



HAL
open science

Recherches de matière noire avec EDELWEISS : au-delà des WIMPs

Eric Armengaud

► **To cite this version:**

Eric Armengaud. Recherches de matière noire avec EDELWEISS : au-delà des WIMPs. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud, 2018. tel-01871196

HAL Id: tel-01871196

<https://hal.science/tel-01871196>

Submitted on 10 Sep 2018

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 PARIS SUD
UFR de PHYSIQUE

MÉMOIRE D'HABILITATION À DIRIGER LES
RECHERCHES

présentée par

Éric ARMENGAUD

**Recherches de matière noire avec
EDELWEISS : au-delà des WIMPs**

HDR soutenue le 4 septembre 2018 devant le jury composé de :

Réza	ANSARI	
Gabriel	CHARDIN	(Président)
Jules	GASCON	(Rapporteur)
Yannick	GIRAUD-HÉRAUD	(Rapporteur)
Gautier	HAMEL DE MONCHENAULT	
Josef	JOCHUM	(Rapporteur)
Dominique	THERS	

Table des matières

Introduction	5
1 Qu'est-ce que la matière noire ?	7
1.1 Les observations	7
1.1.1 Dynamique des objets liés	7
1.1.2 Formation des grandes structures	9
1.1.3 Dynamique globale de l'univers	9
1.2 Les modèles	9
1.2.1 Matière noire à l'échelle électrofaible	11
1.2.2 Axions de QCD	12
1.2.3 Matière noire superlourde	12
1.2.4 Matière noire asymétrique	13
1.2.5 Modèles adaptés aux problèmes de CDM à petite échelle	13
1.2.6 Trous noirs primordiaux	14
1.3 Les WIMPs et leur détection	14
1.3.1 Densité relique	14
1.3.2 Détection indirecte	15
1.3.3 Détection directe des WIMPs	16
2 Détection directe de WIMPs avec EDELWEISS	21
2.1 Les techniques de détection directe	21
2.2 L'expérience EDELWEISS	23
2.3 Recherches de WIMPs de haute masse avec EDELWEISS	24
2.3.1 Description des signaux	25
2.3.2 Recherches de WIMPs	26
3 Une recherche de WIMPs de basses masses avec EDELWEISS-III	31
3.1 Détecteurs, données et performances	32
3.1.1 Contexte	32
3.1.2 Données brutes	33
3.1.3 Reconstruction	34
3.1.4 Sélection des données	35
3.1.5 Mesure de masse fiducielle	38
3.1.6 Modèle du seuil de déclenchement	40
3.2 Modélisation des bruits de fond	40
3.2.1 Reculs électroniques dans le volume des détecteurs	41

3.2.2	Betas et reculs de plomb en surface des détecteurs	42
3.2.3	Diffusion de neutrons	43
3.2.4	Événements chaleur seule	43
3.3	Procédure de recherche de WIMPs	45
3.3.1	Simulations et BDT	45
3.3.2	Définition de la zone WIMPs	48
3.4	Etude des systématiques	49
3.4.1	Signal WIMP	49
3.4.2	Incertitudes sur les bruits de fond	51
3.5	Résultats et conclusion	54
4	Recherches d'axions solaires avec EDELWEISS	57
4.1	Cadre phénoménologique	57
4.1.1	ALPs et axions de QCD	57
4.1.2	Flux d'axions solaires	59
4.1.3	Détection des axions solaires	60
4.2	Axions Primakoff avec EDELWEISS-II	61
4.3	Analyse du spectre de reculs électroniques d'EDELWEISS-III	64
4.3.1	Mesure et modélisation du spectre de reculs électroniques	64
4.3.2	Recherche de structures spectrales	67
4.4	Limites sur les flux d'axions solaires CBRD et du fer	70
4.4.1	Recherche d'axions Compton-Bremsstrahlung (CBRD)	70
4.4.2	Recherche d'axions solaires à 14.4 keV	72
4.5	Perspective d'ensemble	73
5	Recherches de matière noire légère au keV	77
5.1	Matière noire bosonique au keV : phénoménologie	77
5.1.1	Détection directe	77
5.1.2	Matière noire pseudoscalaire	78
5.1.3	Matière noire vectorielle	78
5.2	Absorption de matière noire avec EDELWEISS-III	79
5.2.1	Contraintes astrophysiques	79
5.2.2	Perspective vers les plus basses masses	81

Introduction

Ce mémoire d'habilitation à diriger les recherches présente une partie des travaux que j'ai menés au CEA à Saclay essentiellement dans le cadre de l'expérience EDELWEISS de détection directe des WIMPs. Il se concentre sur quelques sujets choisis, en particulier les WIMPs de basse masse et les axions ; des contributions plus techniques ou liées à des recherches plus anciennes seront esquissées ou ignorées.

Mon activité principale au cours de la dizaine d'années passée a donc consisté à contribuer aux recherches sur cette question de "la matière noire". L'existence d'une "matière noire" dont la nature est totalement inconnue à ce jour est à juste titre considérée comme une des grandes énigmes de la science moderne. En fait, "quelle est la nature de la matière noire ?" me semble une des rares questions de notre époque dans les sciences fondamentales (hors sciences du vivant) qui ait simultanément les deux caractéristiques suivantes :

1. Elle est clairement posée, sur une base observationnelle sans ambiguïté.
2. Elle est totalement ouverte : il n'y a pas de cadre théorique fournissant une réponse privilégiée à cette question.

Dans notre domaine, de nombreuses questions scientifiques sont du type (1) : elles sont le fruit d'observations ou de mesures, mais peuvent être abordées dans un cadre théorique privilégié : prenons par exemple "comment certains objets astrophysiques produisent-ils des particules de haute énergie ?" ou "pourquoi la masse du proton vaut-elle 938 MeV ?". Il y a aussi de nombreuses questions de type (2), très fondamentales et ouvertes, mais sans accroche observationnelle précise de nos jours pour y répondre : "d'où vient la structure en saveurs du modèle standard ?" ou "pourquoi le Higgs est-il si léger ?" (problème de naturalité) ; c'est aussi le cas, à mon avis, de la question de l'énergie noire qui peut s'écrire "quel est le sens de la valeur numérique de Λ ?" (10^{-52} m^{-2}). La question de la matière noire, elle, est à la fois très concrète et sans cadre théorique privilégié pour l'interprétation. Voilà qui justifie les efforts importants passés, en cours et probablement encore plus à venir, afin d'y apporter des éléments de réponse.

