont créés partout dans le cristal), on sait que le rapport entre le nombre de ces évènements après coupures et le nombre de ces évènements avant coupures est le même que le rapport du volume fiduciel (volume après coupures) et du volume total du cristal (volume avant coupures). Un dénombrement précis du nombre d'évènements contenus dans le doublet de raies avant et après coupures permet donc d'estimer de façon assez précise le volume utile des détecteurs. Par ailleurs, l'intérêt de cette méthode est qu'elle permet un comptage de tous les évènements qui passent la coupure fiducielle, sans se baser sur leur lieu d'interaction dans le détecteur, ni sur la trajectoire des lignes de champ au lieu d'interaction. Ainsi, outre le fait que l'on n'a pas besoin d'avoir une reconstruction en trois dimensions du lieu où se produit l'interaction, on prend également en compte tous les effets du transport des charges puisque l'on ne s'intéresse qu'au résultat final que produit le bolomètre sans avoir besoin de faire d'hypothèses sur les caractéristiques de l'interaction ou du transport des charges.
Le traitement des données se fait en deux parties distinctes. La première consiste à sélectionner et à classer les données brutes de façon à ne conserver que les évènements physiques que l'on considère comme n'étant pas du bruit. Chacun de ces évènements est alors classifié en fonction du type et du nombre d'électrodes sur lesquelles on observe un signal induit. Cela revient presque (mais pas exactement) à classer l'évènement en fonction de son lieu d'interaction dans le cristal. Ensuite, un second code d'analyse nous permet de calculer le nombre d'évènements de volume ("fiduciels") et le nombre total d'évènements dans le doublet de raies à 10 keV afin d'en déduire le volume utile.

7.3.1.1 Classification des évènements

A titre d'indication, nous présentons dans le tableau 7.1 les différents types d'évènements déterminés par l'algorithme de sélection des données. Il faut noter que cette sélection dépend de coupures qui varient en fonction de la ligne de base instantanée de chaque voie de mesure, et du niveau de coupure décidé lors du traitement. Bien évidemment, le niveau de coupure doit être tel qu'il n'y ait aucune perte d'efficacité du comptage au-dessus de 8 keV pour ne pas biaiser la statistique des évènements. Pour ces données expérimentales, une présélection est effectuée au préalable en coupant sur le χ^2 associé à chaque voie de mesure. Par définition, nous décidons qu'un évènement n'est pas un évènement de bruit si et seulement si l'une au moins de ses voies de mesure donne un signal supérieur à la coupure fixée pour le traitement des données. Si la répartition du signal sur les voies de mesure n'est pas dans une configuration connue, l'évènement associé est numéroté 9, et entre dans la catégorie "autres" du tableau 7.1.

Dénomination	Numérotation	Remarques
bruit	1	évènement dans le bruit
bulk	2	évènement de volume
surface1	3	évènement surface supérieure
triple1	4	évènement intermédiaire partie supérieure
surface2	5	évènement surface inférieure
triple2	6	évènement intermédiaire partie inférieure
pure garde	7	évènement en zone latérale (gardes)
collectrices et gardes	8	évènement intermédiaire latéral
autres	9	autre type d'évènement avec signal ionisation
chaleur seule	10	évènement chaleur seule sans signal ionisation

Tableau 7.1 – *Classification des évènements obtenue après application de l'algorithme de sélection des données*

Nous fournissons pour illustration dans le tableau 7.2 la répartition des évènements donnant du signal ionisation (hors bruit) pour les données expérimentales issues de ID404 (pour des énergies d'ionisation autour de 10 keV, et pour des énergies supérieures à 14 keV). Si l'on considère le spectre au-dessus de 14 keV, on remarque que la moitié des évènements donnant des signaux d'ionisation sont classés dans la catégorie 9. Il s'agit très probablement d'évènements ayant donné du signal sur plus de trois électrodes, ce qui traduit une interaction multi-sites (plusieurs interactions successives vues comme un seul évènement). Dans ce cas, le partage des charges entre les électrodes centrales et les électrodes de garde s'effectue selon une répartition qui n'est pas triviale. Les autres populations sont réparties conformément à ce que l'on attend dans le cas d'un bolomètre InterDigit. Lorsque l'on se restreint autour de 10 keV et que l'on effectue une coupure supplémentaire qui garantit la conservation de la charge (on rejette les évènements présentant un trop gros défaut de charge sur une électrode comparée à la charge collectée sur l'électrode symétrique), on voit alors que l'on a beaucoup réduit les évènements de la catégorie 9 (en particulier il n'y a plus d'interactions multi-sites à cette énergie) et que la proportion des évènements fiduciels s'approche du volume fiduciel tel qu'il sera déterminé dans la suite de ce chapitre.

7.3.1.2 Comptage des évènements et soustraction du fond

Une fois cette classification opérée, nous traitons les données sélectionnées avec un second algorithme qui permet de calculer le nombre d'évènements du doublet de raies à 10 keV selon que ce sont des évènements de volume (évènements "fiduciels") ou pas. Pour cela, nous considérons dans la suite de l'étude quatre populations principales d'évènements afin de simplifier les représentations graphiques :

- Les évènements de volume passant les coupures de sélection (évènements "fiduciels"), qui correspondent à la classe n°2 définie précédemment.
- Les évènements de surface, correspondant aux classes n°3, 4, 5 et 6.
- Les évènements en zone latérale, collectés par les deux électrodes de garde (et ces deux électrodes seulement), correspondant à la classe n°7.
- Les autres évènements donnant du signal d'ionisation (classes n°8 et 9).

Catégorie	Energie d'ionisation ≈ 10 keV		Energie d'ionisation > 14 keV	
	Nb. évènements	Proportion (%)	Nb évènements	Proportion (%)
2	2240	33.59	12871	17.69
3	631	9.46	2576	3.54
4	29	0.43	2546	3.50
5	374	5.61	1711	2.35
6	39	0.58	1868	2.57
7	1906	28.58	13691	18.82
8	79	1.18	1160	1.59
9	1371	20.56	36320	49.93

Tableau 7.2 – *Répartition des différentes classes d'évènements donnant du signal ionisation dans ID404 (hors bruit), d'après les données expérimentales. Les deux premières colonnes correspondent à l'intervalle d'énergie d'ionisation compris entre 4 et 14 keV (autour du doublet de raies à 10 keV), avec une coupure de sélection additionnelle pour assurer la conservation de la charge collectée. Les deux dernières colonnes correspondent au reste du spectre, au-dessus de 14 keV.*

Nous traçons les spectres en énergie de chacune de ces populations afin de déterminer précisément comment elles se répartissent en énergie, en fonction de la variable utilisée (chaleur, ionisation ou énergie de recul). Cela permet notamment de définir l'intervalle d'intégration pour le comptage des évènements.
Une estimation du bruit de fond est ensuite effectuée afin de pouvoir le soustraire de la contribution des raies. C'est dans cette phase du calcul que l'incertitude est la plus élevée, car la forme du bruit de fond n'est pas bien connue en-dessous de 10 keV dans les bolomètres d'Edelweiss (voir cependant le chapitre sur l'étude des spectres à basse énergie pour de plus amples informations). Pour avoir un "encadrement" du bruit de fond, nous utilisons trois méthodes d'estimation du fond. La première donne une limite inférieure au volume fiduciel (probablement sous-estimé), la seconde une valeur "moyenne" (estimation optimale), et la troisième une limite supérieure (probablement sur-estimé). Nous testons également trois variables différentes pour l'évaluation du volume fiduciel : l'énergie d'ionisation (énergie associée à la charge totale induite sur les électrodes), l'énergie chaleur (énergie des phonons mesurée par le thermomètre NTD) et l'énergie de recul (déterminé en corrigeant l'énergie chaleur de l'effet Neganov-Luke). Il faut noter que pour l'énergie de recul, nous nous limitons à un fond constant déterminé entre 25 et 50 keV car le fond à basse énergie est totalement inconnu. Nous n'avons donc qu'une estimation du volume fiduciel pour cette variable en énergie.

7.3.2 Résultats expérimentaux

Nous commençons cette section en étudiant en détail le bolomètre ID404, dont toutes les voies de mesure de l'ionisation fonctionnaient correctement durant le run 12 avec de bonnes résolutions (lignes de base moyennes inférieures ou égales à 2 keV).

7.3.2.1 Variable de l'énergie des phonons (chaleur) pour ID404

Comme déjà évoqué dans l'équation 2.27 au chapitre 2, l'énergie mesurée par le thermomètre NTD (E_{chal}, pour énergie chaleur) est la somme de l'énergie réellement produite dans le cristal lors d'une interaction (E_{recul}, pour énergie de recul) et de l'énergie due à la dérive des charges dans un champ électrique E_{N-L} (effet Neganov-Luke, voir les références [53, 58, 66]). On a donc :

$$E_{chal} = E_{recul} + E_{N-L}$$

Dans le cas d'une tension de collecte des charges V, la chaleur générée par effet Neganov-Luke s'écrit :

$$E_{N-L} = N\,q\,V = \frac{q\,V}{\varepsilon} E_{ion}$$

où N est le nombre de paires électron-trou crées lors de l'interaction de la particule incidente, q est la charge élémentaire, ε est l'efficacité de création d'une paire électron-trou dans le germanium pour la particule qui interagit (énergie moyenne nécessaire à la formation d'une paire électron-trou) et E_{ion} est l'énergie d'ionisation (charge totale induite) produite par l'interaction de la particule. Il vient donc :

$$E_{chal} = E_{recul} + \frac{q\,V}{\varepsilon} E_{ion}$$

Or dans le détecteur, selon la zone dans laquelle a eu lieu l'interaction, le champ électrique de collecte n'est pas le même. Il varie selon les potentiels appliqués à chaque électrode. En général, les potentiels des électrodes dites "collectrices" sont quatre fois plus élevés que ceux appliqués aux électrodes de garde, et environ 2.7 fois plus élevés que ceux appliqués aux électrodes dites de "veto surface" (dans un souci d'optimisation du volume fiduciel). Ainsi, selon que l'interaction a lieu en surface, dans le volume central ou sous les gardes, l'effet Neganov-Luke généré sera différent bien que l'énergie d'ionisation soit fixée (c'est le cas pour la majorité des évènements des raies X que nous étudions, même si pour certains évènements de surface ou sous les gardes, une perte de charge due au piégeage peut se produire).
Par ailleurs, l'énergie chaleur mesurée est calibrée à l'aide des évènements de volume d'une raie γ du ^{133}Ba, ce qui fait que l'énergie chaleur que nous utilisons dans la suite de l'exposé est une énergie normalisée telle que :

$$E_{chal} = \left(1 + \frac{q\,V_{fid}}{\varepsilon}\right) E_{chal,norm} \tag{7.1}$$

On retrouve donc l'équation déjà donnée au chapitre 2 (équation 2.32) qui donne la relation entre l'énergie déposée par la particule interagissante E_{recul}, l'énergie chaleur normalisée

$E_{chal,norm}$ et l'énergie d'ionisation E_{ion} dans le cas où la collecte de charge se fait sur deux électrodes seulement (sous une tension V) :

$$E_{recul} = \left(1 + \frac{q\,V_{fid}}{\varepsilon}\right) E_{chal,norm} - \frac{q\,V}{\varepsilon} E_{ion} \tag{7.2}$$

On peut donc calculer précisément le rapport attendu par exemple pour la chaleur normalisée d'une interaction sous les gardes et d'une interaction dans le volume fiduciel. En effet, en réécrivant l'équation précédente dans le cas d'évènements dans le volume puis dans le cas d'évènements sous les gardes, et en faisant le rapport des deux, il vient :

$$\frac{E^{gardes}_{chal,norm}}{E^{fiduciel}_{chal,norm}} = \frac{\left(E_{recul} + \frac{q\,V^{gardes}}{\varepsilon}\right) E_{ion}}{\left(E_{recul} + \frac{q\,V^{fiduciel}}{\varepsilon}\right) E_{ion}}$$

Or, en l'absence de piégeage, $E_{ion} = E_{recul}$, et on obtient :

$$\frac{E^{gardes}_{chal,norm}}{E^{fiduciel}_{chal,norm}} = \frac{\left(1 + \frac{q\,V^{gardes}}{\varepsilon}\right)}{\left(1 + \frac{q\,V^{fiduciel}}{\varepsilon}\right)}$$

Le piégeage de charges en surface et sous les gardes a pour effet d'étaler les raies, si bien que l'on observe finalement des distributions plus ou moins gaussiennes, centrées aux valeurs nominales calculées d'après la formule précédente.
Afin de vérifier ce comportement attendu, nous avons tracé le spectre de la chaleur mesurée de chaque population d'évènements dans ID404, et contrôlé que les raies X étaient bien dans le rapport en énergie attendu selon la population considérée (pour les évènements passant la coupure fiducielle, les raies sont centrées à leur énergie nominale de 8.98 et 10.34 keV par calibration de la voie de mesure de la chaleur). Nous présentons les résultats obtenus avec deux polarisations différentes, sur la figure 7.4 pour la première (+/- 4 V sur les électrodes collectrices), et sur la figure 7.5 pour la seconde (+/- 3.2 V sur les électrodes collectrices). On constate que nos spectres en chaleur mesurée reproduisent correctement les différences attendues d'effet Neganov-Luke selon les populations d'évènements considérées, même si la résolution de certaines voies de mesure ne permet pas toujours d'identifier clairement les raies. Pour les évènements se produisant sous les gardes, un petit écart par rapport à la valeur théorique peut aussi se produire à cause d'une différence de gain chaleur (cet écart a été observé lors des calibrations γ avec la raie de 356 keV). Vu les faibles différences de positionnement en énergie pour les deux polarisations utilisées pour ID404, nous travaillons dans la suite de l'exposé avec la statistique complète dont nous disposons, qui regroupe les deux jeux de potentiels.

Pour la suite de ce chapitre, nous adoptons le code couleur suivant :
- En noir, les évènements passant la coupure fiducielle,
- En rouge, les évènements de surface,

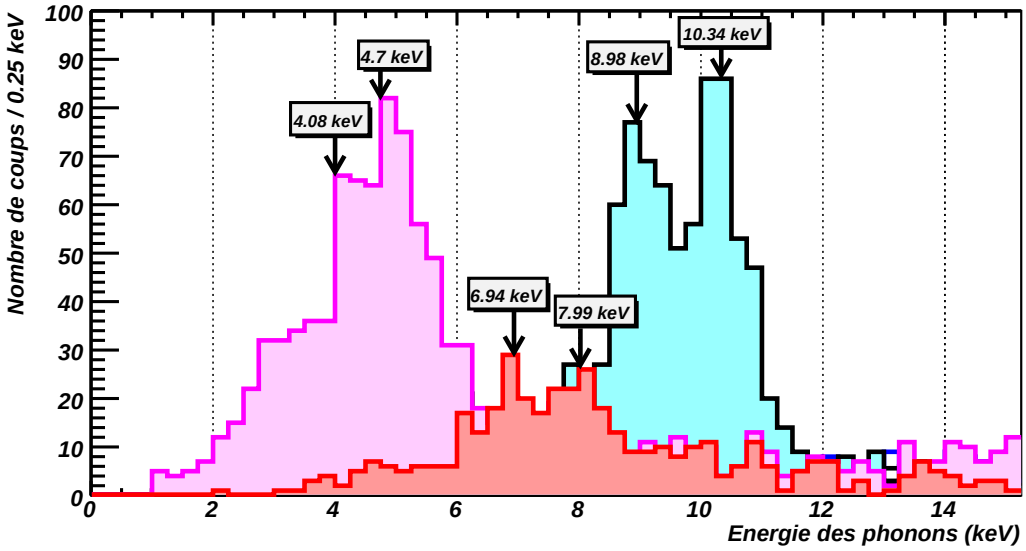

Figure 7.4 – *Spectre en énergie chaleur pour la polarisation +/- 4 V dans ID404. En bleu clair les évènements passant la coupure fiducielle, en magenta les évènements sous les gardes, en rouge les évènements de surface. Les flèches sont placées aux valeurs théoriques attendues en fonction de l'effet Neganov-Luke selon le lieu d'interaction dans le détecteur.*

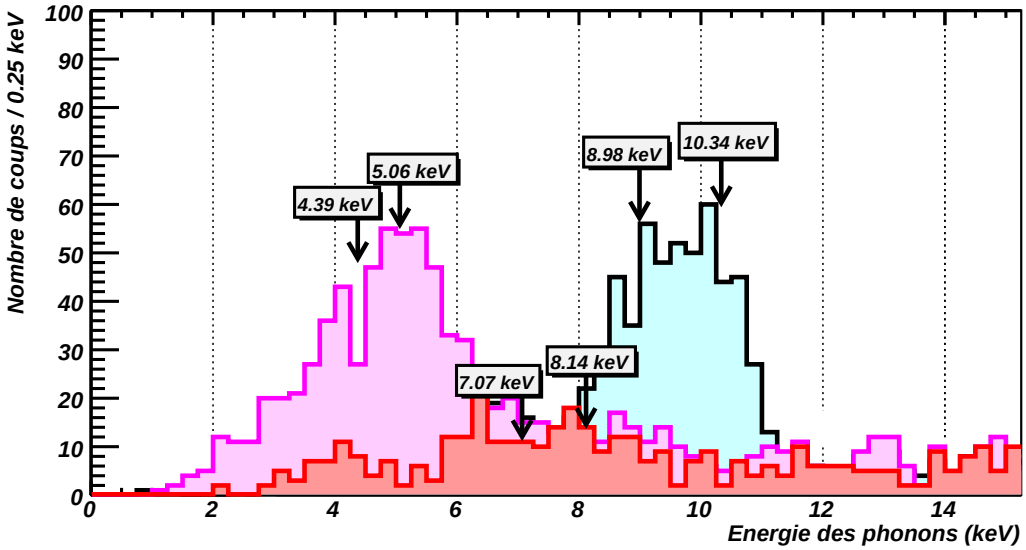

Figure 7.5 – *Spectre en énergie chaleur pour la polarisation +/- 3.2 V dans ID404. En bleu clair les évènements passant la coupure fiducielle, en magenta les évènements sous les gardes, en rouge les évènements de surface. Les flèches sont placées aux valeurs théoriques attendues en fonction de l'effet Neganov-Luke selon le lieu d'interaction dans le détecteur.*

- En magenta, les évènements sous les gardes,
- En bleu, les autres évènements donnant du signal ionisation.

Comme indiqué précédemment, nous effectuons trois estimations du volume fiduciel. L'estimation basse est faite en considérant le fond constant au-dessus de 10 keV. L'estimation haute est réalisée en considérant le fond en-dessous de 10 keV, dont on sait qu'il est plus élevé que le fond électromagnétique car il faut y ajouter la contribution des raies X entre 4 et 8 keV, ainsi que la présence très probable de β comme l'indique la raie γ de 46.5 keV visible dans les spectres (preuve de la présence de ^{210}Pb, émetteur β. Voir le chapitre sur les spectres à basse énergie). L'estimation moyenne est alors effectuée en prenant une valeur intermédiaire pour le fond. Il est évident qu'il s'agit là d'approximations car le bruit de fond n'a pas de raison d'être strictement "plat" autour de 10 keV. Nous présentons sur la figure 7.6 les spectres en énergie chaleur des différentes populations d'évènements de ID404 ainsi que les différents niveaux de bruit de fond que nous soustrayons pour l'estimation optimale du volume fiduciel (tracés sur l'intervalle d'intégration de la population considérée).

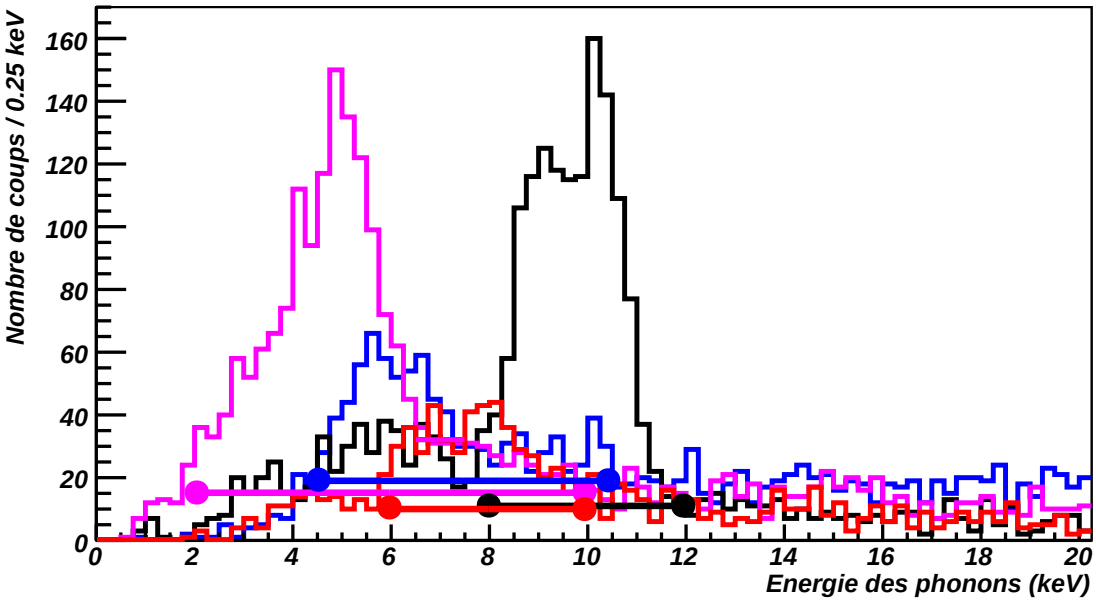

Figure 7.6 – *Spectres en énergie chaleur des différentes populations d'évènements dans ID404. Le bruit de fond utilisé dans le calcul de l'estimation optimale du volume fiduciel est indiqué sur l'intervalle d'intégration pour chaque population (noir = évènements fiduciels ; magenta = évènements sous les gardes ; rouge = évènements de surface ; bleu = autres).*

Le volume fiduciel obtenu à partir de la variable en énergie chaleur pour le bolomètre ID404 est compris entre 31.5 et 45.8 %. Ces valeurs extrêmes sont des limites indicatives qui bien-sûr représentent volontairement une sous-estimation pour la première, et pour la seconde une sur-estimation du volume fiduciel. La valeur moyenne "optimale" que nous obtenons est de 38.9 % $\pm$ 0.72 % (erreur avec une statistique de Poisson). Il existe plusieurs sources d'incertitudes possibles sur cette estimation. On voit d'abord sur la figure que pour la population d'évènements se produisant sous les gardes, il se peut que l'on perde quelques évènements à très faible énergie, près du seuil. Cela peut conduire à légèrement surestimer le volume fiduciel. Un second biais peut être généré par une mauvaise estimation du fond, mais il nous est impossible de connaître précisément le

spectre du bruit de fond en-dessous de 8 keV. On ne peut que choisir un fond "moyen" calculé à partir du fond électromagnétique au-dessus de 10 keV (connu) et d'un fond supposé en-dessous de 8 keV (inconnu ou très mal évalué). L'intervalle d'intégration n'est pas déterminant dans l'étude, à condition qu'il soit choisi pour couvrir toute la gamme d'énergie dans laquelle sont répartis les évènements de la population considérée, et en évitant tout comptage négatif après soustraction du fond.

7.3.2.2 Variable de l'énergie d'ionisation

Les spectres en énergie d'ionisation des différentes populations d'évènements de ID404 sont exposés sur la figure 7.7. Pour cette variable, on voit que les raies principales (8.98 et 10.34 keV) sont bien centrées sur leurs énergies nominales, ce qui est conforme à ce que l'on attend.

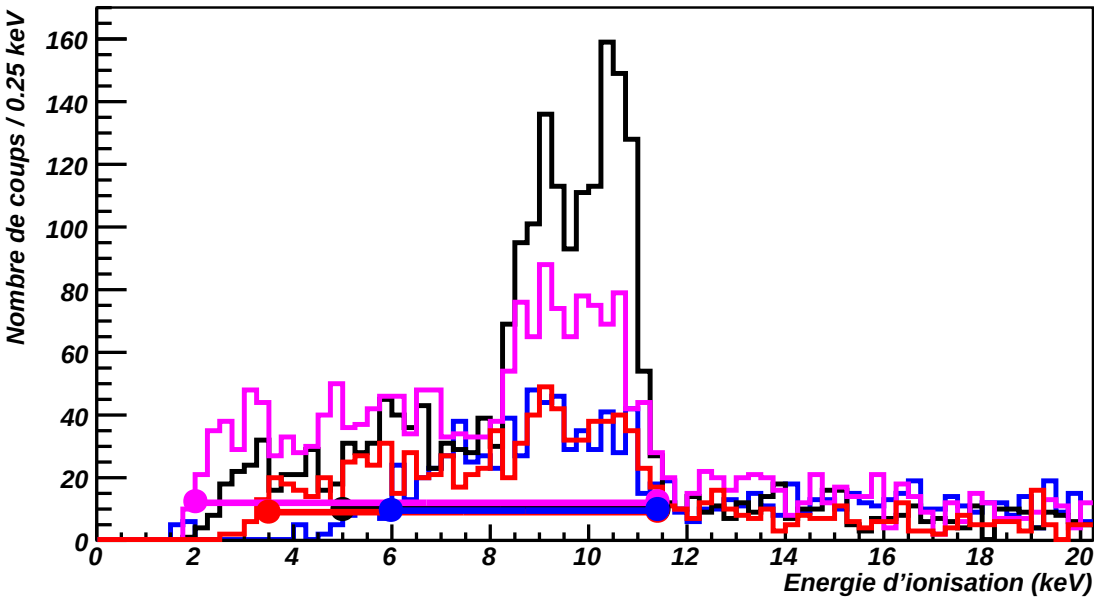

Figure 7.7 – *Spectres en énergie d'ionisation des différentes populations d'évènements dans ID404. Le bruit de fond utilisé dans le calcul de l'estimation optimale du volume fiduciel est indiqué sur l'intervalle d'intégration pour chaque population (noir = évènements fiduciels ; magenta = évènements sous les gardes ; rouge = évènements de surface ; bleu = autres).*

Le volume fiduciel obtenu à partir de la variable de l'énergie d'ionisation pour le bolomètre ID404 est compris entre 36.3 et 57.5 %, avec une estimation optimale à 39.5 % ± 0.88 % (erreur statistique). La borne inférieure de l'intervalle d'intégration varie selon la population d'évènements pour prendre en compte les évènements à mauvaise collecte (piégeage, notamment en surface et sous les gardes). La borne supérieure est fixée à 11.5 keV, car l'énergie d'ionisation mesurée correspondant aux raies n'est jamais supérieure à sa valeur nominale. Le biais le plus probable dans ce cas réside dans l'évaluation de l'énergie d'ionisation pour les évènements à mauvaise collecte. La borne inférieure de l'intervalle d'intégration doit en effet être à la fois suffisamment basse pour prendre en compte ces

évènements à collecte déficitaire et suffisamment haute pour rejeter le bruit à basse énergie. On notera que l'estimation optimale obtenue est compatible avec l'estimation issue de l'étude de la voie chaleur.