Comme nous le décrirons brièvement au Chapitre 1, la matière noire est une substance dont l'existence est rendue nécessaire par une multitude d'observations astrophysiques et cosmologiques. Les concepts physiques fondamentaux que nous connaissons, gravitation et modèle standard, ne rendent pas compte de cet objet. Un grand nombre d'hypothèses ont été émises, chacune d'entre elle apportant, si elle était confirmée, une révolution dans notre compréhension du monde physique. Pour plusieurs raisons, une hypothèse particulière a fait l'objet d'investigations poussées : le WIMP, une particule hypothétique aux propriétés relativement bien définies. L'expérience EDELWEISS fait partie des projets qui tentent de détecter une telle particule. Le Chapitre 2 décrit brièvement le principe, l'histoire et les résultats d'EDELWEISS concernant les WIMPs associés aux théories de type supersymétrie. Le Chapitre 3 se concentre lui sur une recherche récente de WIMPs dits de basse masse.

En ce printemps 2018, nous disposons maintenant de nombreux résultats expérimentaux sur la recherche de WIMPs, tant en provenance d'expériences de détection directe et indirecte que d'accélérateurs de particules. Aucun n'a confirmé l'hypothèse du WIMP, ni les concepts théoriques qui la sous-tendaient. Les recherches s'orientent donc naturellement de plus en plus vers d'autres modèles de matière noire. De plus, sur un plan plus pratique la technologie employée par EDELWEISS n'est plus compétitive par rapport à d'autres techniques, comme celle des TPC au xénon, pour la recherche de WIMPs de masse supérieure à $\sim 6 - 10$ GeV. Néanmoins, d'autres thèmes de recherche que les WIMPs sont accessibles grâce aux technologies de détecteurs développés par EDELWEISS. Nous ne couvrirons pas l'ensemble des possibilités ici, mais à titre d'exemples le Chapitre 4 présente des recherches d'axions solaires menées dans le cadre d'EDELWEISS, et le Chapitre 5 des résultats et perspectives de recherches de matière noire "légère" au keV.

Chapitre 1

Qu'est-ce que la matière noire ?

Dans ce chapitre, nous rappelons le contexte observationnel motivant l'existence de la matière noire, et tentons de mettre en perspectives les différentes spéculations qui ont été faites pour comprendre sa nature. Nous nous focalisons ensuite sur le scénario des WIMPs et sur la stratégie expérimentale de "détection directe" imaginée voici trente ans.

1.1 Les observations

Les extraordinaires progrès de la cosmologie et de l'astrophysique extragalactique au cours des dernières décennies ont conduit à introduire la matière noire comme élément clef de l'univers à grande échelle, décrit par le modèle dit Λ CDM. La matière noire est la source du potentiel gravitationnel qui contrôle la dynamique des objets liés que sont les galaxies et amas de galaxies ; elle a permis la formation des grandes structures à partir des petites fluctuations primordiales de densité d'un plasma essentiellement homogène ; et elle a une contribution importante, par sa densité d'énergie, à la dynamique globale de l'univers.

La matière ordinaire dite baryonique (noyaux et électrons) ne peut pas jouer le rôle de la matière noire car à aucune de ces échelles elle n'a les propriétés nécessaires. Aucun des autres objets du modèle standard¹ ne peut non plus faire l'affaire, les particules connues étant soit trop instables, soit trop légères (y compris les neutrinos). La nature de ce nouvel objet physique est donc une formidable énigme, qui suscite bien des spéculations théoriques. Avant d'en passer quelques unes en revue, nous allons brièvement rappeler le rôle de la matière noire dans l'univers, en classifiant les phénomènes considérés en trois catégories distinctes :

1.1.1 Dynamique des objets liés

A l'échelle des galaxies et des amas de galaxies, la dynamique newtonienne doit s'appliquer et les mesures de vitesses dans ces objets fournit des informations sur la masse générant le potentiel gravitationnel, via la relation $v^2 \sim GM/R$.

Dans les galaxies, le contenu en matière baryonique est difficile à inventorier précisément (objets compacts, gaz chaud et froid...) mais sa masse totale est en général insuffisante pour expliquer les vitesses mesurées, surtout à grande distance du centre. Les galaxies naines (par exemple, satellites de la voie lactée) ont une dispersion de vitesses particulièrement élevés par