7.3.2.3 Variable de l'énergie de recul

L'énergie de recul est une variable intéressante car elle est équivalente à une mesure de chaleur mais après correction de l'effet Neganov-Luke. Ainsi, les raies X apparaissent normalement à leurs valeurs nominales quel que soit l'endroit du cristal où l'émission a été effectuée. Autrement dit, cette variable offre une échelle unique d'énergie. En contrepartie, la résolution est nettement moins bonne que pour les variables ionisation et chaleur prises séparément car on accumule les incertitudes associées à la voie chaleur et aux six voies ionisation lors de son calcul. Cela oblige à utiliser des intervalles d'intégration larges. Sur la figure 7.8, nous présentons les spectres en énergie de recul des différentes populations d'évènements de ID404.
Pour ID404, on obtient avec l'énergie de recul un volume fiduciel de 46.5 % ± 0.71 % (erreur statistique). La perte de résolution aboutit à une "dilution" du bruit de fond à basse énergie, et il est possible que le volume fiduciel soit surestimé si les intervalles d'intégration ne sont pas suffisamment larges pour prendre en compte tout le bruit de fond.

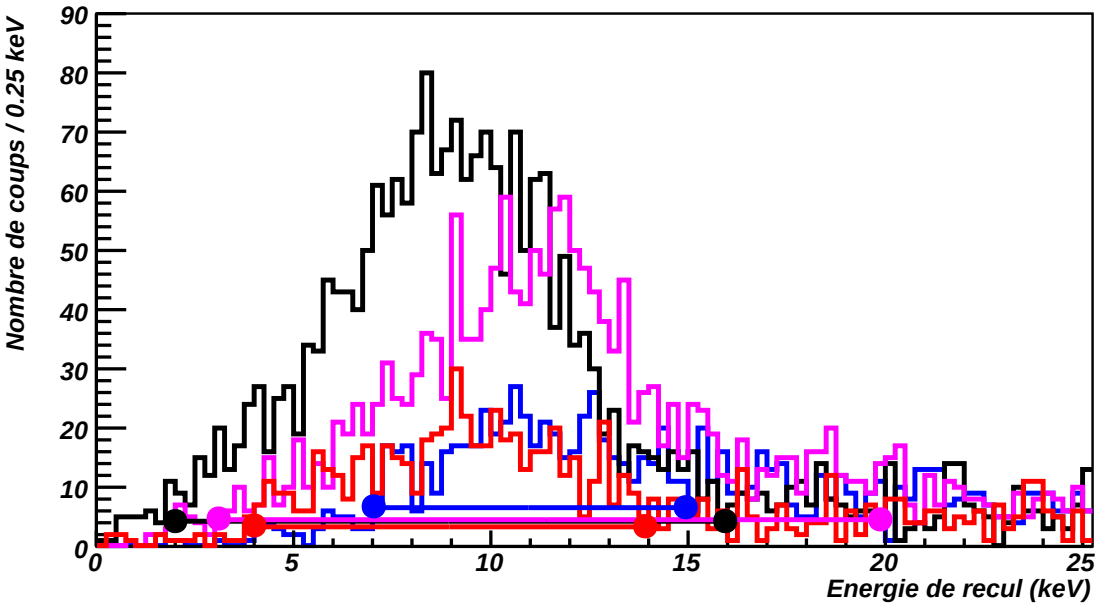

Figure 7.8 – *Spectres en énergie de recul des différentes populations d'évènements dans ID404. Le bruit de fond utilisé dans le calcul de l'estimation optimale du volume fiduciel est indiqué sur l'intervalle d'intégration pour chaque population (noir = évènements fiduciels ; magenta = évènements sous les gardes ; rouge = évènements de surface ; bleu = autres).*

7.3.2.4 Estimation du volume fiduciel du bolomètre ID3

Pour comparaison, nous avons aussi étudié un bolomètre de type IDX, avec une géométrie un peu différente des ID40X. De par sa forme (arêtes biseautées), son volume fiduciel n'est pas nécessairement le même que celui déterminé pour ID404, ce qui est difficile à évaluer vu les incertitudes de mesure. Le volume fiduciel expérimental obtenu à partir de l'énergie des phonons est de 34.1 % (valeurs extrêmes 30.5 et 45.1 %), celui à partir de l'énergie d'ionisation est de 43.6 % (valeurs extrêmes 37.0 et 51.3 %), et celui à partir de l'énergie de recul est de 42.6 %. La comparaison avec les résultats de ID404 ne fait pas apparaître de différence notable de volume fiduciel entre les deux types de géométrie.

7.3.2.5 Estimation avec un bolomètre ayant une voie de mesure très bruitée

Afin de tester notre méthode dans des cas de figure inhabituels, nous voulions aussi vérifier la possibilité de pouvoir l'utiliser dans le cas d'un détecteur dont l'une des voies de mesure est très bruitée, ce qui est relativement courant dans l'expérience. Nous avons choisi le bolomètre ID401, qui possède une électrode de garde dont la ligne de base moyenne lors du run 12 était de 4.8 keV. Ce détecteur avait aussi pour caractéristique d'être soumis à une contamination accidentelle au ^{210}Pb, ce qui entraîne la présence d'évènements β dans le spectre à basse énergie. L'estimation du volume fiduciel se faisait donc ici dans une configuration particulièrement défavorable.
Les résultats restent cependant tout à fait réalistes, avec visiblement (et comme on pouvait s'y attendre) une surestimation du volume fiduciel due à certains évènements sous les gardes qui sont perdus (l'une des gardes étant très bruitée, beaucoup d'évènements sous les gardes ne passent pas la coupure de sélection et ne sont pas pris en compte lors du comptage). Nous obtenons les valeurs suivantes : 45.4 % $\pm$ 0.94 % (valeurs extrêmes 39.1 et 55.0 %) pour l'énergie chaleur, 51.9 % $\pm$ 1.08 % (valeurs extrêmes 43.4 et 63.5 %) pour l'ionisation, et 49.8 % $\pm$ 1.04 % pour l'énergie de recul.

7.3.2.6 Récapitulatif de l'étude expérimentale

Le tableau 7.3 récapitule les résultats expérimentaux obtenus pour les différents bolomètres étudiés. Les volumes fiduciels sont exprimés en pourcentage par rapport au volume total. Si l'on exclut les résultats obtenus pour le bolomètre ID401 avec une voie de mesure

Bolomètre	Energie chaleur			Energie d'ionisation			Energie de recul
Estimation	basse	optimale	haute	basse	optimale	haute	standard
ID401	39.1	**45.4**	55.0	43.4	**51.9**	63.5	**49.8**
ID404	31.5	**38.4**	45.8	36.3	**39.5**	57.5	**46.4**
ID3	30.5	**36.6**	45.1	37.0	**35.6**	51.3	**42.7**

Tableau 7.3 – *Tableau récapitulatif des volumes fiduciels des différents bolomètres étudiés (exprimés en %) selon la variable en énergie utilisée.*

très bruitée, on obtient donc un volume fiduciel de l'ordre de 37.5 % lorsqu'il est calculé à partir de la chaleur ou de l'ionisation, et de 44.5 % à partir de l'énergie de recul (valeurs

moyennées sur les deux géométries de bolomètres InterDigit de 400 g). On voit donc qu'il existe une erreur systématique commise selon la variable en énergie utilisée. Il est difficile d'estimer précisément cette erreur mais elle induit probablement des variations du volume fiduciel de l'ordre de 5 % (par rapport au volume total du bolomètre). En moyennant les valeurs obtenues pour les trois variables en énergie et pour les deux géométries de détecteurs, on obtient un estimation moyenne de la fraction fiducielle pour l'ensemble des bolomètres ID du run 12 d'Edelweiss-II, à savoir une masse utile de détection de $(40 \pm 5)\%$ en moyenne.
Cette étude expérimentale montre que l'erreur systématique commise en privilégiant une variable plutôt qu'une autre est assez importante. La solution retenue pour donner une estimation globale a été de moyenner les valeurs déterminées à l'aide de chacun des trois estimateurs à disposition (ionisation, chaleur et recul) en prenant soin de vérifier la cohérence de chacun d'eux (notamment la compatibilité par rapport aux autres) et en excluant les bolomètres présentant une ou plusieurs voies de mesure défectueuses. Nous ne privilégions en tout cas aucun estimateur.

7.4 Estimation du volume fiduciel à partir de données simulées

7.4.1 Méthode d'analyse

Pour cette étude, nous nous sommes restreints à simuler le comportement des détecteurs de type ID40X du point de vue de la mesure de l'ionisation associée à l'émission de raies X à 10 keV. Nous partons d'un lot de 8000 évènements simulés grâce à un code prenant en compte le transport anisotrope des électrons dans le germanium. Ces évènements sont ensuite bruités par ajout d'un bruit gaussien sur l'amplitude du signal de chaque voie. Ce bruit correspond aux résolutions réelles des voies de mesure de charge des détecteurs d'Edelweiss lors du run 12. Les énergies d'ionisation "théoriques" (avant ajout du bruit) de ces évènements sont égales à 8.98 keV (^{65}Zn), 9.66 keV (^{68}Ga) et 10.34 keV (^{68}Ge), dans des proportions raisonnables (par rapport aux rapports d'intensité observés habituellement, qui varient d'un bolomètre à l'autre selon l'historique de chaque cristal). La proportion relative entre la raie à 8.98 et la raie à 10.34 keV n'importe pas énormément (et varie de toute façon selon le détecteur considéré). Par contre, la raie à 9.66 keV est toujours beaucoup plus petite que les autres (voire invisible car "noyée" dans les deux autres) et son intensité est égale à 9.7 % de la raie à 10.34 keV (cf. paragraphe "Schémas de désexcitation"). Nous négligeons toutes les autres raies de moindre intensité potentiellement présentes dans le germanium, car nous ne pouvons en général pas les distinguer du bruit de fond de l'expérience. Une fois le fichier d'évènements généré, nous appliquons exactement la même analyse que celle que nous utilisons pour le traitement des données expérimentales issues du LSM. L'algorithme de sélection des évènements et le programme de calcul du volume fiduciel sont absolument identiques, ce qui permet une comparaison directe des résultats expérimentaux et de simulation. La seule différence est l'absence de

bruit de fond dans les simulations, ce qui rend inutile toute procédure de soustraction du fond.

7.4.2 Résultats des simulations

Nous donnons ici les valeurs obtenues par simulation pour le volume fiduciel calculé à partir de l'énergie d'ionisation. Par construction du code, il n'y a pas de bruit de fond dans la simulation. Nous intégrons donc sur les intervalles d'énergie sur lesquels se répartissent les différentes populations considérées (sur tous les bins d'énergie dont le contenu est non nul).
Nous présentons pour illustration les spectres en énergie d'ionisation pour deux bolomètres (simulation avec prise en compte des résolutions réelles des détecteurs). Le premier, ID404, est un bolomètre dont toutes les voies de mesure fonctionnent correctement (figure 7.10). Le second, ID402, a l'une de ses voies de mesure (électrode de garde) qui ne fonctionne pas (figure 7.9) (par "ne fonctionnant pas", on entend que le niveau de bruit est tel qu'il ne permet pas un fonctionnement correct de la voie de mesure).

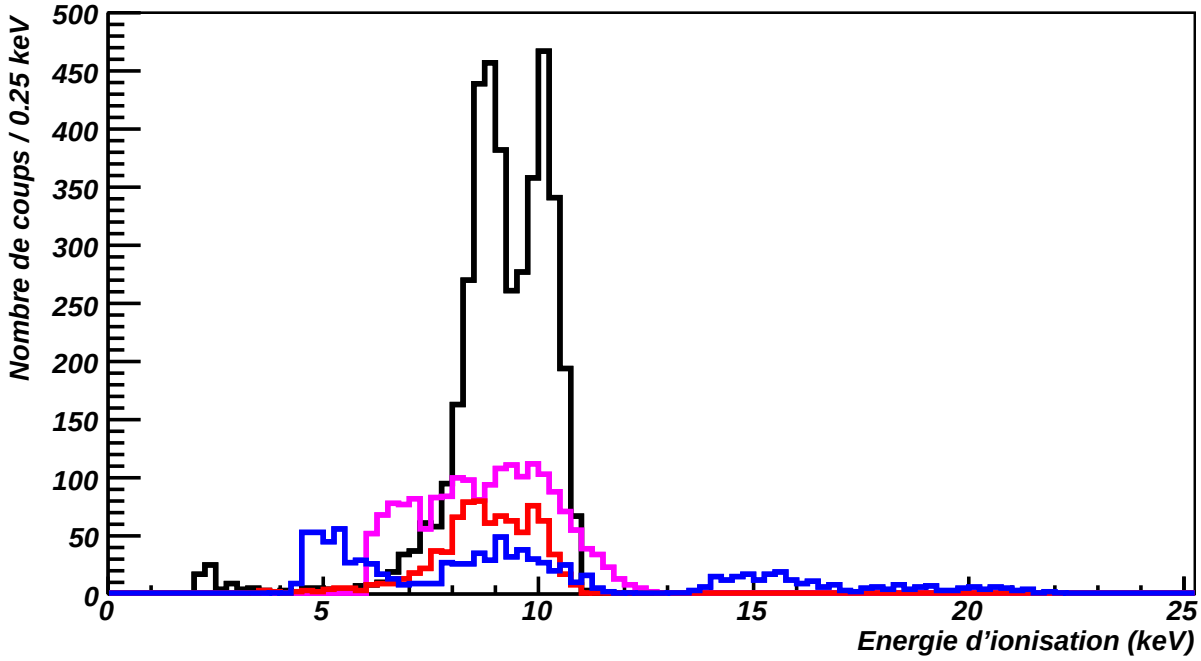

Figure 7.9 – *Spectre en énergie d'ionisation de ID402 pour les évènements simulés (noir = évènements fiduciels ; magenta = évènements sous les gardes ; rouge = évènements de surface ; bleu = autres).*

7.4.3 Conclusion des simulations

Le volume fiduciel simulé a été determiné pour chacun des 5 bolomètres ID40X du run 12. Les résultats sont fournis dans le tableau 7.4. Les valeurs obtenues pour ID401 et

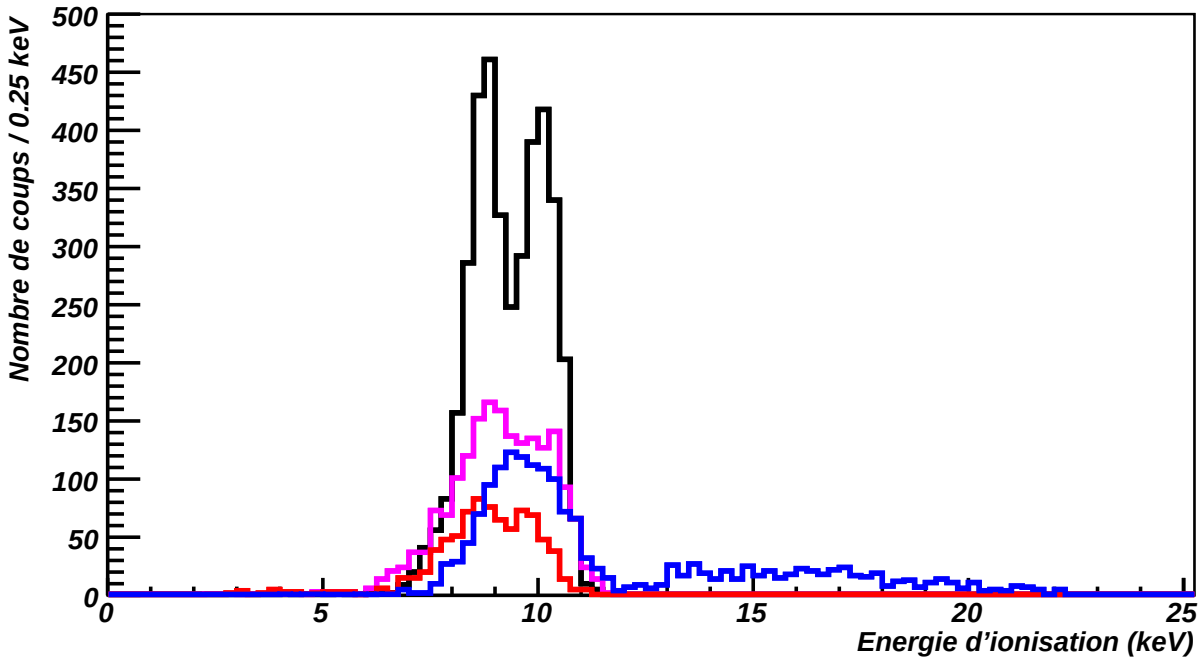

Figure 7.10 – *Spectre en énergie d'ionisation de ID404 pour les évènements simulés (noir = évènements fiduciels ; magenta = évènements sous les gardes ; rouge = évènements de surface ; bleu = autres).*

ID404 sont compatibles avec les résultats expérimentaux à la barre d'erreur près, et sont très proches des estimations optimales basées sur l'énergie chaleur (tout en restant dans l'intervalle estimé à partir de l'énergie d'ionisation). Si l'on observe les spectres en énergie, on voit que pour un bolomètre dont toutes les voies fonctionnent correctement (ID404), les distributions en énergie des différentes populations sont conformes à ce que l'on attend (centrage des raies aux énergies nominales), mais on peut remarquer une petite queue de distribution vers les "hautes" énergies (au-dessus de 10 keV) pour la population bleue. Si la simulation prédit correctement le comportement réel de ces évènements, cela peut vouloir dire que l'on perd certains de ces évènements dans le bruit de fond au-dessus de 10 keV lors du calcul expérimental. Pour ID402, dont l'une des voies de mesure est manquante, on observe un étalement des raies, en particulier pour les populations d'évènements qui ne passent pas la coupure fiducielle. On peut notamment voir que toutes les populations d'évènements ont tendance à "baver" vers les basses énergies, ce qui est la conséquence de charge perdue sur une ou plusieurs électrodes (la plus probable étant l'électrode de garde déficiente). Expérimentalement, il est très probable que l'on ne puisse pas différencier ces évènements à mauvaise collecte de charge du fond entre 4 et 8 keV. Cela montre que pour un bolomètre avec une électrode de mesure manquante ou très bruitée, on risque de surestimer le volume fiduciel (d'où probablement les valeurs un peu plus élevées expérimentalement et par simulation pour ID401 que pour ID404).
La fraction fiducielle moyenne pour les 5 bolomètres ID40X, déterminée par simulation de l'ionisation, est de 44.4 %. Si on la compare avec les résultats expérimentaux, elle est en assez bon accord avec la valeur moyenne expérimentale de 40 % mais montre qu'il

existe des sources de désaccord entre la simulation et l'expérimentation, que l'on peut identifier comme étant d'une part la soustraction du fond dans les données expérimentales et d'autre part les incertitudes dans la modélisation adoptée pour les simulations. De plus, cette valeur moyenne de 40% est obtenue avec pour moitié des bolomètres de type ID40X et pour moitié des bolomètres de type IDX. Une comparaison plus directe peut être réalisée en comparant les 44.4 % simulés pour les bolomètres ID40X avec les 45.7 % expérimentaux, issus d'une moyenne sur l'estimation optimale expérimentale à partir de l'énergie d'ionisation pour les 2 bolomètres ID401 et ID404.

Bolomètre	Volume fiduciel (%)	Erreur statistique (%)
ID401	45.4	0.74
ID402	44.5	0.70
ID403	45.3	0.74
ID404	40.2	0.70
ID405	46.9	0.75

Tableau 7.4 – *Tableau récapitulatif des valeurs simulées obtenues pour les 5 bolomètres ID40X.*

7.4.4 Conclusion générale de l'étude

Une étude précédente ([130]) avait montré que le volume fiduciel théorique (volume déterminé par les lignes de champ calculées avec une polarisation standard utilisée dans Edelweiss) pour un ID de 200 g était de 61 %, mais que le volume expérimental était de 53 ± 3 %. Cette étude expérimentale avait été réalisée à partir de données en calibration neutron, supposées réparties de façon homogène dans tout le volume du détecteur. Cela montrait déjà le désaccord existant entre volume fiduciel simulé à partir des lignes de champ et volume fiduciel expérimental, dû probablement au transport oblique des électrons (cf. chapitre sur l'anisotropie des porteurs) et au bruit de fond expérimental. En outre, dans les dernières publications de la collaboration Edelweiss ([184]), une masse fiducielle moyenne (sur l'ensemble des 10 détecteurs ID de 400 g présents lors du run 12) de 160 g a été utilisée (soit un volume fiduciel d'environ 40 % si on le ramène aux bolomètres ID40X de 400 g, et de 44.4 % si on le ramène aux bolomètres IDX de 360 g). Il est important de noter que cette masse fiducielle est une valeur moyenne sur deux types de géométries de détecteurs et sur plusieurs conditions de fonctionnement (notamment sur plusieurs tensions de polarisation).
Nos résultats sont compatibles avec la valeur moyenne utilisée dans [184], car nous obtenons expérimentalement un volume utile moyen de (40 ± 5)% pour l'ensemble des bolomètres ID de 400 grammes. Il faut encore une fois garder à l'esprit que le volume fiduciel dépend des conditions de polarisation et de la géométrie des détecteurs. Il est donc difficile de faire des comparaisons directes de détecteur à détecteur.
Dans tous les cas, nous avons confirmé par cette étude que d'une part l'utilisation des raies X dues à la désexcitation de radionucléides activés cosmiquement dans le germanium permettait une mesure du volume fiduciel de nos bolomètres (la méthode avait déjà été utilisée dans Edelweiss pour les bolomètres d'anciennes générations), et d'autre part que la fraction fiducielle obtenue était de l'ordre de 40 % pour chaque bolomètre, malgré la

multiplicité des jeux de polarisations et les deux géométries testées, ce qui démontre la robustesse de la méthode d'analyse et la stabilité de fonctionnement des bolomètres Inter-Digit (pour des conditions de fonctionnement fixées). Bien-sûr les spécificités de chaque détecteur (notamment les variations de résolution sur les différentes voies de mesure) induisent des fluctuations d'un bolomètre à l'autre, et les différentes variables en énergie ont toutes leurs erreurs systématiques, ce qui suggère deux pistes de travail : soit travailler avec une moyenne des 3 variables à disposition, ce qui suppose de considérer qu'aucune des trois variables n'est meilleure que les autres (solution retenue ici), soit de pondérer les 3 estimateurs avec un facteur qui rendrait compte de l'importance de l'erreur systématique. On peut par exemple travailler avec une combinaison linéaire de l'énergie chaleur et de l'énergie d'ionisation (ce qui a été fait dans [119] par exemple). Dans ce cas, on peut espérer améliorer la résolution des raies X, mais l'évaluation du bruit de fond reste dans tous les cas problématique. Les erreurs statistiques sont faibles ($< 1\%$), et sont ici négligeables devant les erreurs systématiques.

Chapitre 8

Étude de spectres à basse énergie dans Edelweiss-II

Le but de ce chapitre est de mettre en place les bases d'une analyse systématique des spectres à basse énergie pour tous les bolomètres d'Edelweiss. Une telle analyse permettra d'une part de tester l'hypothèse de WIMPs de basse masse, et d'autre part d'évaluer les différentes contributions au bruit de fond d'évènements physiques au voisinage des seuils (autour de 2 keV). L'étude décrite dans ce chapitre propose une méthodologie pour le traitement des données dans cette optique. A la différence des autres chapitres de ce manuscrit, l'étude mentionnée ici a été effectuée sur un bolomètre Edelweiss dit "à chaleur seule" (sans électrodes de collecte de charge), car il s'agit de la configuration la plus simple pour étudier un spectre en énergie. En particulier, la mesure de chaleur permet d'avoir une échelle en énergie unique quel que soit le type de particules ayant interagi dans le détecteur, à la différence d'une échelle en énergie de recul pour laquelle la correction de l'effet Neganov-Luke diffère selon la zone d'interaction dans le bolomètre, ce qui conduit à devoir normaliser plusieurs échelles d'énergie. Cependant, les résultats présentés ici sont généralisables aux bolomètres de nouvelle génération (InterDigit) en mode de fonctionnement "chaleur seule", et doivent pouvoir être adaptés au mode de fonctionnement "chaleur et ionisation" moyennant un certain nombre de modifications (notamment le remplacement de l'énergie chaleur par l'énergie de recul). Après une brève introduction décrivant les enjeux actuels de ce type d'étude, nous détaillerons le protocole d'analyse, avant de présenter quelques applications à la recherche de WIMPs de basse masse.

8.1 Motivations

A la lumière des résultats récents de certaines expériences de détection directe de matière noire, l'hypothèse de particules de matière noire (WIMPs) de basse masse (<15 GeV) a été étudiée avec un intérêt accru ces dernières années, et la compétition dans le domaine semble se durcir depuis 2010, notamment à cause de résultats contradictoires. Les membres de la collaboration DAMA ont ainsi rapporté une modulation annuelle de leur signal sur 13 cycles, dans une fenêtre d'énergie allant de 2 à 6 keVee et avec une

confiance de 8.9 σ grâce à leur 1.17 tonne-an de données, qu'ils interprètent comme étant une preuve de l'observation de matière noire puisque la phase de cette modulation est en accord avec ce qu'on attend pour l'interaction avec un WIMP due au mouvement de la Terre autour du Soleil [155, 186]. Même si des incertitudes subsistent, notamment sur des effets de directionnalité dans les cristaux de NaI utilisés (*channeling effect*) ou sur de possibles erreurs systématiques, on peut néanmoins interpréter le signal observé par DAMA par des interactions spin-indépendantes sur les atomes de sodium, ce qui correspondrait à des WIMPs dont les masses seraient de l'ordre de 10 GeV.
L'expérience CoGeNT consiste en un détecteur de germanium avec une mesure de l'ionisation. Le seuil de ce détecteur est très bas (0.4 keVee) et la résolution est également excellente, ce qui permet d'obtenir un spectre très précis en-dessous de 10 keV. Les membres de cette expérience ont présenté depuis 2010 des résultats qui ont fait grand bruit dans la communauté des expériences de détection de la matière noire. Une première publication ([174]) décrivait l'observation d'un excès d'évènements entre leur seuil et 3.2 keVee (soit des énergies de recul comprises entre 1.8 et 14.5 keV). Le spectre observé, qui remonte exponentiellement jusqu'au seuil, est compatible avec la présence d'un signal WIMP de basse masse (typiquement entre 7 et 11 GeV) si l'on suppose un fond avec une composante plate (fond Compton), une composante exponentielle libre (évènements de surface résiduels non rejetés) et des contributions gaussiennes venant des différentes raies X dans cette fenêtre en énergie. Des articles ont montré que ces observations et celles de DAMA était compatibles, en supposant par exemple un WIMP de 7 GeV avec une section efficace d'interaction spin-indépendante de 2.10^{-4} pb ([167]). Plus récemment, au début de l'année 2011, la collaboration CoGeNT a déclaré pouvoir démontrer l'existence d'une modulation annuelle de leur signal (du même type que celle de DAMA), ce qui serait une preuve supplémentaire et indéniable qu'il s'agit bien de WIMPs [173]. Cependant, cette observation n'est pas bien établie statistiquement pour le moment (confiance de 2.8 σ), et reste sujette à interprétation. En particulier, rien n'exclut encore qu'il puisse s'agir d'une modulation du bruit de fond de l'expérience.
CRESST-II est une expérience qui vise quant à elle à détecter des WIMPs avec une cible de $CaWO_4$. Une double mesure lumière/chaleur leur permet de séparer les reculs nucléaires sur les atomes de tungstène ou d'oxygène, ainsi que le bruit de fond. Cette collaboration a elle aussi rapporté récemment un excès de 32 évènements dans la bande de reculs nucléaires sur l'oxygène ([194]), avec un fond attendu de 8.4 ± 1.4 évènements. Il a été montré ([170]) que cet excès interprété comme un signal WIMP (sous certaines hypothèses) était également compatible avec les résultats de CoGeNT et de DAMA.
La collaboration CDMS a réalisé deux articles concernant l'étude des spectres de leurs détecteurs à basse énergie. Le premier est une réanalyse des données prises dans le laboratoire souterrain de Soudan ([180]), le second est une analyse de données prises au SUF (*Stanford Underground Facility*), donc dans un laboratoire à faible profondeur ([150]). La conséquence principale de ces analyses est d'établir des contraintes qui excluent les résultats énoncés plus haut (exclusion des signaux DAMA et CoGeNT notamment). Néanmoins, un récent article de J. Collar (collaboration CoGeNT) essaie de montrer qu'il serait possible de réconcilier les deux résultats *a priori* contradictoires en passant en revue attentivement tous les choix effectués par CDMS (en particulier la justification des coupures) [189]. Une réponse à ce commentaire est fournie en annexe dans [180].
Enfin, une autre expérience dans la course, XENON, a totalement exclu les interpréta-

tions des signaux de DAMA et de CoGeNT en termes de WIMPs de basse masse. Il s'agit d'ailleurs à l'heure actuelle de l'expérience qui a placé les limites les plus strictes dans les diagrammes d'exclusion. XENON (actuellement dans la phase XENON100) est une expérience localisée dans le Tunnel du Gran Sasso en Italie, qui utilise une chambre à projection temporelle (en anglais TPC, pour *Time Projection Chamber*) à double phase (liquide/gaz) contenant 62 kg de xénon liquide. Les derniers résultats de XENON100 sont présentés dans [183] après 100 jours de prise de données effective. Une analyse des données de XENON10 (phase précédente de l'expérience) orientée vers la recherche de WIMPs de basse masse a également été publiée dans [181]. Les résultats incompatibles de XENON et de CoGeNT ont conduit à une lutte féroce par publications interposées entre les deux collaborations ([151, 158, 159, 160, 161, 190]). La discussion tourne principalement sur les incertitudes des résultats de XENON100 concernant les basses masses : conséquences des calibrations et effets de seuil notamment.
On voit donc que l'enjeu est grand dans la communauté de la détection directe de matière noire, et que la question reste complètement ouverte à l'heure actuelle, puisqu'aucune conclusion n'est privilégiée, notamment lorsqu'on s'aperçoit que de petites modifications sur les coupures ou sur les paramètres physiques utilisés peuvent donner lieu à des changements notables sur les contraintes finales. Il est en tout cas intéressant de remarquer la profusion d'articles de phénoménologie qui sont publiés depuis quelques années sur ce sujet des WIMPs de basse masse pour se convaincre de l'importance de cette question dans la communauté scientifique impliquée. Nous présentons sur la figure 8.1, pour illustration, la situation actuelle en terme de limites sur les sections efficaces d'interaction WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP.
Ce chapitre contribue à tester la possibilité de rechercher des WIMPS de basse masse au sein de l'expérience Edelweiss, et essaie d'apporter une meilleure compréhension du bruit de fond de l'expérience en descendant jusqu'à un seuil en énergie de 2 keV environ. Pour cela, nous avons utilisé un détecteur dont les caractéristiques et la géométrie sont simples afin de ne pas introduire de complications. La méthode d'analyse que nous avons développée est basée sur un ensemble de coupures sur les données permettant d'obtenir un rejet du bruit de fond très correct au-dessus de 2 keV.

8.2 Bases physiques de l'étude

Nous nous limiterons dans cette section à ne rappeler que quelques caractéristiques physiques utiles pour replacer le problème dans son contexte théorique.
La plupart des travaux sur les neutralinos reliques prennent appui sur des modèles supersymétriques dans lesquels on postule que les masses du gaugino M_i (i=1,2,3) ont une valeur commune à l'échelle de la théorie de grande unification (*GUT, Grand Unification Theory*), soit $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV. Cette hypothèse aboutit à la relation standard à l'échelle électrofaible ($M_{EW} \sim 100$ GeV) :

$$M_1 = \frac{5}{3}\, tan^2\, \theta_W\, M_2 \simeq 0.5\, M_2 \tag{8.1}$$

Où M_1 et M_2 sont les masses des gauginos associés aux groupes de symétrie (champs de jauge) U(1) et SU(2) respectivement. M_1 est donc la masse du bino et M_2 celle du wino.

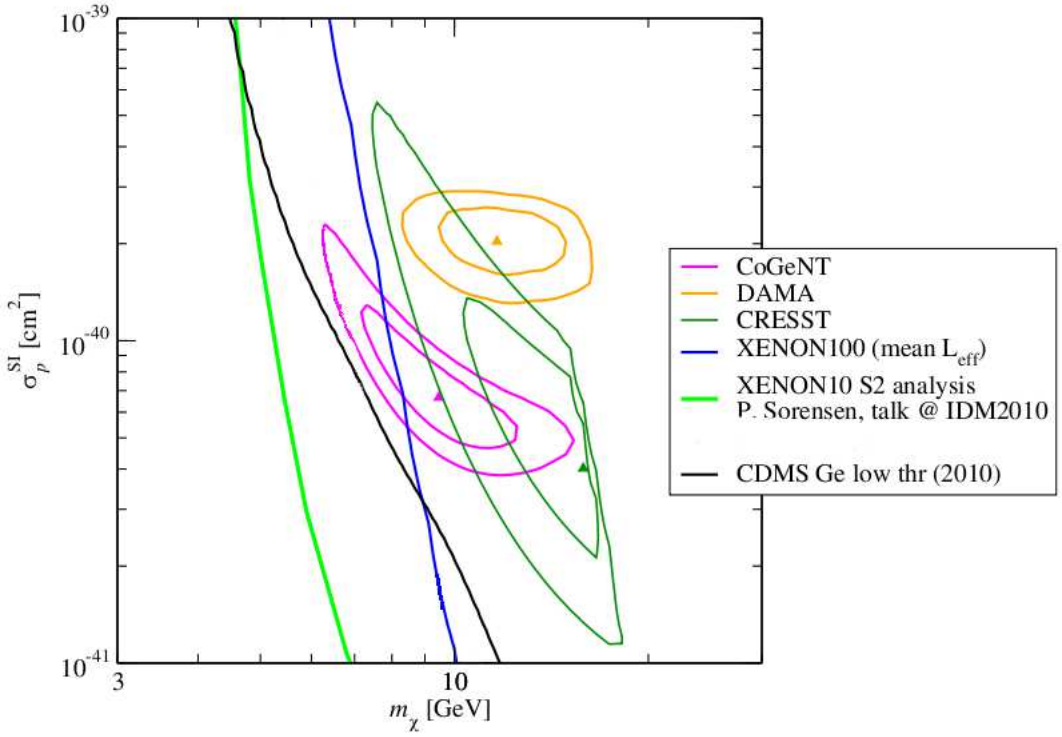

Figure 8.1 – *Situation actuelle (début 2011) pour la recherche de WIMPs de basse masse, résumée sur un diagramme d'exclusion des sections efficaces d'interaction spin-indépendantes WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP (figure tirée de [170]).*

Sous ces conditions, la limite inférieure pour la masse du neutralino la plus couramment citée et utilisée est $m_\chi \gtrsim 46$ GeV, dérivée de la limite inférieure sur la masse du chargino obtenue au LEP2 ($m_\chi^\pm \gtrsim 100$ GeV) [72, 104, 108]. On rappelle qu'il existe deux charginos et quatre neutralinos, et que le chargino se désintègre en donnant un neutralino et un boson chargé W.
Cependant, si l'on se place dans le cadre théorique d'un modèle standard supersymétrique minimal effectif (*effMSSM, effective Supersymmetric Standard Model*) dans lequel la R-parité est conservée (ce qui implique que la particule supersymétrique la plus légère est stable, et qu'on la choisit souvent comme étant le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$, noté χ s'il n'y a pas d'ambiguïté), et si l'on relâche la contrainte d'unification des masses du gaugino à l'échelle de la GUT (M_1 et M_2 deviennent des paramètres indépendants), alors on ne peut plus déterminer de limite inférieure sur m_χ à partir de la limite inférieure pour la masse du chargino. Par contre, on peut la déterminer à partir de la limite supérieure du contenu en matière noire froide (CDM) de l'Univers ($\Omega_{CDM} \equiv \frac{\rho_{CDM}}{\rho_c}$) en combinaison avec des contraintes issues de mesures aux collisionneurs et dans d'autres expériences sur les paramètres du Higgs et des paramètres supersymétriques. On peut en effet relier la densité relique des WIMPs avec les différents paramètres du modèle. En prenant alors par exemple la limite supérieure à 2σ de confiance $\Omega_{CDM}h^2 \leq 0.131$ issue de l'analyse des données de WMAP, on peut déduire que la masse du neutralino devrait être telle que $m_\chi \gtrsim 6$ GeV [108]. Le détail de ce calcul est donné dans [103].
Un nombre important d'articles ont ainsi démontré la possibilité d'avoir, sous certaines hy-

pothèses théoriques, des WIMPs dont les masses pouvaient être aussi petites que quelques GeV ($\gtrsim 5$ GeV en général), avec des sections efficaces d'interaction WIMP-nucléon spin-indépendantes pouvant aller jusqu'à 10^{-4} pb et une abondance cosmologique d'intérêt ($0,05 \lesssim \Omega_\chi h^2 \lesssim 0,3$). Ces résultats peuvent fournir une base théorique aux signaux observés par certaines expériences de détection directe de matière noire [192].

8.3 Méthode d'analyse

Afin de tester l'hypothèse de WIMPs de basse masse avec les données d'Edelweiss-II, nous avons voulu mettre au point une méthode d'analyse du spectre à basse énergie de nos détecteurs. L'étude a été menée en procédant en plusieurs étapes. La première consiste à déterminer les coupures de sélection des données qui optimisent le rejet des évènements de bruit, tout en assurant une conservation suffisante du signal physique, même à très basse énergie (2 keV typiquement). Une fois que ces coupures sont déterminées, nous obtenons un spectre en énergie après coupures (ou après sélection des données). Afin de reconstruire correctement l'allure du spectre réel d'évènements physiques, nous devons alors corriger ce spectre après coupures d'un facteur prenant en compte l'efficacité des coupures d'une part, et l'exposition associée aux périodes sélectionnées d'autre part. Cela permet d'aboutir à un spectre normalisé, exprimé en nombre de coups par keV.kg.jours, qui devient alors le spectre de référence pour tester les différentes hypothèses sur la nature du signal. Nous proposons alors différentes techniques pour extraire des limites à partir de nos données, notamment en discutant des contributions du bruit de fond (α, β ou γ) au spectre global. Dans tout ce chapitre, nous utilisons (sauf mention contraire le cas échéant) un détecteur "chaleur seule" (sans mesure de l'ionisation) de 320 grammes, nommé Gc2. Les données de Gc2 que nous analysons sont issues du Run 12 d'Edelweiss-II, opéré entre le début 2009 et la mi-2010, soit plus d'un an de prise de données. Ce détecteur présente un seuil en ligne très bas (inférieur à 1.3 keV), ce qui est un grand avantage pour cette étude.

8.4 Détermination des coupures

La détermination des coupures de sélection implique l'utilisation de toutes les variables pertinentes dont nous pouvons disposer pour ce détecteur. Ces quatre paramètres sont la ligne de base instantanée de la voie chaleur, le χ^2 associé à l'impulsion chaleur (impulsion comparée à une impulsion de référence), le temps de montée de l'impulsion chaleur (durée pour que l'amplitude de l'impulsion passe de 10% à 90% de l'amplitude maximale) et la durée totale de cette impulsion (largeur de l'impulsion à 50 % de l'amplitude maximale). Le premier paramètre, la ligne de base, permet d'effectuer une coupure de qualité sur les données, afin de rejeter les mauvaises périodes (périodes bruitées) durant les prises de données. La coupure sur le χ^2 permet quant à elle de rejeter les impulsions dont la forme ne satisfait pas à la forme de référence pour une impulsion de chaleur associée à un évènement physique. Il s'agit donc d'une analyse de forme, qui sera complétée par des coupures sur les deux dernières variables (temps de montée et durée de l'impulsion) afin d'obtenir une sélection plus fine des signaux de la voie chaleur.

8.4.1 Coupure sur la ligne de base

La première variable sur laquelle on peut opérer une coupure afin d'améliorer la qualité du lot de données est donc la ligne de base instantanée de la voie chaleur. Si l'on affiche l'histogramme de cette variable pour toute la durée du run 12, on obtient la figure 8.2. On peut constater que les lignes de base instantanées se répartissent selon une distribution gaussienne (ou quasi-gaussienne) autour d'une valeur moyenne d'environ 0.4 keV, avec cependant une queue de distribution allant vers des valeurs supérieures. Afin de supprimer cette queue de distribution qui correspond aux périodes anormalement bruitées du run 12, nous ne garderons dans la suite que les lignes de base inférieures à 0.46 keV. En outre, on note la présence de lignes de base à zéro. Cela est normal, car lorsqu'une période du run est vraiment trop bruitée et qu'il devient difficile voire impossible de déterminer la ligne de base instantanée, la valeur correspondante est mise à zéro par le programme de traitement des données. Il faut donc également rejeter ces valeurs nulles de ligne de base qui correspondent elles aussi à des périodes trop bruitées. On ne garde donc finalement que la partie "gaussienne", représentée en couleur sur la figure 8.2.

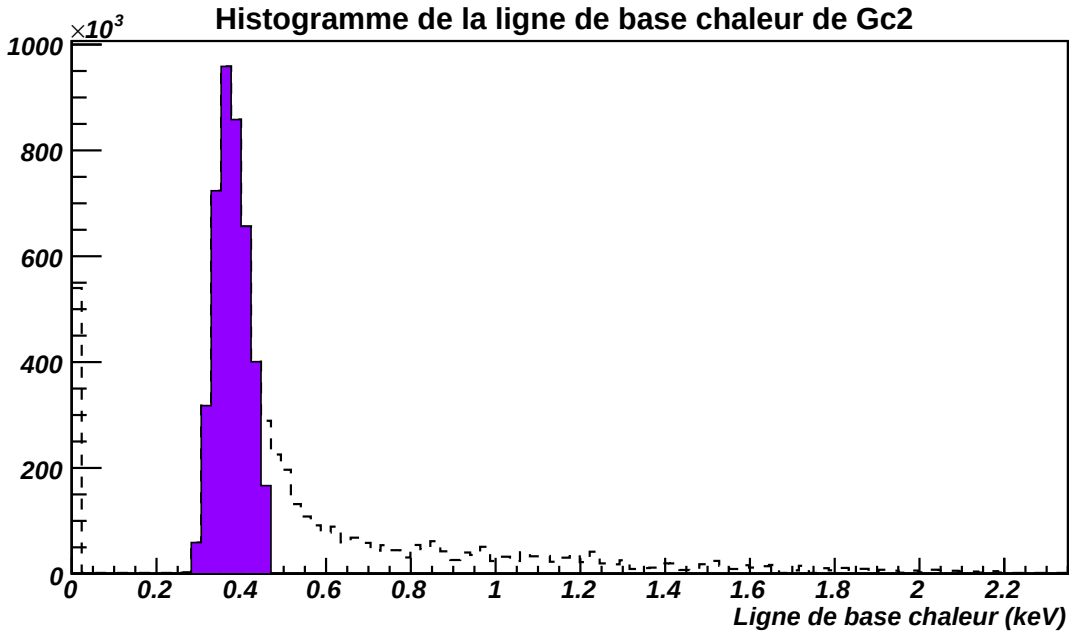

Figure 8.2 – *Histogramme de la ligne de base instantanée du détecteur Gc2 durant le run 12 avant (tirets noirs) et après coupures (partie bleue) sur la ligne de base.*

8.4.2 Coupure sur le χ^2

Une fois que nous avons rejeté les périodes les plus bruitées du run, il faut sélectionner les impulsions physiques dont la forme est compatible avec la forme de l'impulsion calibrée (*template* analytique déterminé à partir d'un ajustement sur un "bon" évènement physique après application d'un filtrage optimal). Cela se fait en coupant sur la variable du χ^2 associé à chaque impulsion. Il s'agit plus précisément d'un χ^2 réduit (par degré de

liberté), qui doit donc être centré autour de 1 pour les évènements dont l'impulsion est compatible avec l'impulsion calibrée. Nous présentons sur la figure 8.3 une représentation de la variable χ^2 en fonction de l'énergie chaleur. La ligne rouge en pointillés délimite les valeurs raisonnables du χ^2 (en-dessous de la ligne). Elle prend également en compte la dispersion parabolique de cette variable en fonction de l'énergie, qui est le comportement normal attendu. Si l'on se focalise sur les faibles énergies, qui sont celles qui nous

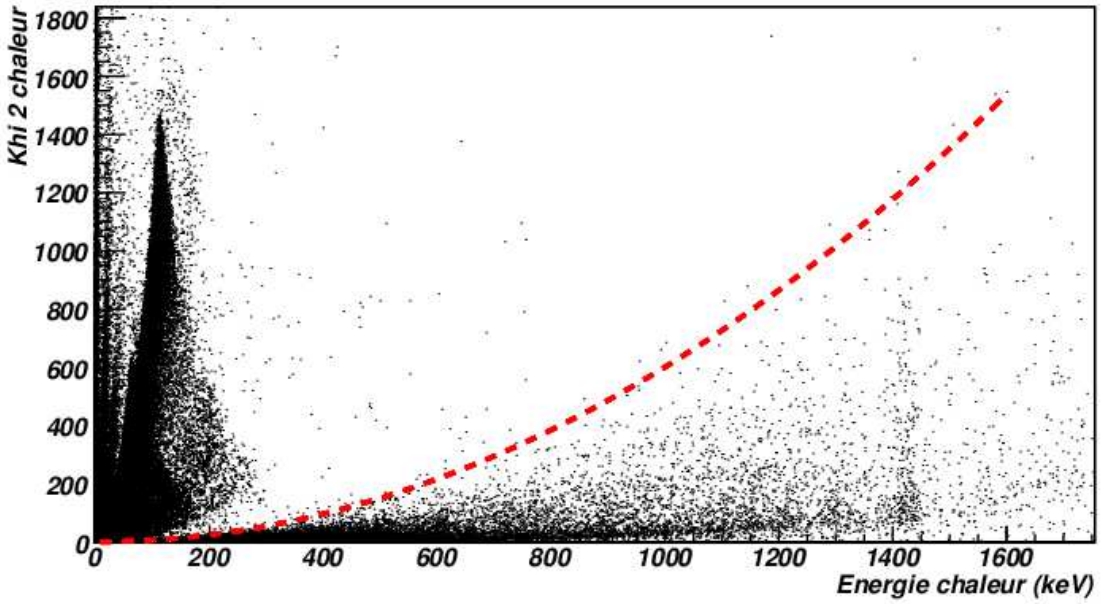

Figure 8.3 – *χ^2 en fonction de l'énergie chaleur pour le détecteur Gc2. La ligne rouge en pointillés représente la coupure effectuée sur cette variable (on ne garde que les valeurs inférieures à cette limite).*

importent pour cette étude, on obtient la figure 8.4. On voit bien sur cette figure que certaines populations d'évènements viennent polluer la zone des évènements dont le χ^2 est bon, notamment en-dessous de 5 keV. Ces populations d'évènements parasites comprennent à la fois le bruit électronique et thermique de l'expérience, et peut-être aussi des évènements de surface, dont le χ^2 diffère de celui d'un évènement de volume. Une étude plus poussée avec un détecteur permettant l'identification des évènements de surface permettrait d'évaluer cette différence, notamment en déterminant la forme d'une impulsion caractéristique pour un évènement en volume et pour un évènement en surface. Cependant, nous ne sommes pas en mesure à l'heure actuelle d'effectuer cette distinction. Nous devons donc nous limiter à une discrimination visuelle dans une représentation du χ^2 en fonction de l'énergie chaleur. Il se pourrait aussi que parmi les évènements parasites se trouvent des signaux issus d'interactions qui auraient lieu directement dans le thermomètre NTD ou à proximité immédiate de lui. Ces évènements n'ont pas la même forme que les impulsions obtenues pour des interactions dans le volume (ils sont beaucoup plus rapides). Enfin, une dernière hypothèse pour ces signaux dont le χ^2 est anormal est qu'il puisse s'agir de "kracks" (relâchements de contraintes mécaniques dans le cristal), déjà observés dans d'autres expériences, mais dont les caractéristiques sont très mal connues. Les évènements du doublet de raies autour de 10 keV sont quant à eux bien positionnés

avec un χ^2 autour de 1. Il faut noter que cette figure a été réalisée après les coupures sur la ligne de base déterminées plus haut, afin d'avoir un lot de données déjà "nettoyé". Afin d'éliminer tous les évènements dont le χ^2 est mauvais (non centré autour de 1), nous adoptons les coupures présentées sur la figure 8.4. On notera que l'élargissement dû à la dispersion à très basse énergie est pris en compte dans la coupure, et que l'on procède aussi à un rejet des évènements dont le χ^2 est inférieur à 0.5, principalement pour rejeter les évènements à χ^2 nul (qui sont le résultat d'un ajustement impossible de la forme d'une impulsion lorsque le bruit est trop élevé). On observera aussi qu'à partir de 3 keV, il ne semble pas y avoir de problème de rejet des évènements à "mauvais" χ^2. En-dessous de 3 keV, on voit qu'il faut recourir à d'autres coupures pour améliorer la discrimination.

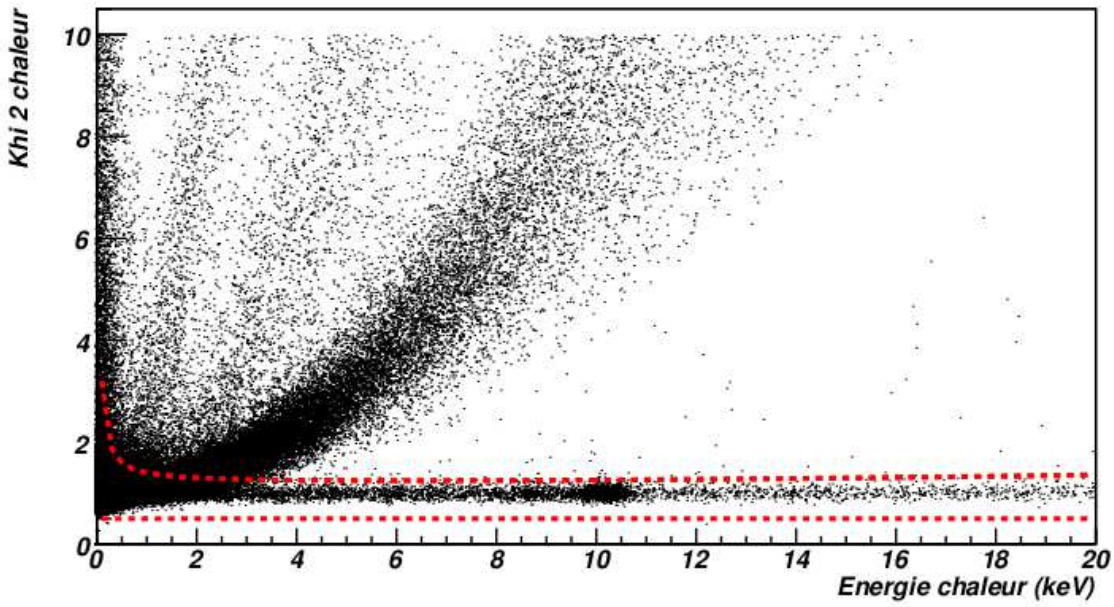

Figure 8.4 – *Coupures sur la variable χ^2 en fonction de l'énergie chaleur pour le détecteur Gc2, en-dessous de 20 keV et après coupures sur la ligne de base. On notera la présence des évènements du doublet de raies autour de 10 keV (cosmogénèse) qui sont bien positionnés, et plusieurs populations d'évènements parasites, de forme "parabolique", dont la densité augmente exponentiellement vers les basses énergies. Ces évènements correspondent très probablement, au moins en partie, à des évènements de surface dont le χ^2 diffère de celui des évènements de volume. Une autre part de ces évènements parasites doit aussi être due au bruit thermique et électronique de l'expérience. On peut également envisager d'autres hypothèses pour ces évènements parasites (voir texte).*

8.4.3 Coupures déterminées par analyse de forme des impulsions

La coupure de qualité sur la ligne de base et la coupure de sélection sur le χ^2 permettent d'avoir un lot de données "propre". On peut néanmoins raffiner l'analyse de forme des impulsions (en anglais PSA pour *Pulse Shape Analysis*) en utilisant les deux autres

variables dont nous disposons : le temps de montée des signaux et de la durée des impulsions. Comme nous l'avons déjà dit plus haut, nous n'avons pas d'idée précise à l'heure actuelle de la façon d'opérer une discrimination entre évènements de surface et évènements de volume à partir de l'analyse de forme des impulsions. On ne connaît pas non plus les formes caractéristiques des impulsions générées par d'autres types d'évènements, comme les fractures ("*cracks*") dans le cristal par exemple. Une étude des formes d'impulsion associées à différents types d'évènements pourrait donc être utile dans Edelweiss si l'on souhaite mettre au point une discrimination optimale pour des bolomètres fonctionnant en mode "chaleur seule". Les évènements se produisant directement dans le thermomètre NTD doivent en principe donner des impulsions très rapides (signaux athermiques). On veut donc plutôt rejeter les impulsions trop rapides, mais on considèrera donc dans notre étude que tous les évènements dont le temps de montée et/ou la durée d'impulsion sont différents de ceux attendus pour un "vrai" signal (c'est-à-dire pour des neutrons ou pour des évènements de volume du doublet de raies à 10 keV) devront être rejetés. On vérifie rapidement sur la figure 8.5 que les évènements physiques présentent tous un temps de montée de 6.3 ms environ (écart-type au-dessus de 3 keV : $\sigma = 0.39$ ms), et sur la figure 8.6 que leur durée d'impulsion moyenne est de 35.5 ms environ (écart-type au-dessus de 3 keV : $\sigma = 2.2$ ms).