1. Dans ce mémoire, le terme *modèle standard* se réfère au modèle de la physique des particules.

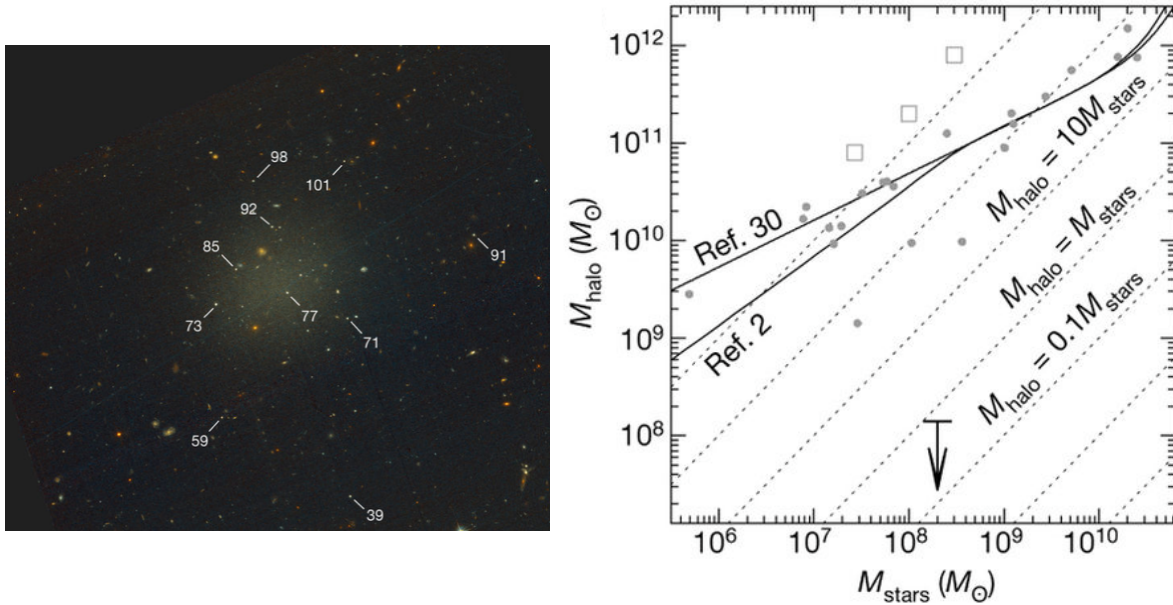


FIGURE 1.1 : *Un contre-exemple récent de système galactique potentiellement "sans matière noire" [1]. NGC1052-DF2 est une galaxie ultra-diffuse pour laquelle une dispersion des vitesses inférieure à ~ 10 km/s a été mesurée grâce aux amas globulaires identifiées dans l'image de gauche. La masse inférée du halo de matière noire est au moins deux ordres de grandeur plus faible que celle des galaxies naines proches ayant une masse stellaire similaire (points gris dans le graphique droit). Cette observation est difficilement interprétable dans le cadre de MOND.*

rapport à leur luminosité, ce qui signe un rapport matière noire / baryons élevé. Dans les amas, la plus grande partie des baryons est sous forme de gaz chaud. Là encore leur masse estimée constitue typiquement $\sim 10 - 15$ % de la masse totale "gravitationnelle".

Historiquement, ce sont les observations de ces objets qui ont fourni les premiers indices de l'existence de la matière noire, dès les années 1930 pour les amas [2] et surtout les années 1970 pour les galaxies [3]. Mais de nos jours encore, leur interprétation est délicate : reconstruction difficile des champs de vitesses (eg. effet de projection) ; systèmes à la dynamique non-linéaire et souvent hors équilibre ; et surtout difficulté de modéliser l'impact des processus baryoniques à petite échelle sur cette dynamique (effets dits de "feedback" des noyaux galactiques centraux ou des supernovae, interactions entre les différentes composantes...).

Ainsi, à l'heure actuelle, les simulations Λ CDM les plus complètes ne sont pas forcément encore en mesure de reproduire naturellement toutes les propriétés observées, en particulier aux petites échelles (coeur des galaxies, propriétés statistiques des galaxies naines, etc). A ce sujet on parle parfois d'une crise, ou de problèmes du modèle CDM [4]. Il faut plutôt y voir des difficultés liées à la complexité de ces objets. Néanmoins l'absence de modélisation simple et robuste pour ces systèmes laisse ouverte la possibilité que certaines propriétés de la matière noire aient un impact sur ces observations à petite échelle : des modèles associés seront mentionnés en section suivante.

1.1.2 Formation des grandes structures

Les anisotropies angulaires du CMB ainsi que la distribution statistique de la matière visible à très grande échelle permettent de mesurer précisément les oscillations d'un fluide fortement couplé baryons-photons juste avant la recombinaison, dans des puits de potentiel largement modélisés par un autre fluide, la matière noire.

Par ailleurs, les fluctuations primordiales de densité, mesurées par les anisotropies à bas ℓ du CMB, sont $\delta\rho/\rho \sim 0^{-5}$. Elles doivent pouvoir être amplifiées jusqu'à $\delta\rho/\rho > 1$ à bas redshift. Or l'amplification gravitationnelle de ces petites perturbations, dans un univers en expansion dominé par la matière ie. après l'équivalence, varie comme $1 + z$ dans le régime linéaire. En l'absence de matière noire, ce mécanisme permettrait d'expliquer une croissance d'environ 3 ordres de grandeur et non 5. Là encore c'est la présence de matière noire qui rend le schéma de croissance des structures cohérent.

1.1.3 Dynamique globale de l'univers

L'ensemble des données cosmographiques (diagrammes de Hubble des supernovae de type Ia, échelle du BAO dans les galaxies et le CMB,...) indique que l'Univers est plat, et son contenu énergétique est dominé de nos jours par de la matière non-relativiste et l'énergie noire, de densités relatives $\Omega_M \sim 0.3$ et $\Omega_\Lambda \sim 0.7$. La densité baryonique, déduite des calculs et mesures de nucléosynthèse primordiale, est $\Omega_b \sim 0.05$: la cohérence nécessite encore l'implication de la matière noire. La valeur relative de sa densité relique est connue avec précision, $\Omega_c = 0.26$ [5].

♠ *Bien que l'on trouve encore de nombreuses présentations sur la détection de matière noire qui mettent en avant les "courbes de rotation" des galaxies, aujourd'hui ce sont bien les mesures dites de précision de la cosmologie, interprétées dans un formalisme relativement simple (régime linéaire), qui fournissent les arguments les plus robustes en faveur de l'existence de la matière noire.*

1.2 Les modèles

A ce jour, la question de la nature de la matière noire est totalement ouverte, et il n'y a pas de scénario théorique réellement favorisé.

♠ *L'hypothèse du WIMP thermique, sur laquelle s'est concentrée l'expérience EDELWEISS (et une bonne partie de ce mémoire), est ou a été souvent mise en avant comme la solution "privilégiée" au problème, avec parfois peut-être une pointe d'incompréhension ou de naïveté - ou d'intérêt bien compris - à la fois dans les communautés d'astrophysique et de physique des particules. Elle a constitué en effet un scénario très attrayant du point de vue théorique, et surtout testable par diverses approches expérimentales, ce qui justifie l'intérêt qu'elle a reçu. Mais il faut souligner que, dès les années 80, un grand nombre d'autres approches viables ont été également considérées.*

Il semble impossible d'établir une classification des modèles de matière noire. Les Fig. 1.2 et 1.3 illustrent deux tentatives, la première basée sur les paramètres phénoménologiques que

sont la masse de la particule hypothétique, et son couplage aux baryons ; la seconde essaye d'illustrer les liens conceptuels entre modèles.