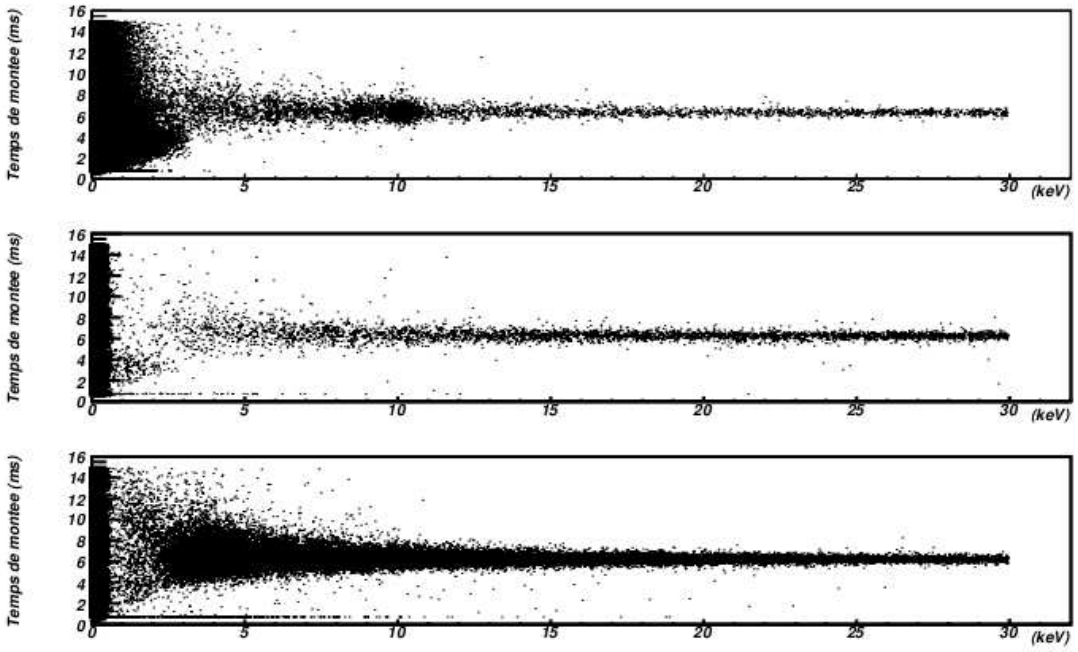

Figure 8.5 – *Diagrammes représentant le temps de montée en fonction de l'énergie chaleur pour (de haut en bas) les données en recherche de WIMPs, les données en calibration gamma et les données en calibration neutron (détecteur Gc2, Run12).*

Plusieurs pistes ont été étudiées pour les coupures sur les variables temps de montée et durée d'impulsion. Une possibilité était d'opérer des coupures indépendantes en s'appuyant sur les diagrammes temps de montée en fonction de l'énergie et durée d'impulsion en fonction de l'énergie. Une autre option consistait à déterminer une variable réduite combinant temps de montée et durée d'impulsion, et à déterminer la coupure optimale

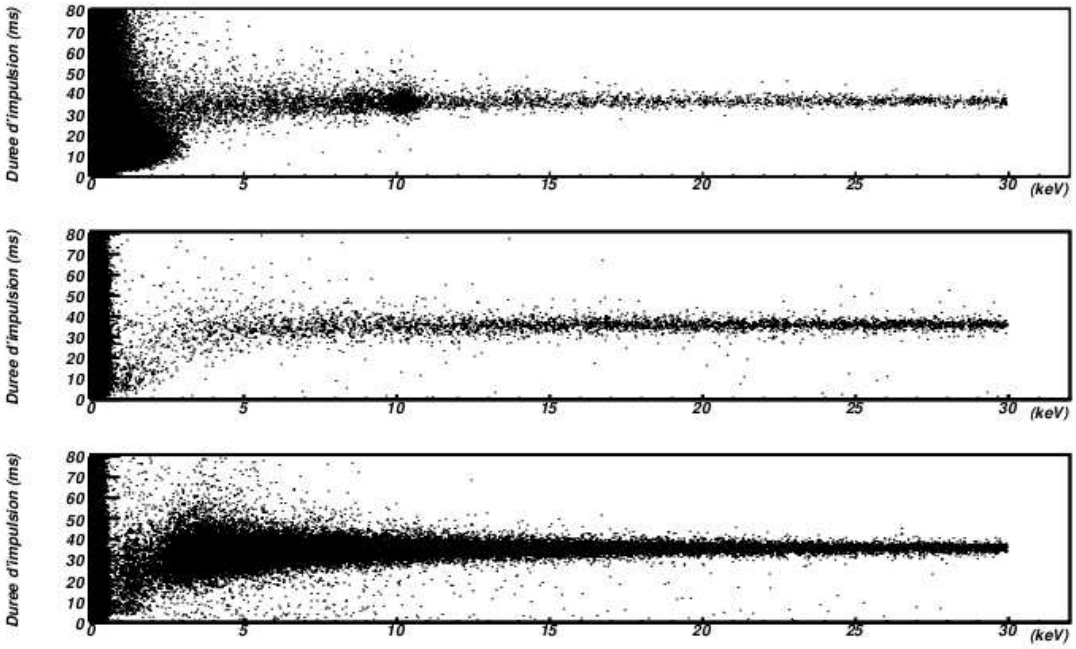

Figure 8.6 – *Diagrammes représentant la durée d'impulsion en fonction de l'énergie chaleur pour (de haut en bas) les données en recherche de WIMPs, les données en calibration gamma et les données en calibration neutron (détecteur Gc2, Run12).*

pour discriminer l'une par rapport à l'autre. Enfin, une troisième voie était de tracer le diagramme temps de montée en fonction de la durée d'impulsion, et d'établir des coupures adéquates pour rejeter le plus possible d'évènements de bruit tout en gardant le maximum de signal. C'est cette dernière piste qui a été utilisée, après avoir pris soin de vérifier que les trois méthodes possibles donnaient de toute façon des coupures redondantes sur les données et étaient donc équivalentes du point de vue de l'efficacité de rejet du bruit.
Six coupures différentes ont été testées. Leurs caractéristiques vont maintenant être précisées. La forme générale de ces coupures a été décidée pour satisfaire à trois critères principaux :

1. Le rejet des évènements à faible temps de montée (temps de montée très inférieur au temps de montée "moyen" des évènements physiques, déterminé plus haut à environ 6.3 ms).
2. Le rejet des évènements à faible durée d'impulsion (durée d'impulsion très inférieure à la durée d'impulsion moyenne des évènements physiques, déterminée plus haut à approximativement 35.5 ms).
3. La séparation des évènements de bruit et du signal physique qui nous intéresse pour cette étude, notamment à très basse énergie (en-dessous de 4 keV).

Nous avons adopté des couleurs différentes pour ces coupures, la coupure la plus stricte (celle qui rejette le plus de bruit, mais qui rejette aussi une partie du signal) est en rouge, et la coupure la moins stricte (celle qui rejette le moins de bruit mais qui garde probablement tout le signal) est en bleu. Le but était donc de trouver une coupure "optimale" qui réalisait le meilleur compromis possible entre conservation du signal et rejet du bruit. La figure 8.7 est réalisée à partir des données des calibrations neutron, pour les évènements

entre 2 et 8 keV après les coupures sur la ligne de base et sur le χ^2. Les évènements représentés sur cette figure sont considérés comme étant en totalité (ou presque) du signal physique (reculs nucléaires induits par les neutrons incidents, tout comme ceux induits par des WIMPs). C'est la raison pour laquelle la zone peuplée par ces évènements dans la figure 8.7 est la zone dans laquelle nous attendons notre signal. On voit immédiatement que la coupure rouge est trop stricte, tandis que la bleue ne l'est pas suffisamment. La "bonne" coupure est donc l'une des coupures intermédiaires. Si l'on regarde ensuite le

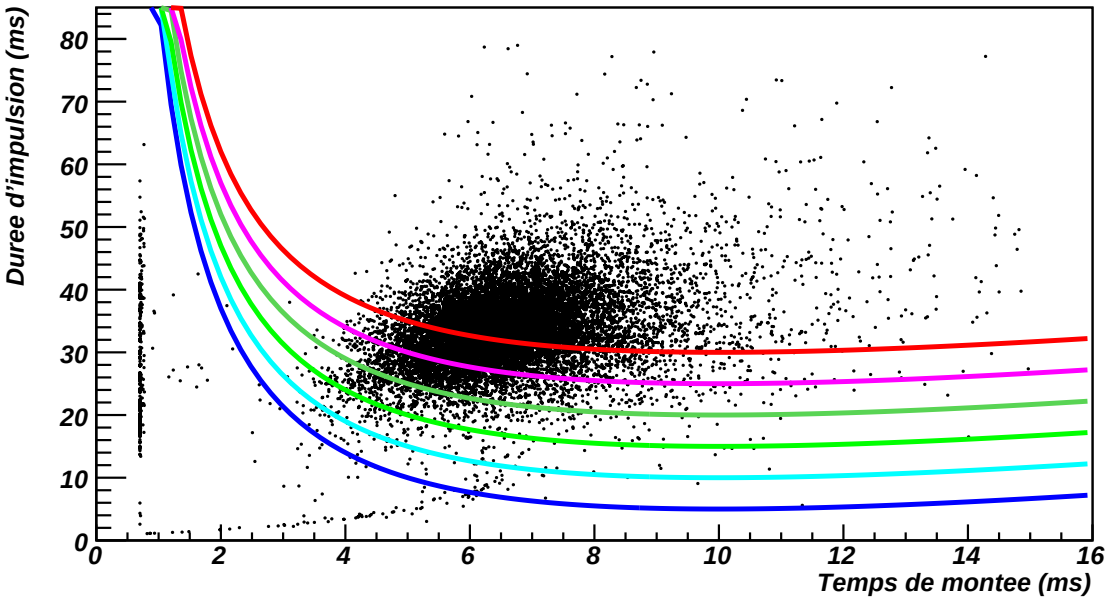

Figure 8.7 – *Diagramme représentant la durée d'impulsion en fonction du temps de montée pour les évènements entre 2 et 8 keV des calibrations neutron, après coupures sur la ligne de base et sur le χ^2. Les six coupures testées sont également représentées (détecteur Gc2, Run12).*

même type de figure, mais avec les données en recherche de WIMPs (8.8), nous pouvons constater que deux populations d'évènements distinctes apparaissent. La première coïncide avec la zone où nous attendons le signal, comme définie précédemment. La seconde est donc peuplée d'évènements dont la nature est inconnue, mais qui constituent du bruit de fond et qu'il faut donc rejeter. On peut vérifier que nos coupures répondent à cette obligation, de façon plus ou moins performante selon celle que l'on considère. On constate aussi que les évènements à temps de montée ou à durée d'impulsion trop courts sont bien rejetés (en tout cas pour les trois ou quatre coupures les plus strictes).

Afin de mieux évaluer l'impact de ces coupures et de déterminer celle que nous voulions choisir, nous avons tracé sur une même figure les courbes d'efficacité associées à chacune d'elles (8.9). Ces efficacités ont été déterminées à partir des données de calibrations neutron disponibles, car elles fournissent un lot d'évènements composés presque exclusivement de reculs nucléaires. Le bruit de fond est quasiment absent (ne serait-ce que par la durée même des calibrations, qui sont très courtes). On a donc un moyen performant d'estimer l'effet des coupures sur un lot de données dont on est à peu près certain de la pertinence (on sait que ces données se comportent comme le signal que l'on recherche vis à vis des différents paramètres dont on dispose). Le spectre en énergie des données de calibration

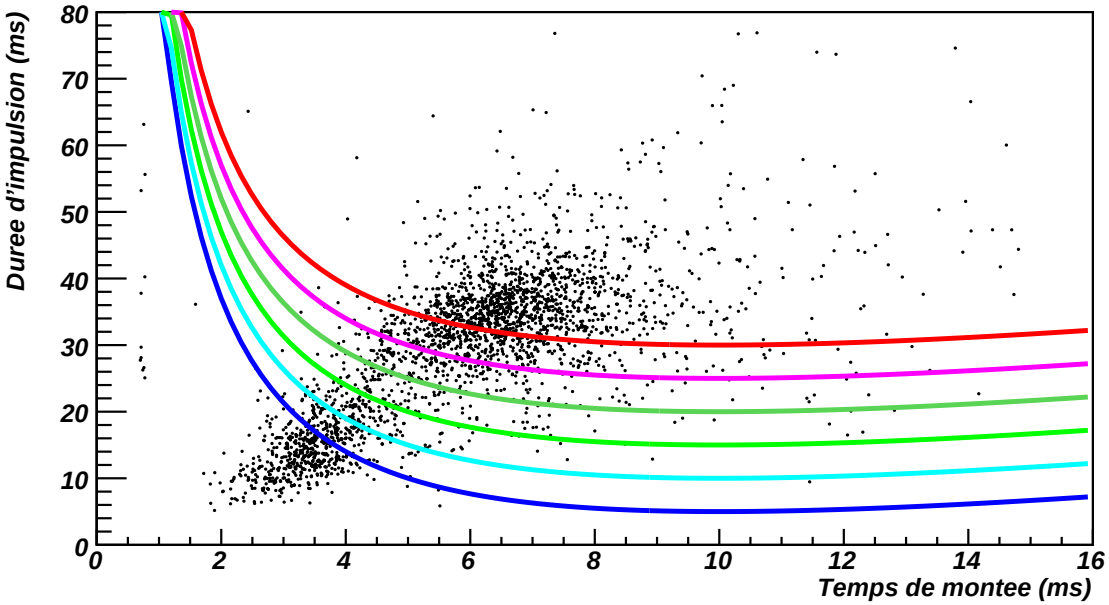

Figure 8.8 – *Diagramme représentant la durée d'impulsion en fonction du temps de montée pour les évènements entre 2 et 8 keV des runs de recherche de WIMPs, après coupures sur la ligne de base et sur le χ^2. Les six coupures testées sont également représentées (détecteur Gc2, Run12).*

avec des neutrons utilisées est donné sur la figure 8.10 pour indication. On peut contrôler que le seuil était inférieur à 2 keV lors de ces calibrations.

Les efficacités sont mesurées en faisant le rapport de l'histogramme de l'énergie chaleur après coupures (une efficacité pour chacune des six coupures définies plus haut) par un histogramme de référence (histogramme de l'énergie chaleur après coupure sur la ligne de base et coupure sur le χ^2 uniquement). En réalité (car on utilise une statistique bayésienne), l'efficacité ε calculée est donnée par :

$$\varepsilon = \frac{k+1}{N+2} \tag{8.2}$$

Où k est le nombre d'évènements qui passent la coupure et N est le nombre d'évènements initiaux avant coupure. Mais comme k et N sont grands devant 1 (au moins en-dessous de 10 keV), l'efficacité vaut :

$$\varepsilon \approx \frac{k}{N} \tag{8.3}$$

Les barres d'erreur horizontales correspondent à la largeur de chaque bin d'énergie sur lequel le calcul est réalisé. Les barres d'erreur verticales correspondent au plus petit intervalle de confiance bayésien à un niveau de confiance de 68.3 % (1 σ). On utilise pour déterminer cet intervalle la probabilité postérieure P, telle que :

$$P(\varepsilon \mid k, N) \propto L(\varepsilon \mid k, N) \times P_{anterieure}(\varepsilon) \tag{8.4}$$

Où ε est l'efficacité, L($\varepsilon|k, N$) est une fonction de vraisemblance et P$_{anterieure}(\varepsilon)$ est la probabilité antérieure de l'efficacité ε. Comme une efficacité peut être interprétée comme une

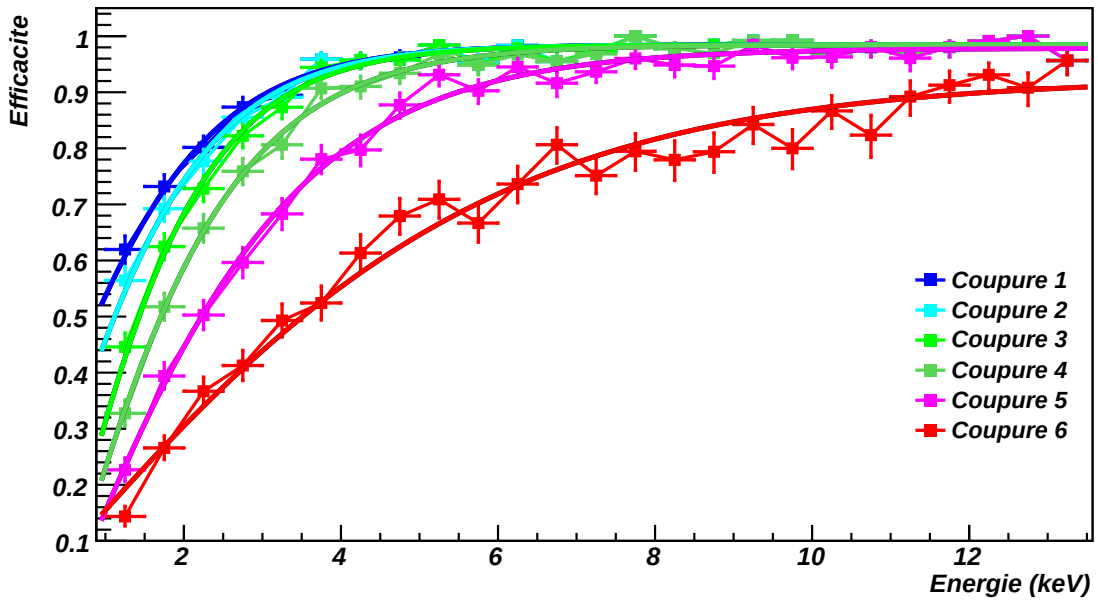

Figure 8.9 – *Efficacités des coupures en fonction de l'énergie, avec barres d'erreur et courbes de meilleur ajustement pour chacune d'elles*

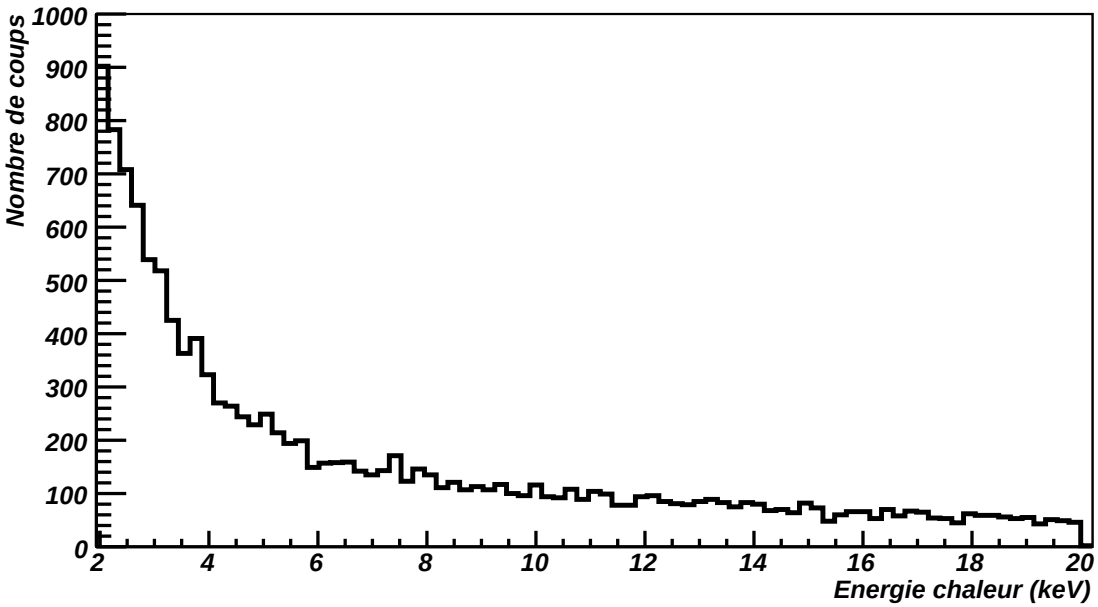

Figure 8.10 – *Spectre en énergie des données des calibrations neutron utilisées pour le calcul des efficacités. On notera que ce spectre correspond aux données de deux calibrations neutron réalisées dans des conditions différentes, et dont les statistiques ont été ajoutées.*

probabilité d'une réalisation positive d'un test de Bernoulli, la fonction de vraisemblance

est donnée par la distribution binomiale :

$$L(\varepsilon \mid k, N) = \binom{N}{k} \varepsilon^k (1-\varepsilon)^{N-k} \tag{8.5}$$

Dans notre cas, la probabilité antérieure de l'efficacité vaut 1, d'où finalement :

$$P(\varepsilon \mid k, N) \propto \varepsilon^k (1-\varepsilon)^{N-k} \tag{8.6}$$

Nous avons par ailleurs déterminé qu'un bon ajustement des courbes d'efficacité est obtenu avec des fonctions de la forme :

$$A + \frac{B}{1 + e^{C/x^3}} \tag{8.7}$$

Où A, B, et C sont 3 paramètres libres.
On vérifie que les efficacités sont de l'ordre de 100 % au-dessus de 9 keV (hormis pour la coupure "rouge", montrant au passage que cette coupure est trop stricte), ce qui assure notamment que le doublet de raies à 10 keV n'est pas affecté par nos coupures. Si l'on met de côté la coupure "rouge" qui rejette trop de signal, on voit qu'à 2 keV, les efficacité sont comprises entre 45 % (magenta) et 75 % (bleu foncé), ce qui reste tout à fait acceptable, quelle que soit la coupure adoptée au final. Cela ne permet donc pas de choisir la coupure optimale, mais confirme qu'elles donnent toutes une efficacité de conservation du signal raisonnable, à part la plus stricte.
Il faut donc tester directement l'effet de ces coupures sur le spectre en énergie du détecteur Gc2 pour se convaincre de leur pertinence, connaissant par ailleurs les autres informations déjà obtenues plus haut. Nous présentons donc sur la figure 8.11 les différents histogrammes en énergie obtenus après avoir effectué les six coupures différentes que nous proposons (ainsi que la coupure de qualité sur la ligne de base et le χ^2, que nous ne mentionnerons plus à partir de maintenant, mais qui seront systématiquement faites). Il s'agit des données en recherche de WIMPs, ce qui explique la présence du doublet de raies à 10 keV (activation cosmique).

Au-dessus de 11 keV environ, on vérifie que le spectre est totalement inchangé, quelle que soit la coupure, ce qui est normal puisque les coupures ont été déterminées pour avoir une efficacité proche de 100 % dans cette gamme d'énergie. Entre 6 et 11 keV, le spectre est également inchangé quelle que soit la coupure, si l'on excepte la coupure "rouge" dont on a déjà vu qu'elle était inadéquate car trop stricte. En-dessous de 6 keV, les différences sur l'efficacité de conservation du signal commencent à être sensibles, et le deviennent vraiment en-dessous de 3 keV (cf. figure 8.12).
Outre ces observations sur les spectres après coupures, il est judicieux de s'intéresser aux spectres reconstruits, c'est-à-dire aux spectres après coupures, corrigés de l'efficacité correspondante. En effet, ces spectres reconstruits doivent présenter une forme stabilisée pour une certaine "gamme" de coupures (forme du spectre inchangée après reconstruction). Si tel est le cas, cela signifie que les coupures concernées rejettent tout le bruit de fond mais ne rejettent pas de signal. Cette méthode est valide puisque les efficacités par lesquelles on corrige ont été déterminées à partir de reculs nucléaires sans bruit de fond, donc avec un signal quasiment pur. Si le spectre une fois corrigé de ces efficacités est stable, c'est donc effectivement que l'on a supprimé tout le bruit de fond mais qu'on a gardé l'ensemble du signal. C'est donc ce critère que nous utilisons dans les figures 8.13 et 8.14 pour choisir notre coupure optimale.

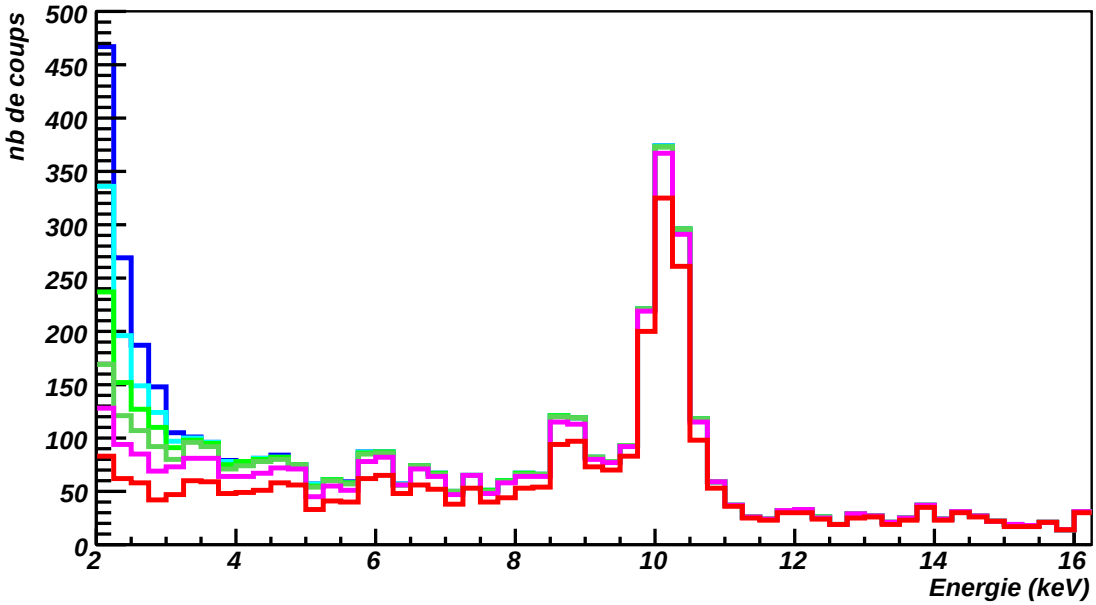

Figure 8.11 – *Histogrammes en énergie obtenus après toutes les coupures, pour les six coupures de référence.*

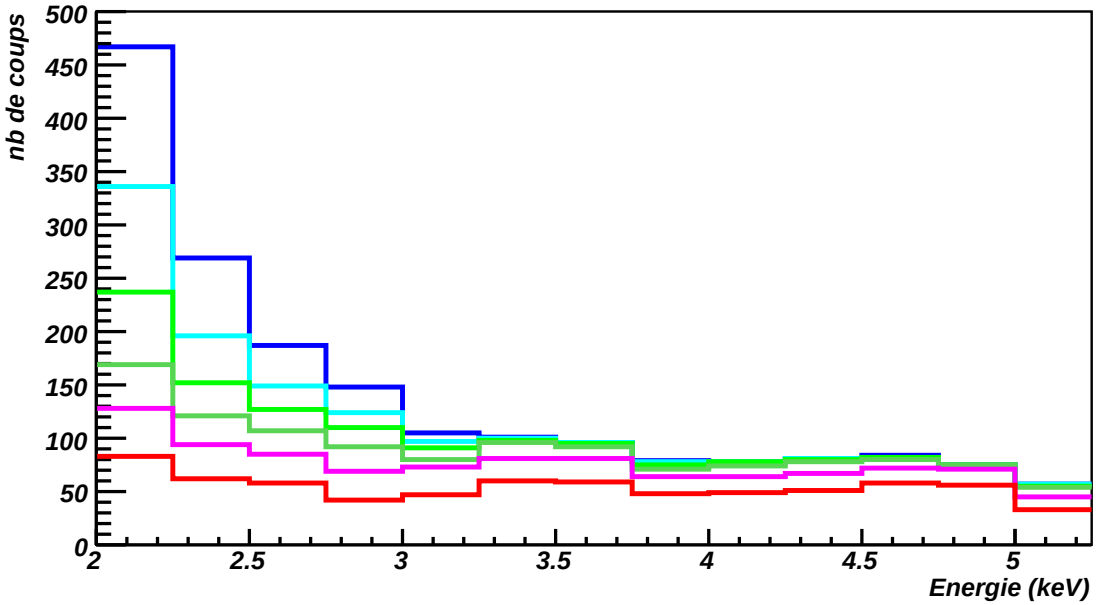

Figure 8.12 – *Histogrammes en énergie obtenus après toutes les coupures, pour les six coupures de référence, entre 2 et 5 keV.*

On voit que le spectre est stabilisé pour les deux coupures les plus strictes après la coupure rouge (en vert foncé et magenta sur les figures). Nous choisissons celle des deux qui a l'efficacité la plus élevée (en vert foncé). Sauf mention contraire dans la suite de l'exposé, la coupure de référence utilisée sera celle-ci.

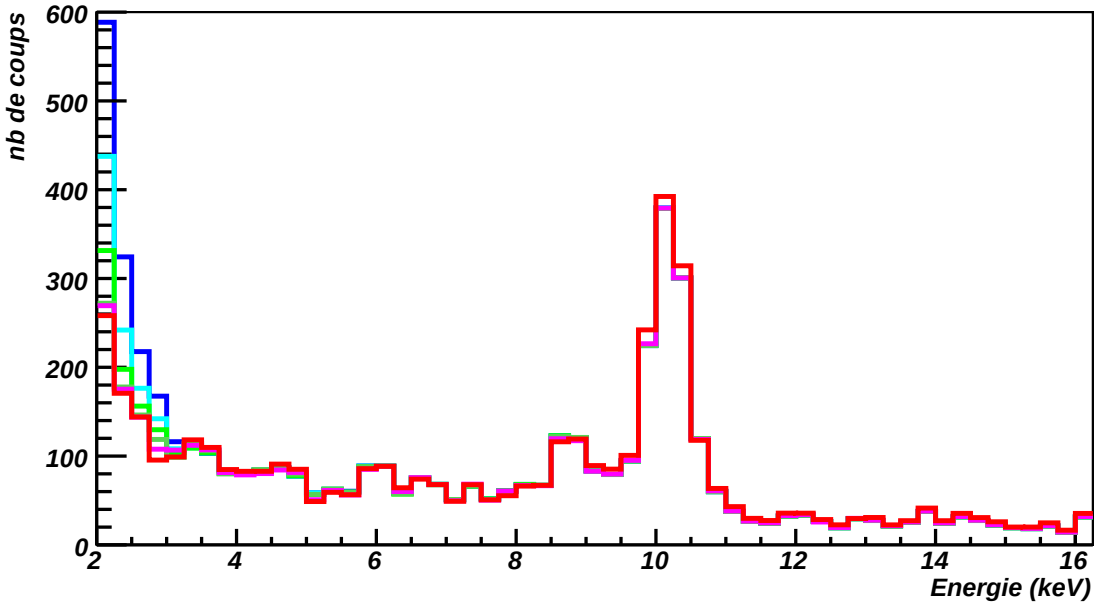

Figure 8.13 – *Histogrammes en énergie obtenus après toutes les coupures puis correction par l'efficacité correspondante, pour les six coupures de référence.*

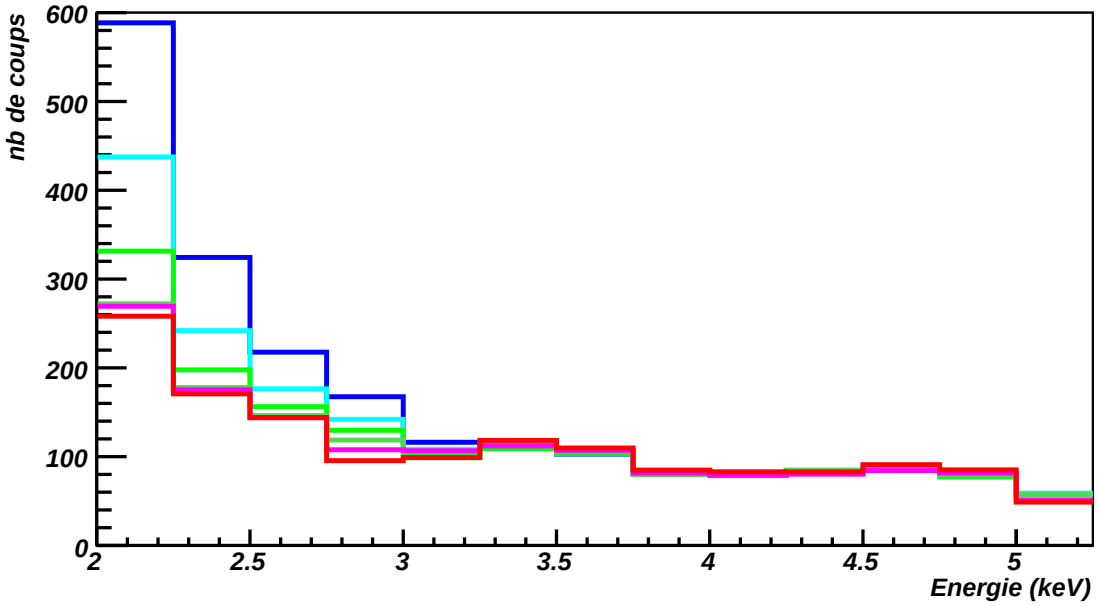

Figure 8.14 – *Histogrammes en énergie obtenus après toutes les coupures puis correction par l'efficacité correspondante, pour les six coupures de référence, entre 2 et 5 keV. On voit que le spectre est stabilisé pour les deux coupures représentées en vert foncé et en magenta, ce qui indique que l'on ne garde pas de bruit.*

Connaissant la masse du détecteur Gc2 (320 g), et la durée cumulée des périodes sélectionnées du Run 12, nous pouvons alors obtenir un spectre normalisé (exprimé en coups

par keV, par kg et par jour). La durée cumulée calculée après la coupure sur la ligne de base est de 200.773 jours. Le résultat est tracé sur la figure 8.15 pour le spectre à basse énergie jusqu'à 16 keV, et sur la figure 8.16 jusqu'à 60 keV pour pouvoir comparer avec le bruit de fond à plus haute énergie. La forme de ce spectre sera discutée un peu plus loin dans cet exposé, mais on pourra déjà noter la remontée exponentielle à partir de 20 keV.

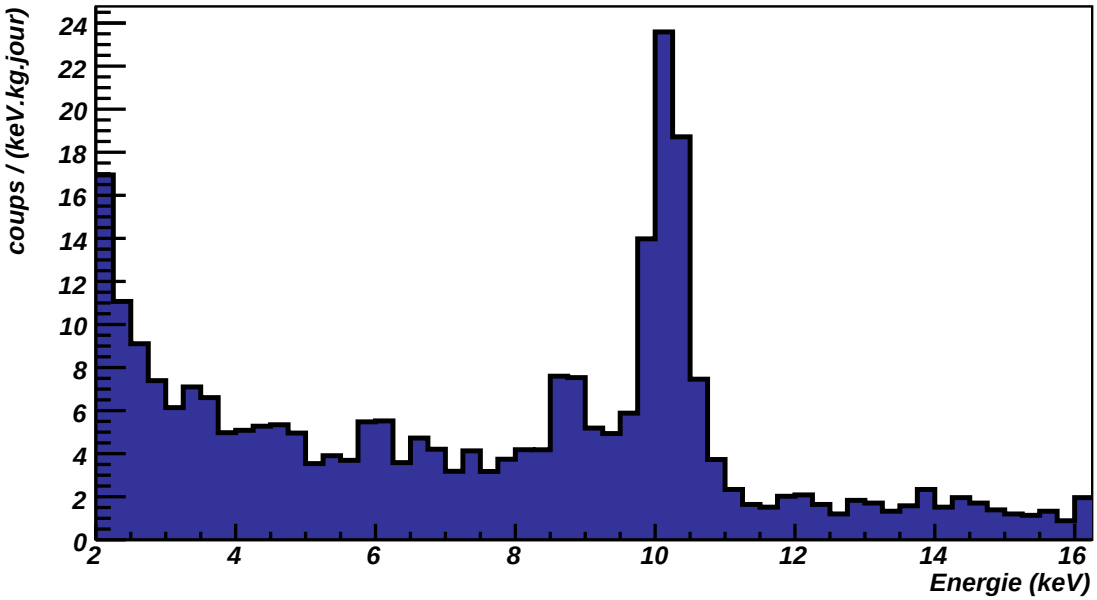

Figure 8.15 – *Spectre en énergie reconstruit et normalisé pour la coupure optimale de référence.*

Afin de nous convaincre de la pertinence de cette coupure, il restait à l'appliquer pour les données de calibrations γ. On sait en effet que le spectre γ est plat. On peut facilement le vérifier sur la figure 8.16, où le bruit de fond, qui est essentiellement le fond Compton (γ) au-dessus de 20 keV, est constant. On doit donc retrouver un spectre plat suite à l'application de la coupure que nous avons choisie sur les données de calibrations γ, si elle conserve bien l'ensemble du signal. Cela suppose par ailleurs que les impulsions liées aux interactions de γ soient de même forme que celles des reculs nucléaires, puisque les coupures ont été optimisées pour des reculs nucléaires. Cela est vrai, ainsi qu'on peut le vérifier sur les diagrammes des figures 8.6 et 8.5. On obtient alors le spectre présenté sur la figure 8.17, qui est plat jusqu'à 2 keV, si l'on accepte le léger déficit d'évènements dans les premiers bins entre 2 et 3 keV, probablement dû à un effet de déclenchement (*trigger* "haut" autour de 3 keV pour les calibrations γ, vu le taux d'évènements élevé) ou bien à une fluctuation statistique.

8.4.4 Étude des évènements en coïncidence

Une fois toutes les coupures de sélection des données effectuées, il reste à essayer d'expliquer la forme du spectre obtenu après reconstruction. La première question qui vient

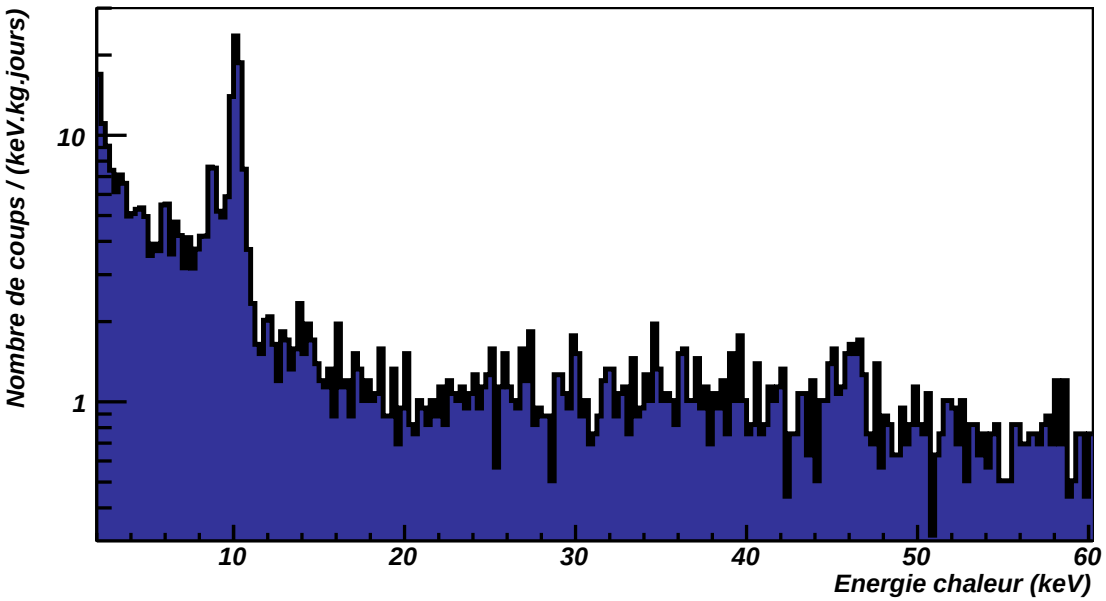

Figure 8.16 – *Spectre en énergie reconstruit et normalisé pour la coupure optimale de référence, jusqu'à 60 keV. L'échelle des ordonnées est logarithmique. On peut remarquer la remontée exponentielle du spectre en-dessous de 20 keV.*

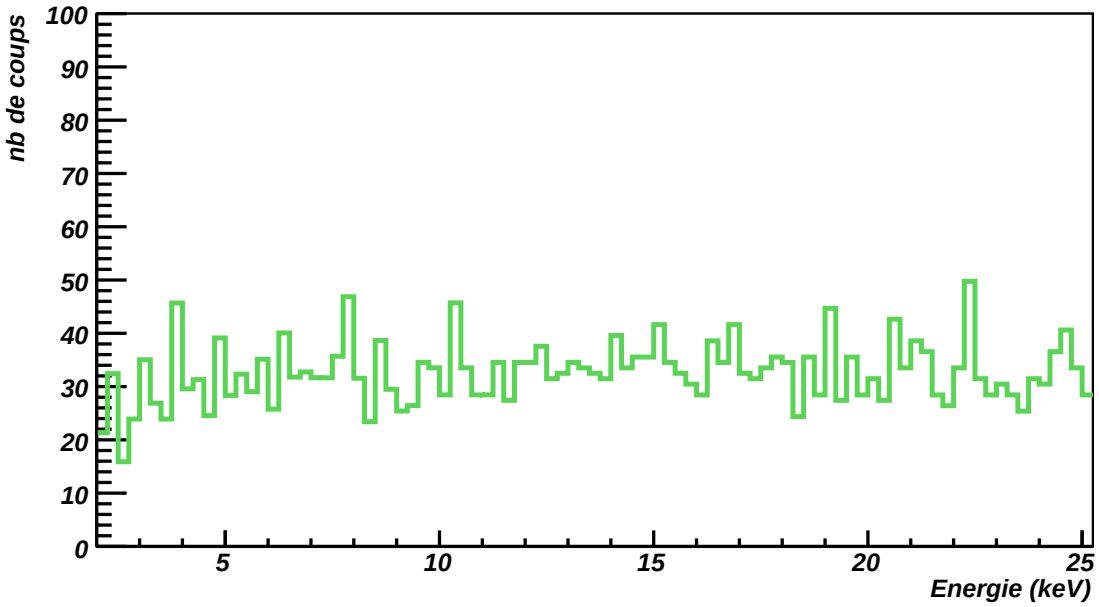

Figure 8.17 – *Spectre en énergie reconstruit après application de la coupure de référence et correction par l'efficacité, à partir des données de calibrations γ.*

est celle de savoir si l'on a effectivement bien rejeté tout le bruit de fond ou s'il subsiste un certain nombre d'évènements de bruit en plus du signal physique attendu. Il faut donc tester toutes les possibilités de bruit de fond l'une après l'autre.

L'hypothèse de bruit de fond résiduel la plus facile a éliminer est celle des α. En effet, vu les énergies considérées, il est impossible qu'il puisse y avoir une contamination par les α, qui sont des évènements d'énergie largement plus élevée, même en considérant qu'il puisse exister une queue de distribution avec des énergies dégradées.
La possibilité qu'il puisse s'agir de neutrons est exclue par le nombre d'évènements nécessaires pour provoquer la remontée observée du spectre. Nous savons qu'il existe un fond attendu de neutrons dans l'expérience, mais sûrement pas à des niveaux aussi importants (1.1 évènement attendu en 384 kg.jours au-dessus de 20 keV dans l'hypothèse pessimiste, cf. [184]).
Il reste donc potentiellement une contamination par des β, des γ, ou par éventuellement d'autres phénomènes (fractures dans le cristal ou interactions dans le thermomètre NTD par exemple). Pour tester l'hypothèse des γ, un bon outil est l'étude des évènements en coïncidences, c'est-à-dire des évènements qui sont détectés simultanément dans notre détecteur de test (Gc2) et dans l'un de ses voisins. Gc2 étant situé en bas d'une tour dans la disposition des détecteurs du Run 12, nous considèrerons uniquement le bolomètre situé juste au-dessus de lui dans la même tour, à savoir le bolomètre ID2. On attend, dans le cas de rayonnement γ, d'obtenir un taux de coïncidences caractéristique de l'ordre de $10 \pm 5\%$ (taux caractéristique entre deux bolomètres voisins dans Edelweiss lors d'une calibration γ, voir figure 8.18). En l'absence de γ, on n'attend pas de coïncidences, puisque notamment les rayons β interagissent en surface d'un détecteur et sont rapidement absorbés. Les autres possibilités (fractures, événements dans le thermomètre NTD) ne donnent pas non plus de coïncidences. Pour cette étude, nous avons défini un évènement de ID2 en coïncidence comme étant un évènement physique de Gc2 (passant la coupure de qualité et la coupure sur le χ^2) et donnant une énergie d'ionisation d'au moins 5 keV dans ID2 et un signal supérieur à la coupure sur la ligne de base pour au moins une électrode de collecte de ID2.
La figure 8.19 présente les spectres en énergie des évènements après coupures (ligne noire continue) et des évènements après coupures en coïncidence avec le bolomètre ID2 (ligne noire en pointillés). La figure 8.20 montre quant à elle le taux de coïncidence résultant (rapport des deux spectres précédents). On voit sur la figure 8.19 que pour les données en recherche de WIMPs, le spectre final remonte à basse énergie, tandis que le taux de coïncidences avec le bolomètre voisin ID2 reste constant, et de l'ordre de 10 % du spectre total au-dessus de 20 keV. Cela signifie deux choses. La première est qu'il existe une contribution électromagnétique (γ) au bruit de fond, qui est d'ailleurs la contribution dominante du bruit de fond au-dessus de 20 keV puisque le taux de coïncidences observé est identique à celui observé lors d'une calibration γ. Ainsi le spectre plat observé au-dessus de 20 keV après coupures est un spectre électromagnétique que l'on peut facilement modéliser. La seconde conclusion est qu'en-dessous de 20 keV (et si l'on excepte le doublet de raies à 10 keV dont les caractéristiques sont bien connues par ailleurs), il existe en plus de la contribution du rayonnement γ un excès d'évènements qui provoque une remontée exponentielle du spectre. On vérifie ainsi que le taux de coïncidences chute à basse énergie (cf. figure 8.20), ce qui est une autre façon de visualiser le phénomène. Un indice de la présence de β est la remontée du taux de coïncidences entre 45 et 50 keV en recherche de WIMPs (figure 8.20), probablement due à la raie de 46.5 keV issue de la décroissance du Pb^{210} en Bi^{210} (visible par ailleurs sur le spectre global de la figure 8.19). Cette raie γ est forcément associée à l'émission de rayonnement β.

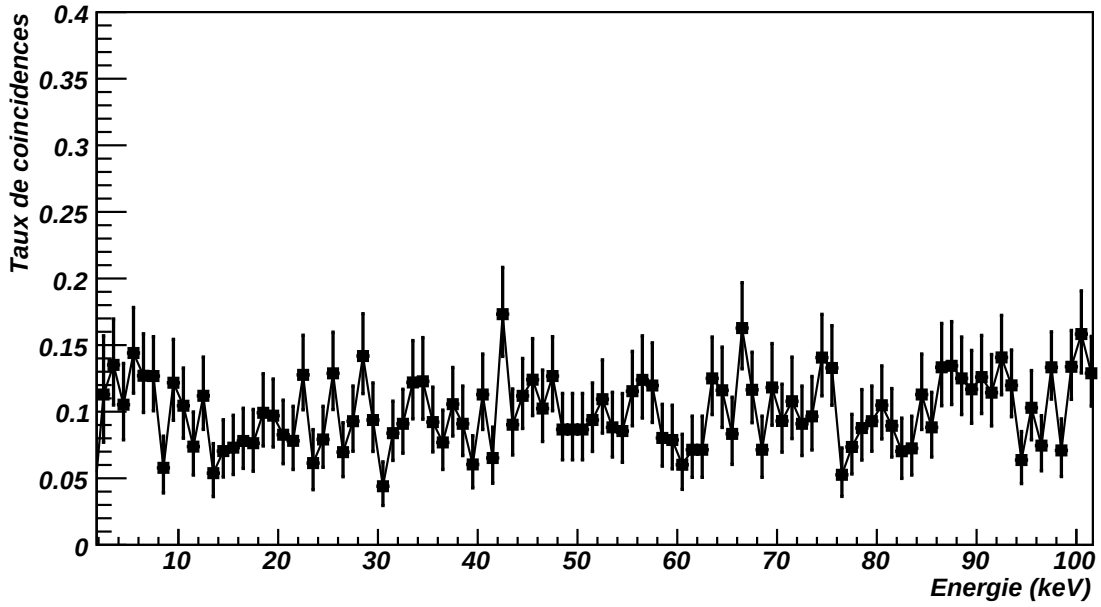

Figure 8.18 – *Taux de coïncidences avec le bolomètre ID2 pour les données des calibrations γ après coupure de référence et correction d'efficacité.*

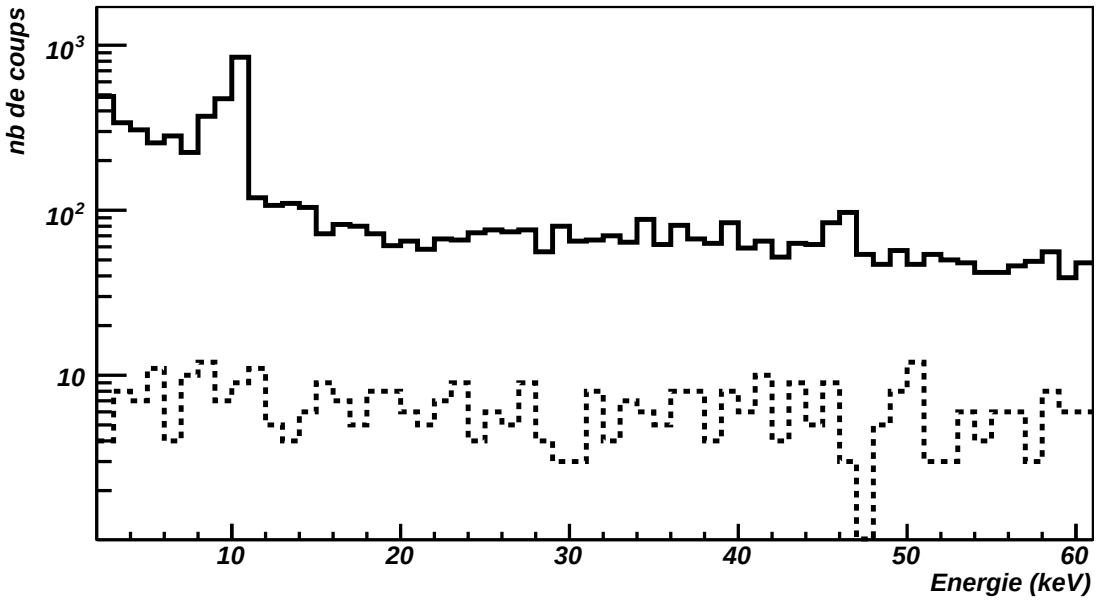

Figure 8.19 – *Spectres en énergie reconstruits après coupure de référence et correction d'efficacité à partir des données en recherche de WIMPs (ligne noire continue), et pour les mêmes données en coïncidences avec le bolomètre ID2 (ligne noire en pointillés).*

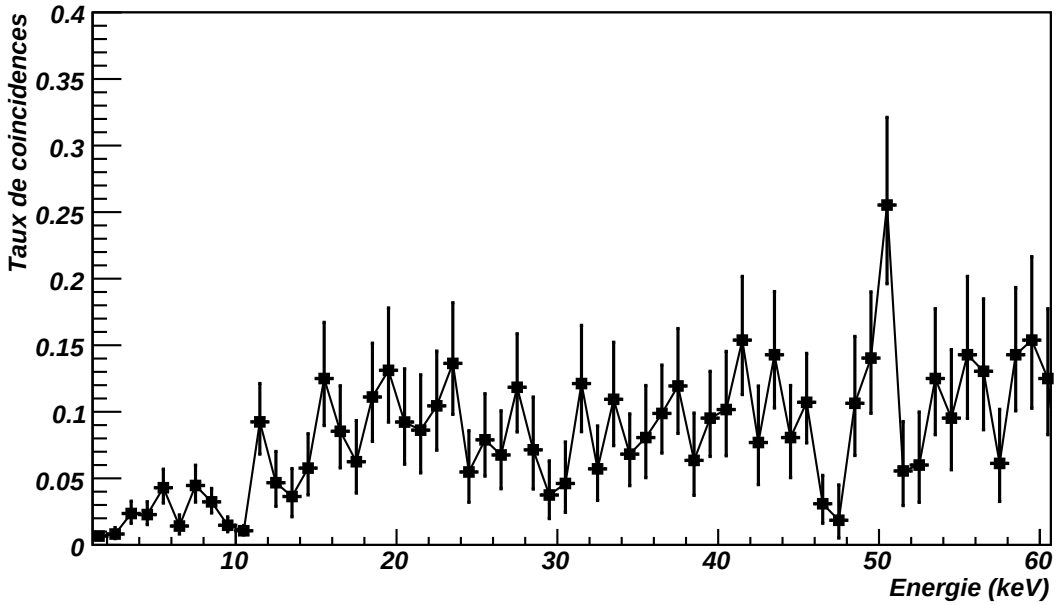

Figure 8.20 – *Taux de coïncidences avec le bolomètre ID2 pour les données en recherche de WIMPs après coupure de référence et correction d'efficacité.*