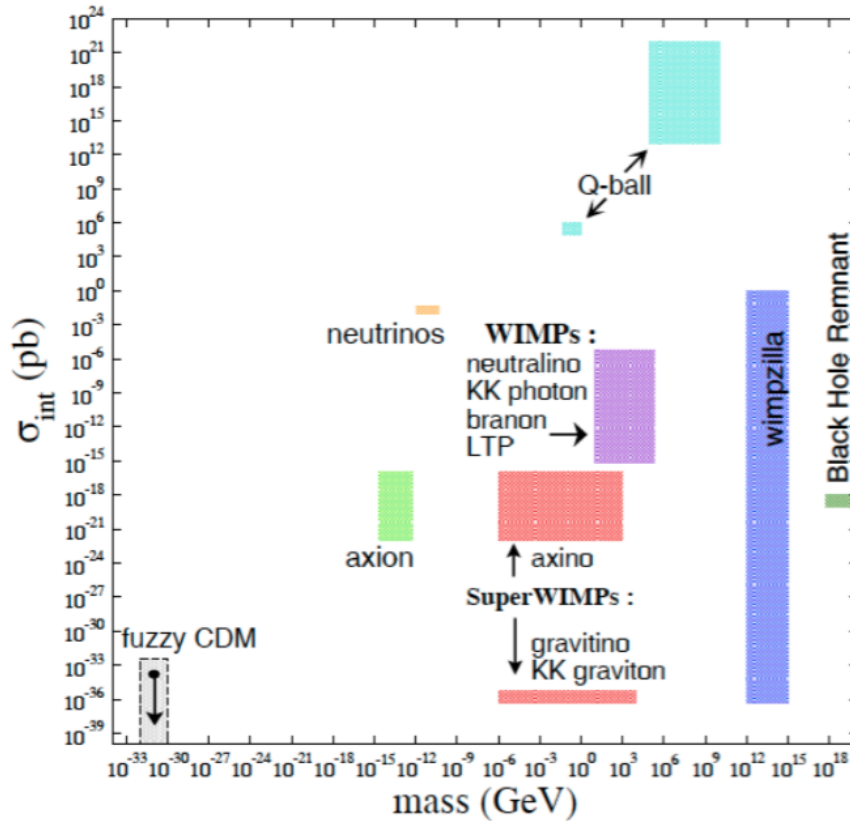


FIGURE 1.2 : *Un panorama incomplet des modèles de matière noire vers 2007, basé sur la masse et le couplage des candidats à la matière ordinaire. D'après E-K. Park. On y trouve déjà le scénario de "fuzzy dark matter" pour $m \sim 10^{-22}$ eV, sur lequel j'ai plus récemment travaillé.*

A ce jour, personne ne nie le problème de la matière noire. Pour y remédier, on peut par contre distinguer les solutions "gravitationnelles" des solutions en termes de particules.

L'approche peut-être la plus naturelle est de suggérer que l'objet "matière noire" n'est que la manifestation d'une modification importante des lois de la gravitation aux grandes échelles et/ou aux faibles accélérations. Des tests précis des lois de la gravitation n'existent pas en effet au-delà de l'échelle du système solaire, alors que tout l'édifice de la cosmologie moderne est bâti sur la relativité générale. A l'échelle galactique, la loi empirique dite MOND (modified newtonian dynamics), qui consiste en une modification simple de la loi en $1/r^2$, semble reproduire certains comportements remarquables de la dynamique galactique. Sa généralisation relativiste, TeVeS [6], est une théorie classique de champs faisant intervenir des champs scalaires et vectoriels en plus de la métrique $g_{\mu\nu}$. Il existe aussi des théories bimétriques de la gravité pouvant potentiellement inclure une phénoménologie de matière noire. Néanmoins ces modèles, relativement ad-hoc, passent difficilement certains tests comme l'observation d'amas en collision (le "bullet cluster" [7]) et surtout ils ne sont pas en capacité à ce jour d'ajuster l'ensemble des observables cosmologiques linéaires standard (CMB, BAO, BBN etc) avec un petit