8.4.5 Étude du caractère aléatoire des évènements

Parmi les hypothèses que l'on peut formuler concernant les évènements contribuant à la remontée du spectre à basse énergie, on pourrait raisonnablement envisager celle de fractures dans le cristal (relaxations de contraintes mécaniques du cristal). Si cette hypothèse était avérée, on s'attendrait plutôt à ce que ces évènements se produisent de façon "groupée" (donc que le temps entre deux évènements consécutifs soit court), ce qui suppose que le relâchement des contraintes ne se produise pas aléatoirement au cours du temps (ce comportement supposé n'est pas démontré à l'heure actuelle). Un bon test est donc de vérifier que l'on a affaire à un processus de Poisson (donc à des évènements aléatoires) pour la distribution des périodes entre deux évènements consécutifs. On attend normalement une distribution exponentielle de cette variable, mais si certains évènements se produisent de façon groupée dans le temps, on devrait voir une accumulation pour des temps courts entre deux évènements consécutifs. La figure 8.21 montre que ce n'est pas le cas si l'on considère l'ensemble du spectre puisque l'on a bien une distribution exponentielle (un zoom sur les intervalles de temps courts est présenté figure 8.22). Si l'on étudie maintenant seulement les évènements qui forment la remontée du spectre à basse énergie (entre 2 et 6 keV), on obtient la figure 8.23. La statistique est évidemment beaucoup plus faible, ce qui explique les fortes fluctuations statistiques, mais il ne semble pas non plus y avoir de nette accumulation dans cette gamme d'énergie.
Ces considérations tendraient donc plutôt à invalider l'hypothèse d'avoir affaire à des fractures si l'on suppose que le relâchement d'énergie se fait toujours dans un temps court. Cependant, nous ne pouvons pas exclure avec certitude cette possibilité, en particulier si le relâchement d'énergie se fait aléatoirement au cours du temps.
Nous avons également testé la variation du taux d'événements à très basse énergie au

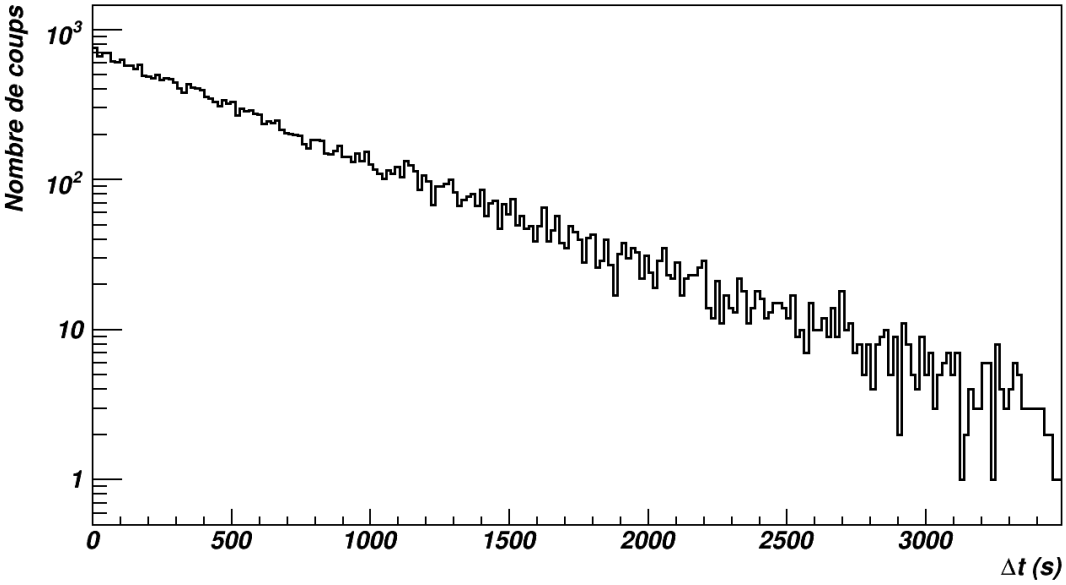

Figure 8.21 – *Histogramme des intervalles de temps entre deux évènements consécutifs du spectre final (après coupures).*

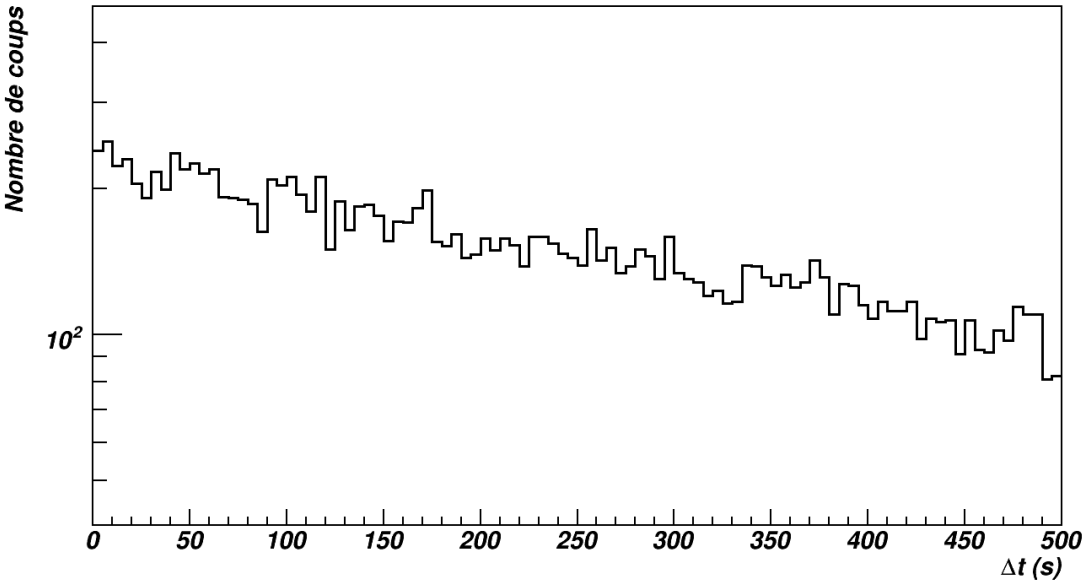

Figure 8.22 – *Histogramme des intervalles de temps entre deux évènements consécutifs du spectre final (après coupures). Zoom sur les intervalles inférieurs à 500 s.*

cours du temps pendant toute la durée du run 12 afin de voir s'il existait une variation de ce nombre d'évènements en fonction de la période considérée. Le résultat est donné sur la figure 8.24, sur laquelle on a aussi affiché un diagramme présentant le nombre d'évènements rejetés par la coupure sur la ligne de base en fonction du temps. A l'exception des périodes trop bruyantes qui ont été rejetées par la coupure sur la ligne de base, le taux d'évènements

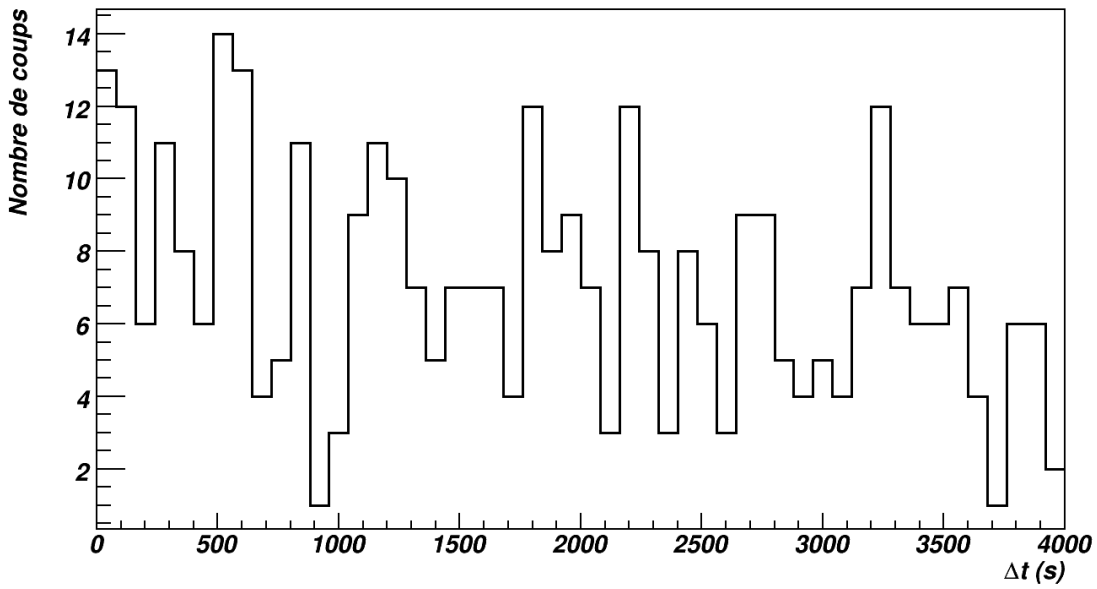

Figure 8.23 – *Histogramme des intervalles de temps entre deux évènements consécutifs du spectre final (après coupures) dont l'énergie est comprise entre 2 et 6 keV.*

du spectre entre 2 et 4 keV (diagramme du haut) peut sembler relativement constant pendant toute la durée du run 12 (aux fluctuations statistiques près). Une étude plus précise de la modulation attendue pour un signal WIMP est en cours, et sera comparée à nos données pour tester l'hypothèse WIMP.

8.4.6 Discussion sur la contribution du rayonnement β au spectre

Il reste donc en substance deux hypothèses (non exclusives) pour expliquer la forme du spectre en énergie, et notamment la remontée exponentielle en-dessous de 20 keV : du rayonnement β ou bien des WIMPs. Nous excluons la possibilité d'interactions se produisant directement dans le thermomètre NTD vu le nombre d'évènements présents dans le spectre en comparaison de ce qui pourrait être attendu dans ce cas (le volume du NTD est extrêmement faible et à notre connaissance sa radioactivité intrinsèque n'est pas suffisamment importante pour que cela puisse générer autant d'évènements).
L'hypothèse de β reste une piste très sérieuse pour deux raisons. D'une part nous savons qu'avec notre détecteur de test Gc2 nous ne mesurons que la chaleur produite et nous n'avons aucun moyen de discrimination pour identifier les évènements de surface (dont les β) et les séparer des évènements de volume. On s'attend donc, si le détecteur est exposé à une source de β, à ce que des évènements de surface soient présents dans le spectre final, en particulier à basse énergie. D'autre part, on a vu que des indices probants issus du Pb^{210} impliquaient la présence de β. On rappelle que le Pb^{210} se désintègre en Bi^{210} par décroissance β^- (dans 100% des cas), avec émission d'un γ de 46.5 keV dans 4.25 % des cas (demi-vie 22.3 ans). Le fait d'observer cette raie à 46.5 keV laisse donc à penser que des β pourraient contribuer à la remontée du spectre en-dessous de 20 keV. Des simulations sont en cours dans Edelweiss pour proposer une simulation prenant en compte la décroissance

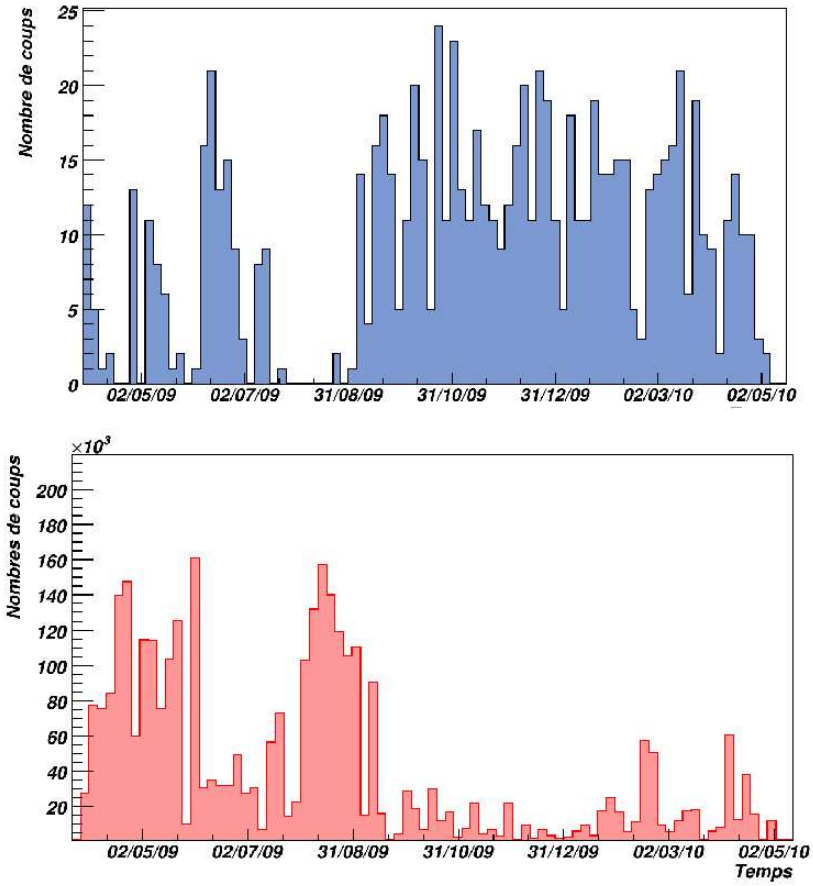

Figure 8.24 – *Variation du taux des évènements du spectre final entre 2 et 4 keV en fonction du temps pendant toute la durée du run 12 (diagramme du haut), et nombre d'évènements rejetés par la coupure sur la ligne de base durant la même période (diagramme du bas).*

du Pb^{210} et ses conséquences sur le spectre en énergie détecté. Il faut noter que ce spectre n'est absolument pas trivial, car en plus des β et des γ de 46.5 keV, un grand nombre de particules sont émises à basse énergie (rayons X, électrons de conversion). Il peut ainsi y avoir jusqu'à sept particules émises simultanément lors d'une même désintégration, avec des règles de sommation en énergie qui font que le spectre final entre 0 et 63 keV (*endpoint* des β) n'est pas du tout évident à modéliser. Par ailleurs, la profondeur d'implantation du Pb^{210} joue aussi un rôle important sur la forme du spectre final. Il est donc crucial de pouvoir développer des outils de simulation performants sur ce sujet car c'est, comme nous l'avons montré dans ce chapitre, une source majeure d'incertitude sur la nature des différentes contributions au spectre.

8.4.7 Discussion sur la contribution des raies X à basse énergie

Outre le doublet de raies autour de 10 keV (8.98 et 10.34 keV plus précisément), on sait qu'il existe un certain nombre d'isotopes qui présentent des émissions X entre 4 et 8 keV (description plus complète dans le chapitre sur l'évaluation du volume fiduciel). On sait également qu'il existe une raie à 1.3 keV (capture électronique sur couche L), associée

à la raie à 10.34 keV (capture électronique sur couche K), mais dont l'intensité est dans un rapport 1 à 8 (12 %). Une analyse rapide du spectre normalisé nous indique qu'il y a entre 60 et 80 évènements/(kg.jours) dans la raie à 10.34 keV. On attendrait donc entre 7.2 et 9.6 évènements/(kg.jours) dans la raie à 1.3 keV. Cette contribution n'est pas négligeable, mais ne peut expliquer à elle seule l'excès d'évènements observé, ni d'ailleurs le fait que la remontée se produise dès 15 ou 20 keV. Ainsi, il est probablement nécessaire de tenir compte de ces raies dans la modélisation du spectre, le plus simple restant de modéliser le doublet de raies à 10 keV par deux gaussiennes, ainsi éventuellement que la raie à 1.3 keV. Les raies entre 4 et 8 keV peuvent quant à elles être prises en compte par un fond plat supplémentaire, en plus du fond plat dû aux Compton.

8.5 Modélisation du fond et contraintes déterminées dans l'hypothèse de WIMPs de basse masse

Nous pouvons intégrer l'hypothèse de WIMPs de basse masse dans la modélisation du spectre. Pour cela, nous avons ajusté notre spectre par une fonction composée d'une partie fixe (fond imposé) et d'une partie variable (spectre de recul attendu pour un WIMP de masse donnée, prenant en compte la résolution du détecteur). Le fond est l'addition de plusieurs fonctions : des gaussiennes pour les trois principales raies de photons X (1.3 keV, 8.98 keV et 10.34 keV), un fond plat (traduisant le fond Compton au-dessus de 20 keV), et une exponentielle fixée par quelques points du spectre régulièrement espacés entre 4 et 15 keV. Cette exponentielle est supposée prendre en compte la "forêt" de raies X entre 4 et 8 keV, et surtout la contribution des β au spectre (on notera que dans la plupart des publications, c'est bien l'hypothèse d'un spectre exponentiel pour les évènements de surface qui est retenue [150, 173]).
Nous présentons deux ajustements, sur la figure 8.25 pour un WIMP de masse supposée égale à 4 GeV (la section efficace d'interaction WIMP-nucléon obtenue avec l'ajustement est de 7.06×10^{-3} pb) et sur la figure 8.26 pour un WIMP de 7 GeV ($\sigma^{SI}_{W-n} = 1.08 \times 10^{-4}$ pb). En procédant de la sorte et en testant successivement des masses allant de 3 à 20 GeV, nous pouvons placer une limite d'exclusion à 90 % de confiance sur un diagramme σ^{SI}_{W-n} en fonction de la masse (limite supérieure de l'intervalle de confiance à 1.645 σ non compatible avec 0), sous les hypothèses évoquées plus haut, et en particulier en supposant un fond tel que nous l'avons modélisé. Le résultat est donné sur la figure 8.27 (avec, pour comparaison, les autres limites obtenues dans la communauté). On notera que sous ces hypothèses de travail, la meilleure limite n'est pas obtenue pour un WIMP de basse masse, mais pour un WIMP de masse égale à 50 GeV (hors de l'échelle de la figure donc non représenté), pour lequel on a une limite à $\sigma^{SI}_{W-n} = 5.94 \times 10^{-5}$ pb. La limite d'exclusion à 90 % de niveau de confiance est, à titre de comparaison, meilleure que celle fournie par la collaboration CoGeNT au-dessus de 30 GeV, mais moins bonne en-dessous, ce qui en particulier ne permet pas d'exclure le contour établi par les membres de cette expérience, et qui favoriserait l'existence de WIMPs de masses comprises entre 7 et 11 GeV. Notre limite supérieure est en effet plus élevée d'un facteur 2 ou 3 à basse masse. On rappelle que cette zone a été exclue par les expériences XENON100 et CDMS, mais que dans les deux cas, des doutes subsistent quant à la pertinence de certaines de leurs hypothèses, et

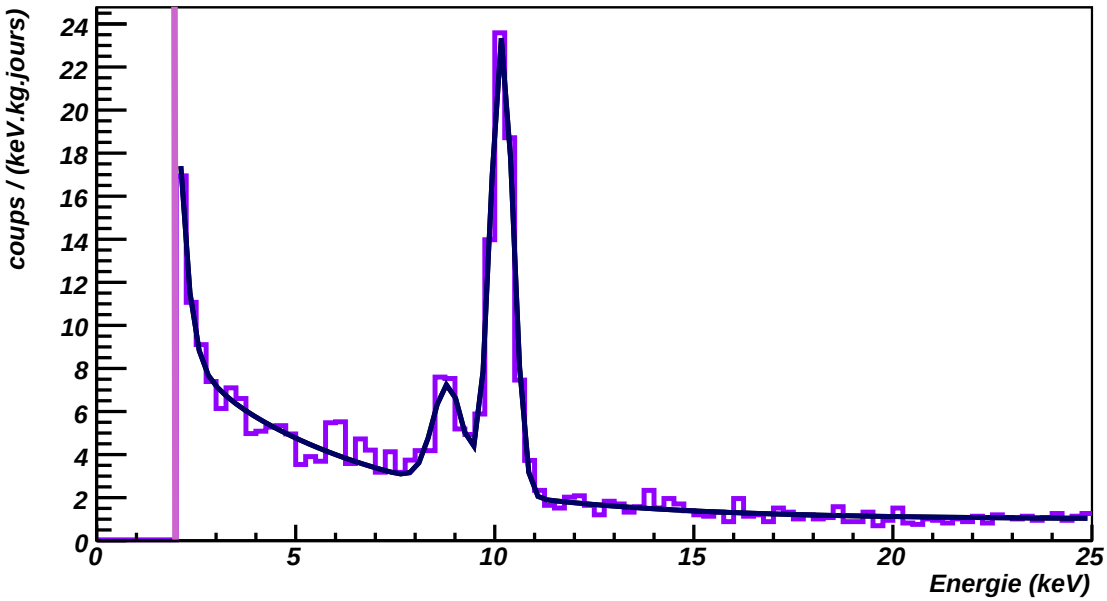

Figure 8.25 – *Spectre en énergie normalisé en coups/(keV.kg.jours) avec courbe de meilleur ajustement en supposant un WIMP de masse 4 GeV.*

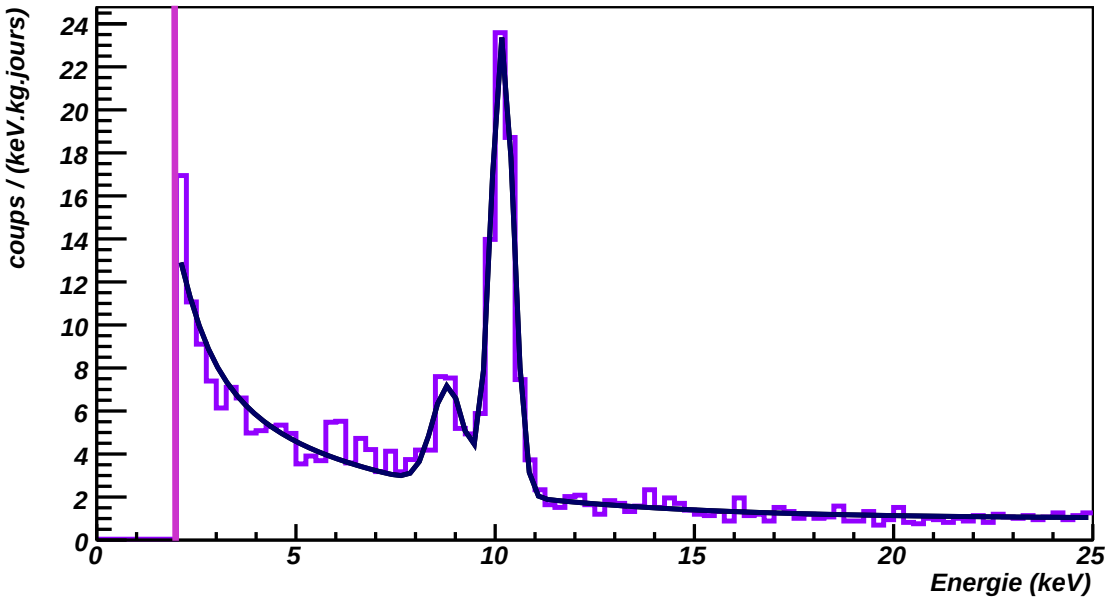

Figure 8.26 – *Spectre en énergie normalisé en coups/(keV.kg.jours) avec courbe de meilleur ajustement en supposant un WIMP de masse 7 GeV.*

donc dans la confiance sur les choix effectués dans leurs analyses respectives (difficultés d'évaluation du L_{eff} à basse énergie pour XENON par exemple). On gardera à l'esprit que la limite obtenue par notre analyse est modèle-dépendante et qu'elle est susceptible de varier en fonction de certains paramètres (fenêtre en énergie pour l'ajustement du spectre,

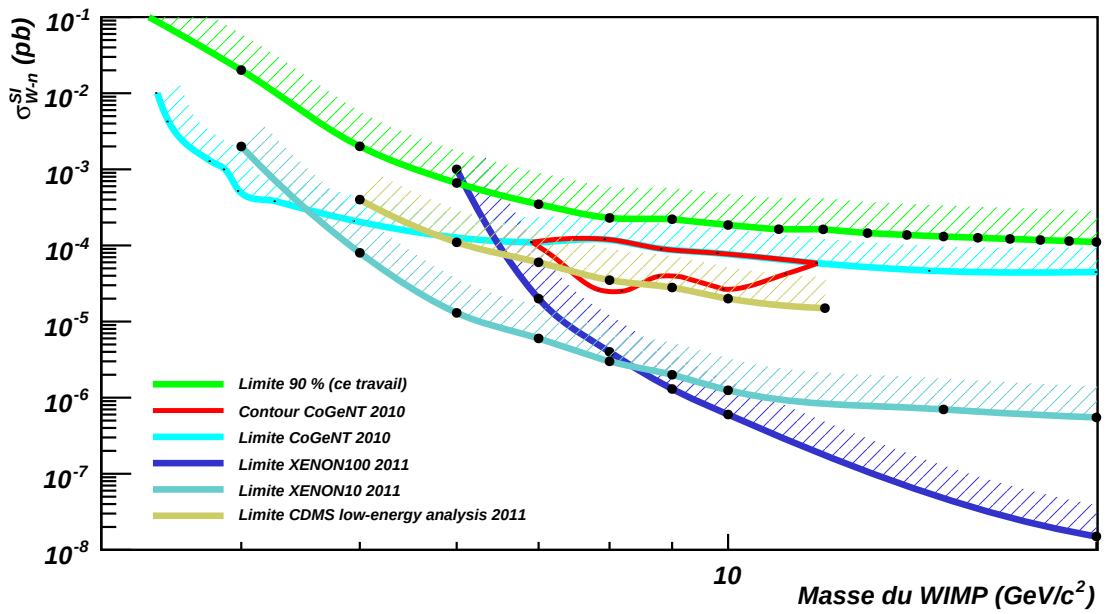

FIGURE 8.27 – *Diagramme représentant la section efficace d'interaction WIMP-nucléon spin-indépendante en fonction de la masse du WIMP avec limite d'exclusion supérieure à 90 % de niveau de confiance. Les limites issues d'autres expériences de la communauté sont aussi tracées pour comparaison.*

fond imposé, etc...), ce qui rend difficile toute conclusion définitive sur la question. Nous constatons cependant qu'il n'existe pas de paramétrisation de notre étude pour laquelle nous obtenons une limite qui exclut totalement le contour de CoGeNT.

8.6 Conclusion

Cette étude met en lumière la possibilité d'explorer la région des basses énergies (2-20 keV) dans Edelweiss-II, mais dans le même temps la nécessité de mieux comprendre le bruit de fond attendu à ces énergies. Une amélioration des limites est possible à très court terme si l'on dispose de bolomètres avec un seuil en énergie bas et avec une identification des évènements de surface (pour le rejet de β s'il en subsiste). Les bolomètres InterDigit peuvent être utilisés dans ce but en mode de fonctionnement "chaleur seule". Leur seuil n'est pas encore assez bas en fonctionnement normal (chaleur et ionisation), mais devrait pouvoir l'être dans les prochaines années grâce aux différents perfectionnements en cours pour préparer le passage à Edelweiss-III. L'intérêt majeur d'un détecteur comme celui que nous avons utilisé (Gc2) est de fournir une mesure directe de l'énergie de recul sans aucun *quenching* (ce qui n'est pas le cas des mesures dans une expérience comme CoGeNT par exemple). De plus, il n'y a pas d'incertitude de calibration comme cela peut être le cas dans XENON (incertitudes sur la valeur du rendement de scintillation L_{eff} à basse énergie).
En combinant les avantages des détecteurs déjà existants et les améliorations de R&D

prévues, l'expérience Edelweiss devrait donc avoir tous les outils pertinents pour explorer le domaine des basses masses dans les années à venir.

Conclusion générale

Ce travail de thèse, articulé autour de l'étude des bolomètres InterDigit dans Edelweiss-II, a été mené dans trois directions complémentaires.
Le premier axe d'étude concernait la physique des détecteurs dans le cadre de la R&D pour Edelweiss, et a mis en jeu plusieurs expériences dédiées à une meilleure compréhension des processus de transport et de collecte de charge dans les cristaux de germanium à très basse température, à travers divers aspects : détermination des lois de vitesses des porteurs, analyse du transport et de la répartition des charges, et mise en évidence de niveaux de pièges liés aux impuretés dopantes. Toutes ces études contribuent à améliorer la connaissance des bolomètres et préparent l'utilisation future de nouveaux détecteurs, par exemple l'emploi de cristaux de moindre pureté pour diminuer le coût de fabrication du grand nombre de détecteurs qui seront nécessaires pour les prochaines phases de l'expérience (Edelweiss-III et EURECA).
Une seconde partie de la thèse était destinée à évaluer et à améliorer les performances des bolomètres InterDigit. Cela a été réalisé en testant un nouveau type de traitement de surface pour les détecteurs, en mettant en lumière les avantages permis par l'utilisation de diodes électroluminescentes infrarouges à la place des sources radioactives pour la régénération des cristaux, et en quantifiant le volume utile de détection des InterDigit à partir de l'étude des raies X activées cosmiquement.
Enfin, une troisième contribution a été apportée par une analyse des spectres à basse énergie. Cette dernière étude n'a pas été conduite avec un InterDigit, mais la méthode développée est entièrement adaptable aux autres types de bolomètres d'Edelweiss et constitue donc une technique de référence pour l'analyse de données à basse énergie.

En ce qui concerne la physique des détecteurs, les lois de vitesse des électrons et des trous ont été déterminées expérimentalement à 20 mK entre une fraction de V/cm et 10 V/cm environ pour des champs électriques dans la direction [100], et dans deux échantillons de pureté différente. Ces lois de vitesse pouvant servir de données d'entrée de certains codes de simulation, il était important de les connaître de façon fiable pour les conditions de fonctionnement habituelles des détecteurs d'Edelweiss. Une comparaison avec d'autres lois de vitesse expérimentales et avec des lois obtenues par simulation Monte-Carlo a aussi été faite. La conclusion est que les vitesses expérimentales que nous avons mesurées dans nos deux échantillons peuvent être reproduites par simulation à la condition de prendre en compte la diffusion des porteurs par des impuretés chargées, avec une densité de ces impuretés de l'ordre de 10^{10} cm^{-3}.
Une étude des effets d'anisotropie (transport oblique) et de diffusion transverse des porteurs a permis de mettre en évidence les trajectoires des électrons et des trous lors de leur

dérive sous champ entre le lieu où ils ont été créés et les différentes électrodes de collecte. Le dispositif expérimental était différent de la configuration standard des bolomètres InterDigit utilisée dans Edelweiss, mais il a permis de révéler des effets qui, bien que non apparents dans les conditions de fonctionnement usuelles, sont toujours présents dans les cristaux et peuvent avoir des conséquences non souhaitées, par exemple en réduisant le volume utile de détection. Par ailleurs, nos observations expérimentales sont parfaitement reproductibles par simulation, sous l'hypothèse là encore d'une densité d'impuretés chargées de l'ordre de 10^{10} cm^{-3}. La présence d'impuretés ionisées dans nos cristaux de germanium est donc indirectement démontrée, à la fois par les mesures de vitesses et par l'étude du transport des porteurs.
Une étude complète des niveaux très peu profonds de pièges liés aux impuretés dopantes, de type A^+ et D^-, a également été réalisée. Elle a permis de caractériser ces pièges en quantifiant différents paramètres physiques : densité, énergie d'activation, dépendance en champ et en température, et sections de capture. Un cadre théorique a été développé pour rendre compte des observations, et a permis de valider un modèle de potentiel attractif en $1/r^4$ (potentiel de polarisation) qui explique la dépendance en champ électrique de l'émission. L'énergie d'activation de ces niveaux a été déterminée à 0.75 ± 0.07 meV, ce qui démontre qu'il s'agit bien de niveaux très peu profonds, de type A^+ ou D^-. Nous ne sommes pas en mesure de conclure sur le caractère donneur ou accepteur des impuretés responsables de ces pièges. Nous constatons en tout cas que l'énergie associée coïncide avec l'énergie d'activation de l'arsenic dans le germanium ([38]). Les sections de capture associées à ces niveaux ont été estimées à environ 5×10^{-12} cm^2, avec une dépendance en température en $T^{-0.5}$. Enfin, la densité mesurée, qui est approximativement de 1.5×10^7 cm^{-3}, est à comparer avec la densité de dopant de l'ordre de 10^{11} cm^{-3}. Cette comparaison montre que suite à une régénération, la grande majorité de ces impuretés dopantes sont neutralisées sous forme de centres A^0 ou D^0, avec une très faible fraction ionisée en centres A^+ ou D^-. Par ailleurs, la faible densité mesurée de ces centres exclut qu'ils puissent être responsables de la diffusion des porteurs dans les cristaux. Cela implique que les centres diffuseurs sont des niveaux plus profonds qu'il conviendra d'étudier à l'avenir.

Sur la question de l'amélioration des performances, nous avons démontré que le nouveau traitement de surface que nous avons testé améliorait considérablement le rejet passif des évènements β, en faisant passer leur rendement d'ionisation de 0.3 à 0.65 environ. Cela permet de les rejeter hors de la bande des reculs nucléaires avant même d'opérer des coupures de sélection sur les données. Ce nouveau procédé de fabrication est donc d'un très grand intérêt pour les nouveaux détecteurs qui seront installés au LSM pour la recherche de WIMPs.
Nous avons aussi comparé l'utilisation de LEDs infrarouges avec celle de sources radioactives pour la régénération des cristaux. Ce travail a montré que les LEDs présentaient de nombreux avantages : flexibilité d'utilisation, irradiation ciblée en volume ou en surface, temps de régénération largement diminué, taux d'injection de porteurs beaucoup plus grand. En outre, nous avons prouvé que la résolution des détecteurs étaient meilleure suite à une régénération par LEDs (irradiation en surface notamment) qu'avec une irradiation standard avec une source de ^{22}Na. Cela incite donc à promouvoir l'utilisation de LEDs pour la neutralisation de la charge d'espace dans les cristaux pour les prochaines phases de l'expérience Edelweiss.

L'analyse des données de Modane nous a tout d'abord permis de calculer le volume fiduciel (utile) des InterDigit, en exploitant les caractéristiques des raies X activées cosmiquement du ^{68}Ge et du ^{65}Zn. Les résultats donnent un volume fiduciel expérimental de l'ordre de 40 %, mais qui dépend du détecteur et des conditions de fonctionnement. La comparaison avec des données simulées par un code prenant en compte l'anisotropie du transport électronique a montré un bon accord, ce qui prouve que les processus physiques pouvant jouer un rôle sur la répartition des charges dans les détecteurs sont maintenant bien compris d'un point de vue macroscopique.

Enfin, nous avons développé une méthode d'analyse pour l'étude des spectres à basse énergie dans Edelweiss, à partir d'un détecteur fonctionnant en mode "chaleur seule", c'est-à-dire sans mesure de l'ionisation. Ce détecteur présentait, outre sa simplicité, une échelle de mesure d'énergie unique et un seuil en énergie très bas, ce qui est idéal pour ce type d'analyse. Nous observons une remontée exponentielle du spectre à basse énergie (en-dessous de 4 keV). Toutes les hypothèses pouvant expliquer cette remontée ont été testées, y compris la possibilité qu'il puisse s'agir d'un signal WIMP, ce qui nous a permis de placer une limite d'exclusion sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon spin-indépendante pour les WIMPs de basse masse (en-dessous de 20 GeV). Cette étude doit constituer une base de départ pour généraliser l'analyse des spectres à basse énergie pour tous les détecteurs d'Edelweiss. La recherche de WIMPs de basse masse est en effet (re-)devenue un sujet bouillant depuis les récentes observations de l'expérience CoGeNT.

Les contributions apportées par ce travail de thèse doivent permettre de préparer la future phase de l'expérience Edelweiss (Edelweiss-III), qui comportera une quarantaine de détecteurs FID (InterDigit améliorés), et aussi par la suite la mise en place de l'expérience EURECA qui regroupera les collaborations Edelweiss, Cresst et Rosebud. Nos travaux ont permis d'améliorer la connaissance des détecteurs, notamment du point de vue de la collecte des charges, et incitent à utiliser les nouveaux résultats obtenus dans le cadre de la R&D, tant du point de vue de la fabrication des bolomètres que des améliorations technologiques du reste de l'expérience. L'analyse des données appliquée aux spectres de basse énergie appelle quant à elle une poursuite de ce type d'étude et une généralisation à tous les détecteurs d'Edelweiss. Elle pourra également profiter des avancées de la R&D pour la mise au point de détecteurs à bas seuils et à rejet efficace des évènements de surface. Enfin, du point de vue de la physique des détecteurs, une étude des niveaux profonds de pièges dans les cristaux s'avère maintenant nécessaire pour rendre compte de la diffusion des porteurs et pour évaluer leur rôle dans le piégeage des charges.

Bibliographie

[1] P. Debye : Zur Theorie der spezifischen Wärmen. *Annalen der Physik*, vol. **344**, pp. 789 – 839, (1912), DOI : 10.1002/andp.19123441404.

[2] Arthur H. Compton : A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. *Phys. Rev.*, vol. **21**, n°5, pp. 483–502, (May 1923), DOI : 10.1103/PhysRev.21.483.

[3] O. Klein et T. Nishina : Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. **52**, pp. 853 – 868, (1929), DOI : 10.1007/BF01366453.

[4] H. Bethe : Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, vol. **397**, n°3, pp. 325–400, (1930). ISSN 1521-3889, DOI : 10.1002/andp.19303970303.

[5] F. Zwicky : Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, vol. **6**, pp. 110–127, (1933).

[6] J. Frenkel : On Pre-Breakdown Phenomena in Insulators and Electronic Semi-Conductors. *Physical Review*, vol. **54**, pp. 647–648, (octobre 1938), DOI : 10.1103/PhysRev.54.647.

[7] S. Ramo : Currents Induced by Electron Motion. *In Proceedings of the I.R.E.*, (1939).

[8] P. L. Kapitza : Heat Transfer and Superfluidity of Helium II. *Phys. Rev.*, vol. **60**, n°4, pp. 354–355, (Aug 1941), DOI : 10.1103/PhysRev.60.354.

[9] R. A. Alpher, R. Herman et G. A. Gamow : Thermonuclear Reactions in the Expanding Universe. *Phys. Rev.*, vol. **74**, n°9, pp. 1198–1199, (Nov 1948), DOI : 10.1103/PhysRev.74.1198.2.

[10] L. Katz et A. S. Penfold : Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption. *Rev. Mod. Phys.*, vol. **24**, n°1, pp. 28–44, (Jan 1952), DOI : 10.1103/RevModPhys.24.28.

[11] Murray A. Lampert : Ground State of Impurity Atoms in Semiconductors Having Anisotropic Energy Surfaces. *Phys. Rev.*, vol. **97**, n°2, pp. 352–353, (Jan 1955), DOI : 10.1103/PhysRev.97.352.

[12] Motoichi SHIBUYA : Hot Electron Problem in Semiconductors with Spheroidal Energy Surfaces. *Phys. Rev.*, vol. **99**, n°4, pp. 1189–1191, (Aug 1955), DOI : 10.1103/PhysRev.99.1189.

[13] W. SASAKI, M. SHIBUYA et K. MIZUGUCHI : Anisotropy of Hot Electrons in n-type Germanium. *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. **13**, n°5, pp. 456–460, (1958-05-05). ISSN 00319015.

[14] L. M. J. S. VOLDERS : Neutral hydrogen in M33 and M101. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, vol. **14**, pp. 323–334, (1959).

[15] Melvin LAX : Cascade Capture of Electrons in Solids. *Phys. Rev.*, vol. **119**, n°5, pp. 1502–1523, (Sep 1960), DOI : 10.1103/PhysRev.119.1502.

[16] Motoichi SHIBUYA et Wataru SASAKI : Intervalley Scattering of Hot Electrons. *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. **15**, n°1, pp. 207–208, (1960), DOI : 10.1143/JPSJ.15.207.

[17] H. G. REIK et H. RISKEN : Drift Velocity and Anisotropy of Hot Electrons in n Germanium. *Physical Review*, vol. **126**, pp. 1737–1746, (1962).

[18] J. LINDHARD, V. NIELSEN, M. SCHARFF et P.V. THOMSEN : Integral Equations Governing Radiation Effects. (Notes on atomic collisions, III). *Kgl. Danske Videnskab., Selskab. Mat. Fys. Medd*, vol. **33**, pp. 1 – 42, (1963).

[19] J. LINDHARD, M. SCHARFF et H. E. SCHIOETT : Range Concepts and Heavy Ion Ranges. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd.*, vol. **33**, pp. 1 – 42, (1963).

[20] M. I. NATHAN : Anisotropy of the Conductivity of n-Type Germanium at High Electric Fields. *Physical Review*, vol. **130**, pp. 2201–2204, (1963).

[21] William E. PINSON et Ralph BRAY : Experimental Determination of the Energy Distribution Functions and Analysis of the Energy-Loss Mechanisms of Hot Carriers in p-Type Germanium. *Phys. Rev.*, vol. **136**, n°5A, pp. A1449–A1466, (Nov 1964), DOI : 10.1103/PhysRev.136.A1449.

[22] A. A. PENZIAS et R. W. WILSON : A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, vol. **142**, pp. 419 – 421, (1965), DOI : 10.1086/148307.

[23] P. J. DEAN, J. R. HAYNES et W. F. FLOOD : New Radiative Recombination Processes Involving Neutral Donors and Acceptors in Silicon and Germanium. *Phys. Rev.*, vol. **161**, n°3, pp. 711–729, (Sep 1967), DOI : 10.1103/PhysRev.161.711.

[24] J. G. SIMMONS : Poole-Frenkel Effect and Schottky Effect in Metal-Insulator-Metal Systems. *Physical Review*, vol. **155**, pp. 657 – 660, (1967).

[25] G. L. POLLACK : Kapitza Resistance. *Rev. Mod. Phys.*, vol. **41**, n°1, pp. 48–81, (Jan 1969), DOI : 10.1103/RevModPhys.41.48.

[26] R. A. Brown et M. L. Burns : Electron capture by neutral donors in N-type germanium and silicon. *Physics Letters A*, vol. **32**, pp. 513–514, (1970).

[27] V. C. Rubin et W. K. Jr. Ford : Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophysical Journal*, vol. **159**, pp. 379 – 403, (1970), DOI : 10.1086/150317.

[28] A. F. Tasch et C. T. Sah : Recombination-Generation and Optical Properties of Gold Acceptor in Silicon. *Phys. Rev. B*, vol. **1**, n°2, pp. 800–809, (Jan 1970), DOI : 10.1103/PhysRevB.1.800.

[29] E. I. Gershenzon, G. N. Gol'tsman et A. P. Mel'nikov : *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red.*, vol. **14**, p. 281, (1971).

[30] J. A. Gledhill : The range-energy relation for 0.1-600 keV electrons. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, vol. **6**, pp. 1420 – 1428, (1973).

[31] W. K. Huchtmeier : Rotation-curves of galaxies from 21 cm-line observations. *Astronomy and Astrophysics*, vol. **45**, pp. 259 – 268, (1975).

[32] M. Taniguchi, M. Hirano et S. Narita : Very Shallow Trapping State in Doped Germanium. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **35**, n°16, pp. 1095–1098, (Oct 1975), DOI : 10.1103/PhysRevLett.35.1095.

[33] S. Narita et M. Taniguchi : Uniaxial Stress Effect on the Electron Affinity of the D^- State in Germanium. *Physical Review Letters*, vol. **36**, pp. 913–915, (1976).

[34] Lino Reggiani : The anisotropy of the hot-hole drift velocity in Ge. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. **37**, n°3, pp. 293 – 300, (1976). ISSN 0022-3697, DOI : 10.1016/0022-3697(76)90090-1.

[35] E. M. Gershenzon : Spectral and Radiospectroscopic Studies of Semiconductors at Submillimeter Wavelengths. *Sov. Phys. Usp.*, vol. **20**, pp. 456–461, (1977).

[36] R. D. Peccei et Helen R. Quinn : *CP* Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **38**, n°25, pp. 1440–1443, (Jun 1977), DOI : 10.1103/PhysRevLett.38.1440.

[37] L. Reggiani, C. Canali, F. Nava et G. Ottaviani : Hole drift velocity in germanium. *Phys. Rev. B*, vol. **16**, n°6, pp. 2781–2791, (Sep 1977), DOI : 10.1103/PhysRevB.16.2781.

[38] Masaki Taniguchi et Shin ichiro Narita : D^- States in Germanium. *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. **43**, n°4, pp. 1262–1269, (1977), DOI : 10.1143/JPSJ.43.1262.

[39] V. N. Abakumov, V. I. Perel' et I. N. Yassievich : Capture of carriers by attractive centers in semiconductors (review). *Sov. Phys. Semicond.*, vol. **12**, pp. 1–18, (1978).

[40] B. I. Shklovskii et A. L. Efros : *Electronic properties of doped semiconductors.* Izdatel'stvo Nauka, (1979).

[41] E. M. Gershenzon, A. P. Mel'nikov, R. I. Rabinovich et N. A. Serebryakova : H^- like impurity centers and molecular complexes created by them in semiconductors. *Sov. Phys. Usp.*, vol. **23**, pp. 684–698, (1980).

[42] V. C. Rubin, W. K. Jr. Ford et N. Thonnard : Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/. *Astrophysical Journal*, vol. **238**, pp. 471 – 487, (1980), DOI : 10.1086/158003.

[43] A. Bosma : 21-cm line studies of spiral galaxies. I - Observations of the galaxies NGC 5033, 3198, 5055, 2841, and 7331. II - The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. *Astronomical Journal*, vol. **86**, pp. 1791 – 1846, (1981).

[44] Eugene E. Haller, William L. Hansen et Frederick S. Goulding : Physics of ultra-pure germanium. *Advances in Physics*, vol. **30**, n°1, pp. 93–138, (1981), DOI : 10.1080/00018738100101357.

[45] B. S. Neganov et V.N. Trofimov, (1981).

[46] M. Milgrom : A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical Journal*, vol. **270**, pp. 365 – 370, (1982).

[47] J. Bourgoin et M. Lannoo : *Point Defects in Semiconductors II, Experimental Aspects.* Springer-Verlag, (1983).

[48] H. Goldberg : Constraint on the Photino Mass from Cosmology. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **50**, n°19, pp. 1419–1422, (May 1983), DOI : 10.1103/PhysRevLett.50.1419.

[49] E. E. Haller, R. E. McMurray Jr., L. M. Falicov, N. M. Haegel et W. L. Hansen : Three Holes Bound to a Double Acceptor : Be^+ in Germanium. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **51**, pp. 1089–1091, (1983).

[50] J. et al. Ellis : Supersymmetric relics from the big bang. *Nuclear Physics B*, vol. **238**, pp. 453–476, (1984), DOI : 10.1016/0550-3213(84)90461-9.

[51] H. Nakata, Y. Ichikawa et E. Otsuka : A^+ Center and A^+ Related Complex in Zinc Doped Germanium. *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. **23**, pp. L889–L891, (1984).

[52] W.-L. Wang : *Study of grown-in defects and radiation-induced defects in GaAs and* $Al_xGa_{1-x}As$. Thèse de doctorat, University of Florida, (1984).

[53] B. S. Neganov et V. N. Trofimov : *Otkrytia i izobreteniya*, vol. **146**, p. 215, (1985).

[54] W. Burger et K. LaBmann : *Phys. Rev. B*, vol. **33**, , (1986).

[55] Andrzej K. Drukier, Katherine Freese et David N. Spergel : Detecting cold dark-matter candidates. *Phys. Rev. D*, vol. **33**, n°12, pp. 3495–3508, (Jun 1986), DOI : 10.1103/PhysRevD.33.3495.

[56] M.Ali Omar et Lino Reggiani : Drift velocity and diffusivity of hot carriers in germanium : Model calculations. *Solid-State Electronics*, vol. **30**, n°12, pp. 1351 – 1354, (1987). ISSN 0038-1101, DOI : 10.1016/0038-1101(87)90063-3.

[57] R. Haug et E. Sigmund : Phonoionization of D^- and A^+ Centers in Semiconductors. *Physica Scripta.*, vol. **38**, pp. 114–116, (1988).

[58] P. N. Luke : Voltage-assisted calorimetric ionization detector. *Journal of Applied Physics*, vol. **64**, pp. 6858 – 6860, (1988), DOI : 10.1063/1.341976.

[59] S. M. Seltzer : *Cross sections for Bremsstrahlung production and electron impact ionization*, chapitre 4, pp. 81– 114. Plenum Press, (1988).

[60] N. M. Haegel, J. W. Beeman, P. N. Luke et E. E. Haller : Transient photoconductivity in Ge :Be due to Be^+ formation. *Physical Review B*, vol. **39**, pp. 3677–3683, (1989).

[61] J. Engel : Nuclear form factors for the scattering of weakly interacting massive particles. *Physics Letters B*, vol. **264**, n°1-2, pp. 114 – 119, (1991). ISSN 0370-2693, DOI : 10.1016/0370-2693(91)90712-Y.

[62] C. L. et al. Bennett : Preliminary separation of galactic and cosmic microwave emission for the COBE Differential Microwave Radiometer. *Astrophysical Journal*, vol. **396**, pp. L7–L12, (1992), DOI : 10.1086/186505.

[63] G. F. Smoot et al. : Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *Astrophysical Journal*, vol. **396**, pp. L1–L5, (1992), DOI : 10.1086/186504.

[64] E. L. Wright et al. : Interpretation of the cosmic microwave background radiation anisotropy detected by the COBE Differential Microwave Radiometer. *Astrophysical Journal*, vol. **396**, pp. L13–L18, (1992), DOI : 10.1086/186506.

[65] C. Lavergne et C. Lacabanne : A Review of Thermo-Stimulated Current. Rapport technique, Paul Sabatier University, (1993).

[66] B. S. et al. Neganov : Application of Ionization to Heat Conversion to the Light Absorption Spectra Measurement in Silicon at 1 K through Adiabatic Calorimetry. *Journalof Low Temperature Physics*, vol. **93**, pp. 417–422, (1993).

[67] V. I. Dimitrov, J. Engel et S. Pittel : Scattering of weakly interacting massive particles from *Ge*73. *Phys. Rev. D*, vol. **51**, n°2, pp. R291–R295, (Jan 1995), DOI : 10.1103/PhysRevD.51.R291.

[68] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski et Kim Griest : Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, vol. **267**, n°5-6, pp. 195 – 373, (1996). ISSN 0370-1573, DOI : 10.1016/0370-1573(95)00058-5.

[69] J. D. Lewin et P. F. Smith : Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, vol. **6**, n°1, pp. 87 – 112, (1996). ISSN 0927-6505, DOI : 10.1016/S0927-6505(96)00047-3.

[70] R. et al. Ansari : AGAPE : a search for dark matter towards M 31 by microlensing effects on unresolved stars. *Astronomy and Astrophysics*, vol. **324**, pp. 843–856, (1997).

[71] Joakim Edsjo et Paolo Gondolo : Neutralino Relic Density including Coannihilations. *Phys. Rev.*, vol. **D56**, pp. 1879–1894, (1997), DOI : 10.1103/PhysRevD.56.1879, arXiv : arXiv:hep-ph/9704361.

[72] John Ellis, Toby Falk, Keith A. Olive et Michael Schmitt : Constraints on neutralino dark matter from LEP 2 and cosmology. *Physics Letters B*, vol. **413**, n°3-4, pp. 355 – 364, (1997). ISSN 0370-2693, DOI : 10.1016/S0370-2693(97)01122-2.

[73] X.-F. Navick : *Etude et optimisation de bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de la Matière Noire*. Thèse de doctorat, Université de Paris VII (Denis Diderot), (1997).

[74] Xiang-Ping Wu et Li-Zhi Fang : A Statistical Comparison of Cluster Mass Estimates from Optical/X-ray Observations and Gravitational Lensing. *The Astrophysical Journal*, vol. **483**, pp. 62–67, (1997), DOI : 10.1086/304235.

[75] M. et al. Girardi : The Observational Mass Function of Nearby Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, vol. **506**, pp. 45–52, (1998), DOI : 10.1086/306252.

[76] Lawrence J. Hall, Takeo Moroi et Hitoshi Murayama : Sneutrino cold dark matter with lepton-number violation. *Physics Letters B*, vol. **424**, n°3-4, pp. 305 – 312, (1998). ISSN 0370-2693, DOI : 10.1016/S0370-2693(98)00196-8.

[77] Charles Kittel : *Physique de l'état solide*. Dunod, (1998).

[78] Edward W. Kolb, Daniel J. H. Chung et Antonio Riotto : WIMPzillas ! (1998), arXiv : arXiv:hep-ph/9810361.

[79] Alexander Kusenko et Mikhail E. Shaposhnikov : Supersymmetric Q-balls as dark matter. *Phys. Lett.*, vol. **B418**, pp. 46–54, (1998), DOI : 10.1016/S0370-2693(97)01375-0, arXiv : arXiv:hep-ph/9709492.

[80] V. Kuzmin et I. Tkachev : Ultrahigh-energy cosmic rays, superheavy long-lived particles, and matter creation after inflation. *JETP Letters*, vol. **68**, pp. 271–275, (1998). ISSN 0021-3640. 10.1134/1.567858.

[81] S. Marnieros : *Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud XI, (1998).

[82] A. Blondeel et P. Clauws : Photoinduced current transient spectroscopy of deep defects in n-type ultrapure germanium. *Journal of Applied Physics*, vol. **86**, pp. 940 –945, (1999), DOI : 10.1063/1.370828.

[83] A. Juillard : *Résolution dans les bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour les évènements impliquant des reculs de noyaux.* Thèse de doctorat, Université de Paris Sud XI, (1999).