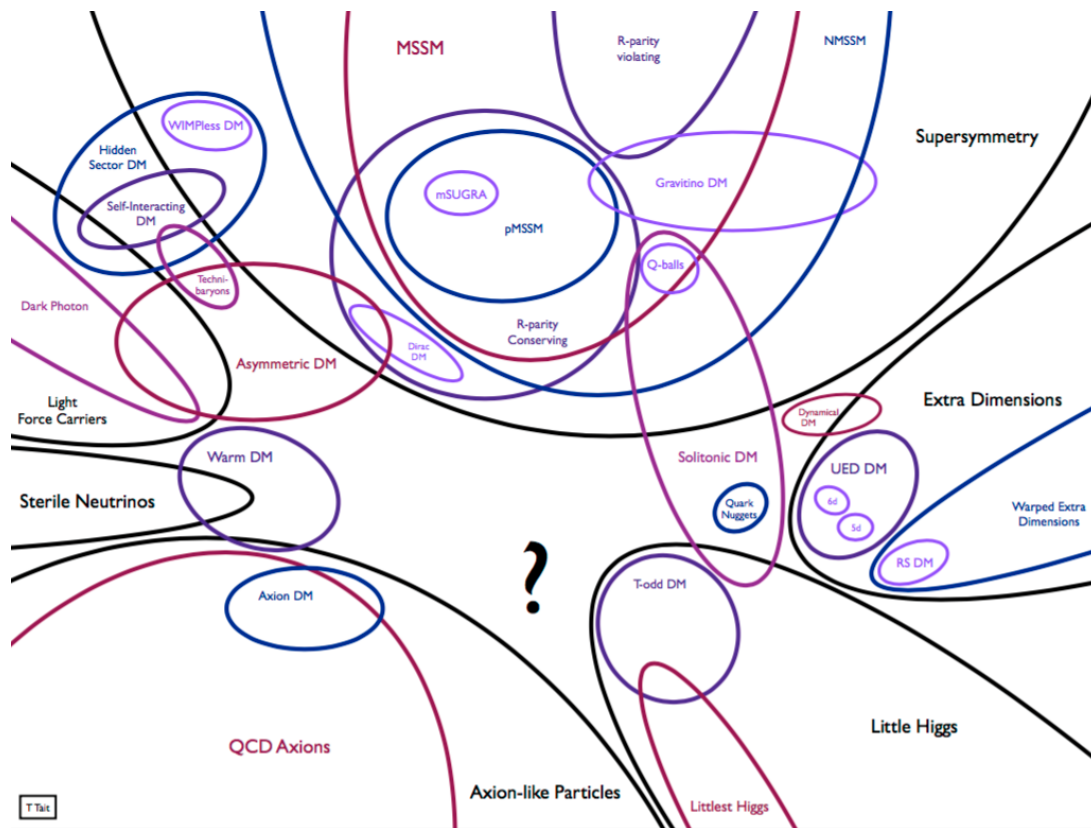


FIGURE 1.3 : *Un panorama incomplet des modèles de matière noire vers 2013, basé sur les liens conceptuels entre modèles. D'après T. Tait.*

nombre de paramètres explicites, comme c'est le cas pour Λ CDM. Clairement, plus de travaux sont nécessaires dans le cadre de genre d'approche.

L'interprétation la plus courante de la matière noire se fait donc en terme d'une ou plusieurs particules élémentaires, dans le cadre d'une extension du modèle standard de la physique des particules. Les contraintes sur la masse et les couplages d'une telle particule laissent ouverte une fenêtre extrêmement large dans l'espace des paramètres : il est malheureusement impossible d'en mener une exploration systématique, tant sur le plan théorique qu'observationnel. Les modèles développés au fil des ans sont donc construits soit en vue de résoudre des problèmes conceptuels du modèle standard, soit afin d'expliquer diverses anomalies observationnelles. On peut dire qu'ils constituent un échantillon biaisé et incomplet de ce qui est envisageable a priori. Nous présentons ici une liste encore plus biaisée et incomplète de cet échantillon.

1.2.1 Matière noire à l'échelle électrofaible

Il s'agit des modèles visant à résoudre le problème de la masse du Higgs dans le modèle standard, ou plus généralement à compléter la modélisation de l'interaction électrofaible. Dans les années 1980, cette physique dite "électrofaible" était en effet peu testée, et il était légitime de penser que la nature nous proposerait une phénoménologie plus complexe que celle décrite par le modèle standard. En particulier le champ de Higgs, seul objet scalaire du modèle, et seule particule dont l'existence n'était pas démontrée jusqu'en 2012, a une masse qui peut être déstabilisée par des corrections radiatives s'il s'avérait être couplé à d'autres fermions plus lourds.

Les modèles développés dans ce cadre, comme la supersymétrie ou les dimensions supplémentaires, proposent par divers mécanismes de rajouter au spectre des particules élémentaires un certain nombre de particules dont l'une serait stable, aurait une masse autour de 100 GeV et des couplages faibles : il s'agit du WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), qui fournit un candidat élégant à la matière noire via le mécanisme de gel thermique développé à la section suivante.

Nous disposons maintenant, en 2018, de contraintes fortes sur les modèles sous-jacents aux WIMPs, de manière indépendante de la question de la matière noire. Celles-ci proviennent des nombreuses recherches de "nouvelle physique" sur collisionneur (LEP, Tevatron, LHC, Ba-Bar/BELLE), ainsi que des expériences de recherche d'événements rares du type $e \rightarrow \mu\gamma$. Jusqu'à présent, aucun indice solide de phénomène qui ne soit pas décrit par le modèle standard n'a été établi, et de larges pans de l'espace des paramètres des modèles supersymétriques ont été exclus.

1.2.2 Axions de QCD

Il s'agit d'une particule pseudo-scalaire, apparaissant dans des extensions à très haute énergie du modèle standard, et qui permet de résoudre le problème de l'absence de violation de symétrie CP dans les interactions fortes (eg. [8]). Nous reviendrons plus en détails sur les axions au Chapitre 4, de manière indépendante de la question de la matière noire. Il se trouve que si la masse m_a des axions est de l'ordre du meV au μeV , voire neV, alors leur densité relique est le fruit de deux mécanismes :

- Le mécanisme de désalignement : le champ pseudo-scalaire, gelé à très haut redshift, commence à osciller à la fréquence $1/m_a$ lorsque $H < m_a$, ou lorsque l'axion acquiert cette masse par des effets non perturbatifs (ie. lorsque $T \sim \Lambda_{\text{QCD}}$). L'énergie associée à ces oscillations constitue Ω_c [9].
- Dans certains cas une contribution importante voire dominante à Ω_c est fournie par la désintégration de défauts topologiques associés à l'axion.

Les masses évoquées paraissent très faibles en regard des masses connues du modèle standard, néanmoins elles correspondent à des échelles d'énergie $f_a \sim 10^9 - 10^{15}$ GeV, c'est-à-dire en-dessous des échelles de GUT². Ce scénario, connu depuis les années 1980, reste pleinement motivé. Il a été exploré très partiellement pour une étroite fenêtre de masses autour de quelques μeV par l'expérience ADMX [10, 11]. Un ensemble d'expériences est envisagé pour une exploration plus large de cette hypothèse (eg. [12, 13]).

1.2.3 Matière noire superlourde

Je mentionne ce scénario essentiellement en souvenir de mes travaux de thèse. Le modèle standard est très certainement incomplet au moins à l'échelle de la masse de Planck, ce qui a conduit à supposer que la matière noire pourrait être constituée de particules de masse $m_{DM} \sim M_{Pl}$, les "Wimpzillas" [14]. La difficulté est évidemment de garantir la stabilité de telles particules. Ce scénario a été en particulier motivé par l'observation de rayons cosmiques dits super-GZK ($E \gtrsim 10^{20}$ eV) par l'expérience AGASA dans les années 1990 [15], non confirmée par les expériences suivantes HiReS, Auger et Telescope Array. Même s'il est maintenant

2. Ces échelles d'énergie peuvent d'ailleurs être similaires à celle de l'inflation.

exclu que les Wimpzillas contribuent de manière significative au flux de flux de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, l'existence de matière noire avec une telle masse reste possible.

1.2.4 Matière noire asymétrique

Le problème de la baryogénèse, et le fait que l'on observe $\Omega_M \sim 5\Omega_b$, ont inspiré une catégorie de modèles pour lesquels la baryogénèse et la production de matière noire relique sont reliées [16, 17]. Dans ces modèles, l'asymétrie matière-antimatière pour la matière noire est du même ordre de grandeur que pour les baryons, $n_{DM} \sim n_b$. La comparaison entre Ω_M et Ω_b implique alors que $m_{DM} \sim 5m_b \sim 5 \text{ GeV}$. La densité relique d'antiparticules associées à la matière noire est négligeable dans ce scénario, $n_{\overline{DM}} \ll n_{DM}$, puisque on sait que $n_{\overline{b}} \ll n_b$. Ceci est en contraste avec le cas des WIMPs pour lesquels on a bien souvent $DM = \overline{DM}$ (fermions de Majorana, ce qui est le cas des neutralinos de la supersymétrie).

Dans ce scénario, les contraintes de détection indirecte appliquées typiquement aux WIMPs (cf. section suivante) ne s'appliquent pas puisque la section efficace d'annihilation $DM - \overline{DM}$ n'est pas un paramètre crucial.

1.2.5 Modèles adaptés aux problèmes de CDM à petite échelle

Comme indiqué précédemment, les difficultés de modélisation de CDM à petite échelle (partie centrale du profil des halos, comptage de galaxies naines, etc...) laissent de la place, voire peuvent suggérer que la matière noire a des propriétés intrinsèques à même de lisser les fluctuations de matière autour du kpc. Nous présentons ici trois scénarios qui, indépendamment de cette question des petites échelles, illustrent la variété des modèles de matière noire que l'on peut construire :

- La matière noire peut être composée de fermions stériles de masse $m_{DM} \sim \text{keV}$ [18]. Les extensions du modèle standard dans le secteur des neutrinos, qui consistent à inclure trois neutrinos stériles associés aux neutrinos actifs, peuvent inclure une telle particule [19]. Pour une relique thermique ayant une telle masse, son écoulement libre au moment de la formation des structures atténue le spectre de puissance de la matière pour des échelles $k \gtrsim \mathcal{O}(1) \text{ Mpc}^{-1}$.
- La matière noire, bien que faiblement couplée au modèle standard, pourrait interagir fortement avec elle-même, avec des sections efficaces de diffusion $\sigma/m \sim \text{cm}^2/g$ [20]. C'est le cas dans des scénarios de type "secteur caché", dans lesquels la matière noire est chargée sous une symétrie de jauge similaire au SU(3) de la QCD [21]. Avec des sections efficaces de l'ordre de grandeur considéré, on peut prédire des profils de densité en coeur dans les galaxies naines.
- Si la matière noire a une masse de l'ordre de 10^{-22} eV , alors l'étalement quantique de sa position, donné par la longueur d'onde de de Broglie, vaut $\lambda \sim 1/mv \sim \text{kpc}$ dans une galaxie peu massive [22, 23]. La formation des structures à petite échelle est aussi modifiée par les effets quantiques. Comme dans le cas des axions de QCD, on peut faire apparaître des pseudo-scalaires avec une telle masse dans le cadre d'une théorie avec une échelle d'énergie entre GUT et Planck, avec une densité relique qui vaut Ω_c par le mécanisme de désalignement [24].

Mes travaux récents en cosmologie m'ont conduit à m'intéresser largement à cette dernière catégorie de modèles, pour lesquels j'ai pu placer des contraintes importantes [25] via la forêt

Lyman- α des quasars du relevé SDSS-III, qui permettent de mesurer le spectre de puissance des structures à petite échelle.

1.2.6 Trous noirs primordiaux

L'actualité scientifique récente nous empêche de passer sous silence l'hypothèse d'une matière noire sous forme de trous noirs primordiaux. L'hypothèse selon laquelle les trous noirs en coalescence détectés par LIGO-VIRGO, de masse $M \sim 20M_\odot$, formeraient la matière noire, a bien sûr été émise [26]. Dans ce scénario, des rayons X doivent être produits par accrétion de matière dans le plasma primordial, ce qui est contraint par les observations du CMB. Indépendamment des signaux d'ondes gravitationnelles, d'autres fenêtres en masse sont possibles, en particulier des trous noirs primordiaux plus légers de masse $M \sim 10^{-10}M_\odot$.

1.3 Les WIMPs et leur détection

Nous nous concentrons maintenant sur le scénario selon lequel la matière noire est constituée de WIMPs, dont la densité relique est fixée par le mécanisme de gel thermique (freeze-out). L'intérêt majeur de ce modèle est la simplicité avec laquelle on peut expliquer que la densité relique des WIMPs est "naturellement" proche du Ω_c observé [27]. Les WIMPs, de masse $M_X \sim 100$ GeV, sont couplées aux autres particules via des interactions faibles, c'est-à-dire par l'échange de particules W ou Z, ou Higgs, ou de particules supersymétriques lourdes... en fonction du modèle considéré [28].

1.3.1 Densité relique

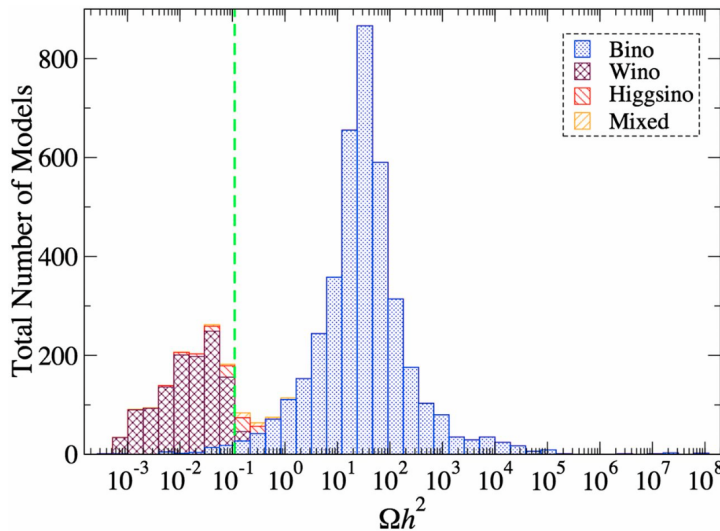


FIGURE 1.4 : Distribution de la densité relique des neutralinos calculée dans un scan à 19 paramètres de supersymétrie (modèle SUGRA-19). La ligne verte représente la densité mesurée $\Omega_c h^2$. Notons que la valeur de M_X pour les modèles vérifiant $\Omega = \Omega_c$ est généralement supérieure à 500 GeV, ce qui implique un important fine-tuning des paramètres de SUSY associés. Extrait de [29].