[84] Vadim A. Kuzmin et Igor I. Tkachev : Ultra-high-energy cosmic rays and inflation relics. *Physics Reports*, vol. **320**, n°1-6, pp. 199 – 221, (1999). ISSN 0370-1573, DOI : 10.1016/S0370-1573(99)00064-2.

[85] M. Chapellier, G. Chardin, L. Miramonti et X.-F. Navick : Physical interpretation of the Neganov-Luke and related effects. *Physica B*, vol. **284**, pp. 2135 – 2136, (2000).

[86] David N. Spergel et Paul J. Steinhardt : Observational Evidence for Self-Interacting Cold Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **84**, n°17, pp. 3760–3763, (Apr 2000), DOI : 10.1103/PhysRevLett.84.3760.

[87] David Tytler, John M. O'Meara, Nao Suzuki et Dan Lubin : Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances. *Phys. Scripta*, vol. **T85**, p. 12, (2000), DOI : 10.1238/Physica.Topical.085a00012, arXiv : arXiv:astro-ph/0001318.

[88] N. et al. Yoshida : Weakly Self-interacting Dark Matter and the Structure of Dark Halos. *The Astrophysical Journal Letters*, vol. **544**, pp. L87 – L90, (2000).

[89] S. Burles, K. M. Nollett et M. S. Turner : Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology. *The Astrophysical Journal*, vol. **552**, pp. L1–L5, (2001), DOI : 10.1086/320251.

[90] S. Cebrian, N. Coron, G. Dambier, E. Garcia, D. Gonzalez *et al.* : First results of the ROSEBUD dark matter experiment. *Astropart.Phys.*, vol. **15**, pp. 79–85, (2001), DOI : 10.1016/S0927-6505(00)00138-9, arXiv : arXiv:astro-ph/0004292 [astro-ph].

[91] P. Di Stefano *et al.* : Background discrimination capabilities of a heat and ionization germanium cryogenic detector. *Astroparticle Physics*, vol. **14**, pp. 329 – 337, (2001), DOI : 10.1016/S0927-6505(00)00127-4.

[92] M. A. et al. DuVernois : Cosmic-Ray Electrons and Positrons from 1 to 100 GeV : Measurements with HEAT and Their Interpretation. *The Astrophysical Journal*, vol. **559**, pp. 296 – 303, (2001), DOI : 10.1086/322324.

[93] Oleg Y. Gnedin et Jeremiah P. Ostriker : Limits on Collisional Dark Matter from Elliptical Galaxies in Clusters. *The Astrophysical Journal*, vol. **561**, pp. 61–68, (2001).

[94] A Goldschmidt : The IceCube detector. *In Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001)*, (2001).

[95] David Smith et Neal Weiner : Inelastic dark matter. *Phys. Rev. D*, vol. **64**, n°4, p. 043502, (Jul 2001), DOI : 10.1103/PhysRevD.64.043502.

[96] Hsin-Chia CHENG, Jonathan L. FENG et Konstantin T. MATCHEV : Kaluza-Klein dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **89**, p. 211301, (2002), DOI : 10.1103/PhysRevLett.89.211301, arXiv : arXiv:hep-ph/0207125.

[97] S. et al. FUKUDA : Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data. *Physics Letters B*, vol. **539**, n°3-4, pp. 179 – 187, (2002). ISSN 0370-2693, DOI : 10.1016/S0370-2693(02)02090-7.

[98] Paolo GONDOLO *et al.* : DarkSUSY : A numerical package for supersymmetric dark matter calculations. (2002), arXiv : arXiv:astro-ph/0211238.

[99] JORDI MIRALDA-ESCUDÉ : A Test of the Collisional Dark Matter Hypothesis from Cluster Lensing. *The Astrophysical Journal*, vol. **564**, pp. 60 – 64, (2002).

[100] S. YELLIN : Finding an upper limit in the presence of an unknown background. *Phys. Rev. D*, vol. **66**, n°3, p. 032005, (Aug 2002), DOI : 10.1103/PhysRevD.66.032005.

[101] C. et al. AFONSO : Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data. *A&A*, vol. **400**, n°3, pp. 951–956, (2003), DOI : 10.1051/0004-6361 :20030087.

[102] BERGSTRÖM, L. : Dark matter : Models and detection methods. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. **118**, pp. 329 – 340, (2003). ISSN 0920-5632, DOI : 10.1016/S0920-5632(03)01326-4. Proceedings of the XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics.

[103] A. BOTTINO, F. DONATO, N. FORNENGO et S. SCOPEL : Lower bound on the neutralino mass from new data on CMB and implications for relic neutralinos. *Phys. Rev.*, vol. **D68**, p. 043506, (2003), DOI : 10.1103/PhysRevD.68.043506, arXiv : arXiv:hep-ph/0304080.

[104] A. BOTTINO, N. FORNENGO et S. SCOPEL : Light relic neutralinos. *Phys. Rev. D*, vol. **67**, n°6, p. 063519, (Mar 2003), DOI : 10.1103/PhysRevD.67.063519.

[105] B. MORGAN : DRIFT : a directionally sensitive dark matter detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. **513**, pp. 226 – 230, (2003), DOI : 10.1016/j.nima.2003.08.037.

[106] Piotr POPOWSKI *et al.* : Recent Microlensing Results from the MACHO Project. (2003), arXiv : arXiv:astro-ph/0304464.

[107] Jacob D. BEKENSTEIN : Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm. *Phys. Rev.*, vol. **D70**, p. 083509, (2004), DOI : 10.1103/PhysRevD.70.083509, arXiv : arXiv:astro-ph/0403694.

[108] A. BOTTINO, F. DONATO, N. FORNENGO et S. SCOPEL : Light neutralinos and WIMP direct searches. *Phys. Rev.*, vol. **D69**, p. 037302, (2004), DOI : 10.1103/PhysRevD.69.037302, arXiv : arXiv:hep-ph/0307303v2.

[109] J. A. R. CEMBRANOS, A. DOBADO et Antonio Lopez MAROTO : Branons as dark matter. (2004), arXiv : arXiv:hep-ph/0402142.

[110] Censier, B. and Broniatowski, A. and Juillard, A. and Bergé, L. and Dumoulin, L. : Surface trapping and detector degradation in Ge bolometers for the EDELWEISS Dark Matter search : experiment and simulation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. **520**, pp. 156 – 158, (2004), DOI : 10.1016/j.nima.2003.11.281.

[111] John Ellis, Keith A. Olive, Yudi Santoso et Vassilis C. Spanos : Gravitino dark matter in the CMSSM. *Physics Letters B*, vol. **588**, n°1-2, pp. 7 – 16, (2004). ISSN 0370-2693, DOI : 10.1016/j.physletb.2004.03.021.

[112] Jonathan L. Feng, Arvind Rajaraman, Bryan T. Smith, Shufang Su et Fumihiro Takayama : SuperWIMP cosmology and collider physics. (2004), arXiv : arXiv:hep-ph/0410178.

[113] N. I. Karmalitsyn, T. E. Sazonova, S. V. Sepman et A. V. Zanevsky : Standardization of ^{65}Zn. *Applied Radiation and Isotopes*, vol. **60**, pp. 391–395, (2004).

[114] Lachièze-Rey, M. : *Initiation à la cosmologie*. Dunod Editions, (2004). 4ième édition.

[115] Maxim Markevitch *et al.* : Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56. *Astrophys. J.*, vol. **606**, pp. 819–824, (2004), DOI : 10.1086/383178, arXiv : arXiv:astro-ph/0309303.

[116] Patrick Tisserand : *Search for massive dark stars in the galactic halo using the technique of 0 microlensing with the cameras of EROS-2*. Thèse de doctorat, Université Sofia-Antipolis, (2004).

[117] M. et al. Ackermann : Search for extraterrestrial point sources of high energy neutrinos with AMANDA-II using data collected in 2000–2002. *Phys. Rev. D*, vol. **71**, n°7, p. 077102, (Apr 2005), DOI : 10.1103/PhysRevD.71.077102.

[118] R. Durrer : Aspects géométriques des modèles de Friedmann. *In Cosmologie*. Université de Genève, (2005). D'après les notes de Vincent Desjacques.

[119] V. Sanglard : *Recherche de la matière noire non-baryonique à l'aide de détecteurs cryogéniques à double composante ionisation et chaleur : analyse et interprétation des données de l'expérience EDELWEISS-I*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, (2005).

[120] T. J. Sumner : The ZEPLIN III dark matter project. *New Astronomy Reviews*, vol. **49**, n°2-6, pp. 277 – 281, (2005). ISSN 1387-6473, DOI : 10.1016/j.newar.2005.01.018.

[121] Broniatowski, A. and Censier, B. and Juillard, A. and Bergé, L. : Cryogenic germanium detectors for dark matter search : Surface events rejection by charge measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. **559**, pp. 378 – 380, (2006), DOI : 10.1016/j.nima.2005.12.015.

[122] B. Censier : *Etude et optimisation de la voie ionisation dans l'expérience EDELWEISS de détection directe de la matière noire.* Thèse de doctorat, Université de Paris Sud XI, (2006).

[123] C. Marrache-Kikuchi : *Effets dimensionnels dans un système désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant.* Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, (2006).

[124] Gary Steigman : Primordial Nucleosynthesis : Successes And Challenges. *Int. J. Mod. Phys.*, vol. **E15**, pp. 1–36, (2006), DOI : 10.1142/S0218301306004028, arXiv : arXiv:astro-ph/0511534.

[125] Laura Baudis : Direct Detection of Cold Dark Matter. (2007), arXiv : arXiv:0711.3788 [astro-ph].

[126] Leszek Roszkowski, Roberto Ruiz de Austri et Roberto Trotta : Implications for the Constrained MSSM from a new prediction for b —> s gamma. *JHEP*, vol. **07**, p. 075, (2007), DOI : 10.1088/1126-6708/2007/07/075, arXiv : arXiv:0705.2012 [hep-ph].

[127] P. Benetti *et al.* : First results from a dark matter search with liquid argon at 87-K in the Gran Sasso underground laboratory. *Astropart. Phys.*, vol. **28**, pp. 495–507, (2008), DOI : 10.1016/j.astropartphys.2007.08.002, arXiv : arXiv:astro-ph/0701286.

[128] M. et al. Boulay : Dark matter search at SNOLAB with DEAP-1 and DEAP/CLEAN-3600. *Journal of Physics : Conference Series*, vol. **136**, n°4, p. 042081, (2008), DOI : 10.1088/1742-6596/136/4/042081.

[129] J. et al. Chang : An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV. *Nature*, vol. **456**, pp. 362 – 365, (2008), DOI : 10.1038/nature07477.

[130] X. Defay : *Recherche de matière noire au sein de l'expérience Edelweiss avec des bolomètres germanium à double composante ionisation/chaleur, rejet des évènements de surface avec la voie ionisation.* Thèse de doctorat, Université Montpellier II, (2008).

[131] J. P. Filippini : *A search for WIMP dark matter using the first five-tower run of the Cryogenic Dark Matter Search.* Thèse de doctorat, University of California, Berkeley, (2008).

[132] S. W. et al. Randall : Constraints on the Self-Interaction Cross Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1 E 0657-56. *The Astrophysical Journal*, vol. **679**, pp. 1173–1180, (2008).

[133] T. Saab : A Survey of Dark Matter Direct Detection Searches and Techniques at the Beginning of The 21st Century. *Modern Physics Letters A*, vol. **23**, pp. 457 – 475, (2008), DOI : 10.1142/S0217732308026522.

[134] K. M. Sundqvist et B. Sadoulet : Detectors of the Cryogenic Dark Matter Search : Charge Transport and Phonon Emission in Ge <100> Crystals at 40 mK. *J. Low Temp. Phys.*, vol. **151**, pp. 443–447, (2008).

[135] B. E. Zimmerman, J. T. Cessna et R. Fitzgerald : Standardization of ^{68}Ge / ^{68}Ga Using Three Liquid Scintillation Counting Based Methods. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. **113**, pp. 265–280, (2008).

[136] Oscar Adriani *et al.* : An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV. *Nature*, vol. **458**, pp. 607–609, (2009), DOI : 10.1038/nature07942, arXiv : arXiv:0810.4995 [astro-ph].

[137] S. Archambault *et al.* : Dark Matter Spin-Dependent Limits for WIMP Interactions on 19-F by PICASSO. *Phys. Lett.*, vol. **B682**, pp. 185–192, (2009), DOI : 10.1016/j.physletb.2009.11.019, arXiv : arXiv:0907.0307 [hep-ex].

[138] V. Aubry-Fortuna, A. Broniatowski et P. Dollfus : Field Dependance of Electron Velocity in High-Purity Germanium at Cryogenic Temperatures. *In Proceedings of the 13th International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD13)*, (2009).

[139] A. Broniatowski *et al.* : A new high-background-rejection dark matter Ge cryogenic detector. *Phys. Lett.*, vol. **B681**, pp. 305–309, (2009), DOI : 10.1016/j.physletb.2009.10.036, arXiv : arXiv:0905.0753 [astro-ph.IM].

[140] J. Domange, A. Broniatowski, E. Olivieri, M. Chapellier et L. Dumoulin : Quantum Efficiency for Electron-Hole Pair Generation by Infrared Irradiation in Germanium Cryogenic Detectors. *In Proceedings of the* 13th *International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD13)*, (2009).

[141] J. et al. Dunkley : Five-year wilkinson microwave anisotropy probe observations : likelihoods and parameters from the WMAP data. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. **180**, pp. 306–329, (2009), DOI : 10.1088/0067-0049/180/2/306.

[142] Dan Hooper, Albert Stebbins et Kathryn M. Zurek : Excesses in cosmic ray positron and electron spectra from a nearby clump of neutralino dark matter. *Phys. Rev.*, vol. **D79**, p. 103513, (2009), DOI : 10.1103/PhysRevD.79.103513, arXiv : arXiv:0812.3202 [hep-ph].

[143] E. Komatsu *et al.* : Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations :Cosmological Interpretation. *Astrophys. J. Suppl.*, vol. **180**, pp. 330–376, (2009), DOI : 10.1088/0067-0049/180/2/330, arXiv : arXiv:0803.0547 [astro-ph].

[144] Kraus, H. *et al.* : EURECA - The Future of Cryogenic Dark Matter Detection in Europe. *EAS Publications Series*, vol. **36**, pp. 249–255, (2009), DOI : 10.1051/eas/0936035.

[145] S.T. Lin *et al.* : New limits on spin-independent and spin-dependent couplings of low-mass WIMP dark matter with a germanium detector at a threshold of 220 eV. *Phys.Rev.*, vol. **D79**, p. 061101, (2009), DOI : 10.1103/PhysRevD.79.061101, arXiv : arXiv:0712.1645 [hep-ex].

[146] D.-M. Mei, Z.-B. Yin et S.R. Elliott : Cosmogenic production as a background in searching for rare physics processes. *Astroparticle Physics*, vol. **31**, n°6, pp. 417 – 420, (2009). ISSN 0927-6505, DOI : 10.1016/j.astropartphys.2009.04.004.

[147] E. Olivieri, A. Broniatowski, J. Domange, X. Defay, M. Chapellier et L. Dumoulin : Space-and-Surface Charge Neutralization of Cryogenic Ge Detectors Using Infrared LEDs. *In Proceedings of the* 13th *International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD13)*, (2009).

[148] K. M. Sundqvist, A. T. J. Phipps, C. N. Bailey, P. L. Brink, B. Cabrera, M. Daal, A. C. Y. Lam, N. Mirabolfathi, L. Novak, M. Pyle, B. Sadoulet, B. Serfass, D. Seitz, A. Tomada et J. J. Yen : A Measurement of Electron and Hole Drift Velocities in a Germanium $< 100 >$ CDMS Detector, at a Temperature of 31 milliKelvin. *In Proceedings of the* 13th *International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD13)*, (2009).

[149] A. A. et al. Abdo : Observations of Milky Way Dwarf Sheroidal Galaxies with the FERMI-Large Area Telescope Detector and Constraints on Dark Matter Models. *The Astrophysical Journal*, vol. **712**, pp. 147 – 158, (2010), DOI : 10.1088/0004-637X/712/1/147.

[150] D. S. Akerib *et al.* : Low-threshold analysis of CDMS shallow-site data. *Phys. Rev.*, vol. **D82**, p. 122004, (2010), DOI : 10.1103/PhysRevD.82.122004, arXiv : arXiv:1010.4290 [astro-ph.CO].

[151] Aprile *et al.* : Reply to the Comments on the XENON100 First Dark Matter Results. (2010), arXiv : arXiv:1005.2615 [astro-ph.CO].

[152] S. J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann, D. Kinion, K. van Bibber, M. Hotz, L. J Rosenberg, G. Rybka, J. Hoskins, J. Hwang, P. Sikivie, D. B. Tanner, R. Bradley et J. Clarke : SQUID-Based Microwave Cavity Search for Dark-Matter Axions. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **104**, n°4, p. 041301, (Jan 2010), DOI : 10.1103/PhysRevLett.104.041301.

[153] V. Aubry-Fortuna et P. Dollfus : Electron transport properties in high-purity Ge down to cryogenic temperatures. *J. Appl. Phys.*, vol. **108**, , (2010), DOI : 10.1063/1.3520656.

[154] R. Bernabei *et al.* : New results from DAMA/LIBRA. *Eur. Phys. J.*, vol. **C67**, pp. 39–49, (2010), DOI : 10.1140/epjc/s10052-010-1303-9, arXiv : arXiv:1002.1028 [astro-ph.GA].

[155] R. Bernabei *et al.* : Particle Dark Matter in DAMA/LIBRA, arXiv : arXiv:1007.0595 [astro-ph.CO]. (2010).

[156] B. Cabrera, M. Pyle, R. Moffatt, K. Sundqvist et B. Sadoulet : Oblique propagation of electrons in crystals of germanium and silicon at sub-Kelvin temperature in low electric fields. (2010), arXiv : arXiv:1004.1233 [astro-ph.IM].

[157] M. Camenzind : Modern Cosmology Part III : The Friedmann Cosmos. *In Modern Cosmology*, (2010).

[158] J. I. Collar : Comments on arXiv :1006.0972 'XENON10/100 dark matter constraints in comparison with CoGeNT and DAMA : examining the Leff dependence'. (2010), arXiv : arXiv:1006.2031 [astro-ph.CO].

[159] J. I. Collar : Light WIMP Searches : The Effect of the Uncertainty in Recoil Energy Scale and Quenching Factor. (2010), arXiv : arXiv:1010.5187 [astro-ph.IM].

[160] J. I. Collar et D. N. McKinsey : Comments on 'First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment'. (2010), arXiv : arXiv:1005.0838 [astro-ph.CO].

[161] J. I. Collar et D. N. McKinsey : Response to arXiv :1005.2615. (2010), arXiv : arXiv:1005.3723 [astro-ph.CO].

[162] J. et al. Cooley : Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment. *Science*, vol. **327**, n°5973, pp. 1619–1621, (2010), DOI : 10.1126/science.1186112, arXiv : http://www.sciencemag.org/content/327/5973/1619.full.pdf.

[163] D. Dujmic *et al.* : Results from DMTPC 10-liter detector. *Journal of Physics : Conference Series*, vol. **203**, p. 012029, (2010), DOI : 10.1088/1742-6596/203/1/012029.

[164] S. R. Elliott, V. E. Guiseppe, B. H. LaRoque, R. A. Johnson et S. G. Mashnik : Fast-Neutron Activation of Long-Lived Isotopes in Enriched Ge. *Phys. Rev.*, vol. **C82**, p. 054610, (2010), DOI : 10.1103/PhysRevC.82.054610, arXiv : arXiv:0912.3748 [nucl-ex].

[165] M. Felizardo *et al.* : First Results of the Phase II SIMPLE Dark Matter Search. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **105**, p. 211301, (2010), DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.211301, arXiv : arXiv:1003.2987 [astro-ph.CO].

[166] S. et al. Hannestad : Neutrino and axion hot dark matter bounds after WMAP-7. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. **2010**, p. 001, (2010), DOI : 10.1088/1475-7516/2010/08/001.

[167] Dan Hooper, J. I. Collar, Jeter Hall, Dan McKinsey et Christopher M. Kelso : Consistent dark matter interpretation for CoGeNT and DAMA/LIBRA. *Phys. Rev. D*, vol. **82**, n°12, p. 123509, (Dec 2010), DOI : 10.1103/PhysRevD.82.123509.

[168] G. F. Knoll : *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, 4ième édition, (2010).

[169] K. et al. Nakamura : Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, vol. **37**, pp. 1–1422, (2010).

[170] T. Schwetz : Direct detection data and possible hints for low-mass WIMPs. (2010), arXiv : arXiv:1011.5432 [hep-ph].

[171] Shaun A. Thomas, Filipe B. Abdalla et Ofer Lahav : Upper Bound of 0.28 eV on Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **105**, n°3, p. 031301, (Jul 2010), DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.031301.

[172] P. Y. Yu et M. Cardona : *Fundamentals of Semiconductors : Physics and Materials Properties*. Springer, (2010).

[173] C. E. Aalseth *et al.* : Search for an Annual Modulation in a P-type Point Contact Germanium Dark Matter Detector. (2011), arXiv : arXiv:1106.0650 [astro-ph.CO].

[174] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, N. S. Bowden, B. Cabrera-Palmer, J. Colaresi, J. I. Collar, S. Dazeley, P. de Lurgio, J. E. Fast, N. Fields, C. H. Greenberg, T. W. Hossbach, M. E. Keillor, J. D. Kephart, M. G. Marino, H. S. Miley, M. L. Miller, J. L. Orrell, D. C. Radford, D. Reyna, O. Tench, T. D. Van Wechel, J. F. Wilkerson et K. M. Yocum : Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a p-Type Point Contact Germanium Detector. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **106**, n°13, p. 131301, (Mar 2011), DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.131301.

[175] K. et al. Abe : Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III. *Phys. Rev. D*, vol. **83**, n°5, p. 052010, (Mar 2011), DOI : 10.1103/PhysRevD.83.052010.

[176] P. A. R. Ade *et al.* : Planck Early Results : The Power Spectrum Of Cosmic Infrared Background Anisotropies. (2011), arXiv : arXiv:1101.2028 [astro-ph.CO].

[177] M. Ageron *et al.* : ANTARES : the first undersea neutrino telescope. (2011), arXiv : arXiv:1104.1607 [astro-ph.IM].

[178] Z. Ahmed *et al.* : Search for inelastic dark matter with the CDMS II experiment. *Phys. Rev.*, vol. **D83**, p. 112002, (2011), DOI : 10.1103/PhysRevD.83.112002, arXiv : arXiv:1012.5078 [astro-ph.CO].

[179] Z. Ahmed *et al.* : Combined Limits on WIMPs from the CDMS and EDELWEISS Experiments. *Phys.Rev.*, vol. **D84**, p. 011102, (2011), DOI : 10.1103/PhysRevD.84.011102, arXiv : arXiv:1105.3377 [astro-ph.CO].

[180] Z. Ahmed *et al.* : Results from a Low-Energy Analysis of the CDMS II Germanium Data. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **106**, p. 131302, (2011), DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.131302, arXiv : arXiv:1011.2482 [astro-ph.CO].

[181] J. Angle *et al.* : A search for light dark matter in XENON10 data. (2011), arXiv : arXiv:1104.3088 [astro-ph.CO].

[182] G. Angloher, M. Bauer, I. Bavykina, A. Bento, C. Bucci *et al.* : Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search. (2011), arXiv : arXiv:1109.0702 [astro-ph.CO].

[183] E. Aprile *et al.* : Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data. (2011), arXiv : arXiv:1104.2549 [astro-ph.CO].

[184] E. Armengaud *et al.* : Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes. *Phys.Lett.*, vol. **B702**, pp. 329–335, (2011), DOI : 10.1016/j.physletb.2011.07.034, arXiv : arXiv:1103.4070 [astro-ph.CO].

[185] E. Behnke *et al.* : Improved Limits on Spin-Dependent WIMP-Proton Interactions from a Two Liter CF_3I Bubble Chamber. *Physical Review Letters*, vol. **106**, pp. 0213031 – 0213034, (2011), DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.021303.

[186] R. Bernabei *et al.* : Particle dark matter in the galactic halo : recent results from DAMA/LIBRA. *Can. J. Phys.*, vol. **89**, pp. 141–152, (2011), DOI : 10.1139/P10-098.

[187] J. Billard, F. Mayet, C. Grignon et D. Santos : Directional detection of Dark Matter with MIMAC : WIMP identification and track reconstruction. (2011), arXiv : arXiv:1101.2750 [astro-ph.CO].

[188] A. Broniatowski : Impurity scattering and electron transport anisotropy in cryogenic Ge detectors for dark matter search : Monte Carlo simulation and comparison to experiment. *In Proceedings of the 14th International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD14)*, (2011). (to be published).

[189] J. I. Collar : A comparison between the low-energy spectra from CoGeNT and CDMS. (2011), arXiv : arXiv:1103.3481 [astro-ph.CO].

[190] J. I. Collar : A Realistic Assessment of the Sensitivity of XENON10 and XENON100 to Light-Mass WIMPs. (2011), arXiv : arXiv:1106.0653 [astro-ph.CO].

[191] John Ellis : Casting Light on Dark Matter. (2011), arXiv : arXiv:1106.2923 [hep-ph].

[192] N. Fornengo, S. Scopel et A. Bottino : Discussing direct search of dark matter particles in the minimal supersymmetric extension of the standard model with light neutralinos. *Phys. Rev. D*, vol. **83**, n°1, p. 015001, (Jan 2011), DOI : 10.1103/PhysRevD.83.015001.

[193] A. H. Jaffe : The Expanding Universe. *In Cosmology 2011 : Lecture Notes*, (2011).

[194] J. Jochum *et al.* : The CRESST dark matter search. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. **66**, n°2, pp. 202 – 207, (2011). ISSN 0146-6410, DOI : 10.1016/j.ppnp.2011.01.007. Particle and Nuclear Astrophysics, International Workshop on Nuclear Physics, 32nd Course.

[195] D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. R. Nolta, C. L. Bennett, B. Gold, M. Halpern, R. S. Hill, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack et E. L. Wright : Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. **192**, n°2, p. 16, (2011), DOI : 10.1088/0067-0049/192/2/16.

[196] E. Olivieri, J. Domange et A. Broniatowski : Anisotropy and Impurity effects on Carrier Transport in Ultra-Pure and Doped Germanium Crystals at Millikelvin Temperatures : an Experimental Study. *In Proceedings of the* 14th *International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD14)*, (2011). (to be published).

[197] P. Sapienza : KM3NeT : a km^3-scale neutrino telescope in the Mediterranean Sea. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, vol. **212**, pp. 134 – 139, (2011), DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2011.03.019.

[198] A.-S. Torrento-Coello : EDELWEISS Internal note : Inelastic dark matter and details on WIMP limit calculation. Rapport technique, The Edelweiss collaboration, (2011).