A l'équilibre avec le plasma primordial, la population de WIMPs décroît fortement lorsque la température devient inférieure à M_X , selon la loi $\sim \exp(-M_X/T)$. La densité finit alors par atteindre un niveau tel que la réaction d'annihilation de WIMPs est cinétiquement gelée sous l'effet de la dilution. A ce moment, la densité comobile des WIMPs n'évolue plus. On peut estimer le moment du gel en égalant le taux d'annihilation avec le paramètre de Hubble ; on en déduit ensuite l'ordre de grandeur :

$$\Omega_{\text{WIMP}} \sim \frac{10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}$$

La densité relique est de l'ordre de l'unité si l'on prend, comme attendu pour des WIMPs, $\langle \sigma v \rangle \sim G_F^2 M_X^2$. C'est une coïncidence remarquable, au point qu'elle a été baptisée miracle WIMP. Néanmoins, en faisant des calculs précis dans le cadre de modèles explicites (en supersymétrie en particulier), on observe que la densité relique varie de plusieurs ordres de grandeur au-dessus ou en-dessous de l'unité [29], ce qu'illustre la Fig. 1.4.

1.3.2 Détection indirecte

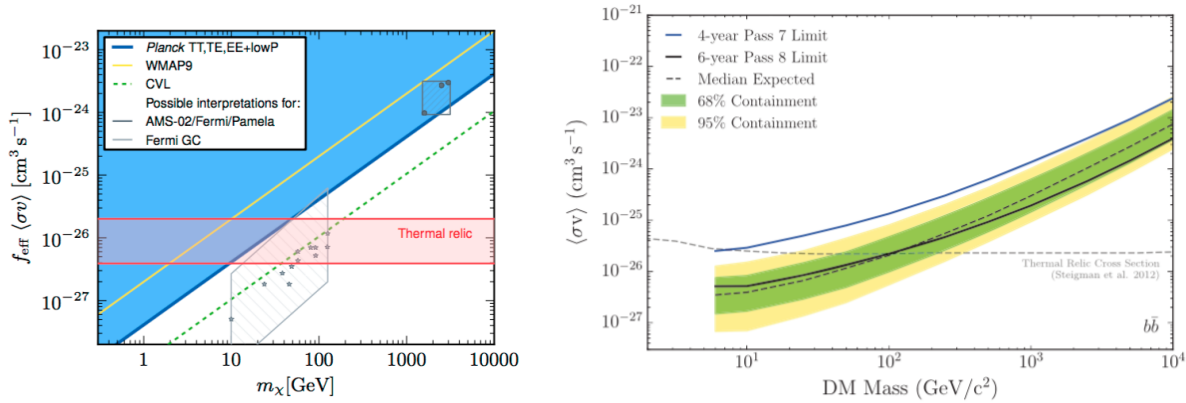


FIGURE 1.5 : Gauche : contrainte sur l'injection d'énergie par des WIMPs dans le plasma primordial par les mesures de CMB (Planck 2015 [5]). Les zones hachurées correspondent à d'hypothétiques signaux observés à bas redshift. Droite : contrainte sur le processus d'annihilation des WIMPs en paire $b\bar{b}$, obtenue en stackant des observations de galaxies naines (Fermi 2015 [30]).

Dans le cas spécifique des WIMPs thermiques, des contraintes fortes existent grâce aux observations astrophysiques. En effet la connaissance de Ω_c implique que l'on connaît aussi la section efficace d'annihilation totale $\langle \sigma v \rangle$. Etant donné que les WIMPs doivent s'annihiler in fine en des particules du modèle standard³, cela implique deux observations possibles :

- L'injection d'énergie par annihilation de WIMPs dans le plasma primordial doit légèrement modifier le degré d'ionisation de celui-ci, et donc modifier entre autres la polarisation du CMB de manière similaire à la réionisation. La Fig. 1.5 (gauche) illustre les contraintes correspondantes de Planck [5].

3. Nous laissons de côté ici les modèles de type matière noire solitaire (secluded DM)

- A bas redshift, l'annihilation de WIMPs doit générer un flux de particules de haute énergie au coeur des halos de matière noire. Un grand nombre de canaux de détection sont possibles, avec des détecteurs de photons, de neutrinos et de rayons cosmiques chargés exploitant diverses gammes d'énergies et diverses sources astrophysiques.

A l'heure actuelle, plusieurs observations sont au niveau de sensibilité proche de, ou excédant la section efficace thermique attendue, au moins pour des masses de WIMPs inférieures à quelques dizaines de GeV [30, 31]. Grâce au très faible contenu en baryons des galaxies naines, une des meilleures sensibilités est obtenue par la recherche d'un flux de photons au GeV dans la direction des galaxies satellites de la voie lactée, avec le satellite Fermi. La Fig. 1.5 (droite) illustre un des résultats dans ce canal.

Ces recherches par détection indirecte sont sujettes à nombreuses incertitudes, en particulier des éventuels fonds d'origine astrophysique ou la modélisation des profils de halo de matière noire. De nombreuses indications de signaux positifs ont été présentées mais aucune ne fait consensus. Mentionnons par exemple un léger excès de rayonnement gamma vers le GeV dans la direction du centre galactique, au-dessus d'un fond diffus particulièrement complexe à modéliser [32, 33, 34].

1.3.3 Détection directe des WIMPs

On a remarqué dès les années 80 [35] que si la matière noire est constituée de WIMPs de masse M_X , alors il pourrait être possible d'observer l'interaction de WIMPs du halo galactique avec les noyaux d'un détecteur terrestre. Par la cinématique, l'énergie typique déposée lors de l'interaction d'un WIMP de vitesse v avec une cible de masse M_N est

$$E_r \sim \frac{1}{2} M_X v^2 \times \frac{M_X M_N}{(M_X + M_N)^2}$$

Tant que la masse du WIMP est supérieure au GeV, la cinématique favorise les diffusions sur les noyaux au détriment de celles sur le cortège électronique. On cherchera donc des interactions de type recul nucléaire, similaires à celles induites par des neutrons de haute énergie. La vitesse de rotation galactique au voisinage du Soleil étant de l'ordre de 200 km/s, les énergies de recul des noyaux sont de l'ordre de 1 à 100 keV, mesurables par plusieurs techniques de détection de particules. Le taux d'interactions attendu est le produit du flux incident, relativement bien connu (la densité locale de matière noire est $\sim 0.3 - 0.4 \text{ GeV/cm}^3$), par la section efficace de diffusion qui est largement inconnue, variant de nombreux ordres de grandeur en fonction des modèles considérés. L'intégration sur la distribution en vitesse des WIMPs donne la formule générique suivante [36] :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\sigma(q)\rho_0}{2M_X\mu^2} g(E_r) \quad \text{où} \quad g(E_r) \equiv \int_{v>v_{\min}} \frac{f(v)}{v}$$

Ici $v_{\min} = \sqrt{M_X E_r / 2\mu^2}$ et $f(v)$ est la fonction de distribution des vitesses des WIMPs par rapport à l'observateur terrestre et $\mu = M_X M_N / (M_X + M_N)$. Si l'on prend pour $f(v)$ une distribution maxwellienne et que l'on considère un observateur au repos par rapport au halo de matière noire, le spectre prédit suit une loi exponentielle.

♠ *Cette caractéristique reste vraie dans tous les cas : le spectre attendu en énergie est proche d'une distribution exponentielle - avec éventuellement une coupure due au facteur de forme*

nucléaire. Il n'y a donc pas de structure spectrale fine et spécifique. L'intérêt de détecteurs ayant des "capacités spectroscopiques" comme les bolomètres reste donc modéré par rapport à des détecteurs liquides scintillants ou même des chambres à bulles qui ne peuvent pas mesurer l'énergie déposée événement par événement. Cela n'est pas le cas des recherches de double bêta sans neutrino, pour lesquelles l'issue d'une compétition entre diodes germanium, bolomètres et liquides scintillants reste encore ouverte.

Un calcul plus précis du spectre prend en compte le mouvement de la Terre (mouvement de rotation du Soleil dans le plan galactique, et rotation de la Terre autour du Soleil). D'autre part, si le système est suffisamment virialisé, la distribution en vitesse des WIMPs dans le référentiel du halo peut être correctement décrite par une loi de Maxwell, mais il faut tout de même introduire une coupure dans cette loi lorsque la vitesse dépasse la vitesse d'échappement gravitationnel $v_{\text{esc}} \sim 540$ km/s. Cette distribution s'écrira donc :

$$f_0(\mathbf{v}) = \frac{1}{N_{\text{esc}}} \left(\frac{3}{2\pi\sigma^2} \right)^{3/2} e^{-3v^2/2\sigma^2} \quad \text{pour } v < v_{\text{esc}}$$

Ici, la dispersion thermique σ est reliée à la vitesse de rotation circulaire $v_0 \simeq 220$ km/s via le viriel, $v_0 = \sqrt{2/3}\sigma$. Avec $z = v_{\text{esc}}/v_0$, la normalisation est $N_{\text{esc}} = \text{erf}(z) - 2ze^{-z^2}/\sqrt{\pi}$.

Avec ces paramètres, la formule exacte donnant l'intégrale $g(E, t)$, déjà connue et appliquée par DAMA en 1996 [37], est donnée dans [38]. Avec $x = v_{\text{min}}/v_0$ et $y = v_{\text{obs}}/v_0$, on a :

$$g(E_r, t) = \begin{cases} 1/v_0 y & z < y, x < |y - z| \\ 1/(2N_{\text{esc}}v_0 y) [\text{erf}(x + y) - \text{erf}(x - y) - 4ye^{-z^2}/\sqrt{\pi}] & z > y, x < |y - z| \\ 1/(2N_{\text{esc}}v_0 y) [\text{erf}(z) - \text{erf}(x - y) - 2(y + z - x)e^{-z^2}/\sqrt{\pi}] & |y - z| < x < y + z \\ 0 & y + z < x \end{cases} \quad (1.1)$$

La rotation de la Terre autour du Soleil implique nécessairement une modulation annuelle de ce signal.

Au-delà de cette paramétrisation standard, il est possible que des structures non virialisées dans le halo de matière noire modifient ce résultat. Certaines simulations numériques ont en effet mis en évidence l'existence d'un disque de matière noire, coplanaire avec le disque galactique, en plus du halo. Il y a aussi des courants essentiellement monocinétiques de matière noire, en provenance de structures récemment accrétées dans le halo [38]. L'impact de telles structures sur $g(E_r)$ a été étudié par plusieurs équipes, et il semble d'après les simulations numériques actuelles qu'elles sont sous-dominantes [39].

♠ *L'utilisation de valeurs conventionnelles pour v_0 , v_{esc} , ρ_0 ,... permet surtout de comparer les résultats des différentes équipes. Par exemple, on utilise toujours $\rho_0 = 0.3$ alors que certaines mesures favorisent $\rho_0 \sim 0.4$ GeV/cm³ [40]. Seule exception, suite aux mesures du survey RAVE, le paramètre v_{esc} a été modifié dans les analyses des expériences vers 2008, passant de 650 à 544 km/s [41].*

En cas de signal, une expérience de détection directe permettrait donc d'estimer le couplage du WIMP au noyau atomique à basse énergie, mais, tout aussi intéressant, elle pourrait contraindre la distribution locale en vitesses du halo, via l'intégrale $g(v_{\text{min}})$. Avec des données de qualité suffisante (statistique, seuil en énergie bas) on pourrait mesurer g sans a priori sur le

halo [42, 43]. Une illustration de cette méthode "halo-indépendante" est présentée en Fig. 1.6, dans l'hypothèse d'un signal de WIMP mesuré simultanément sur plusieurs noyaux-cible.

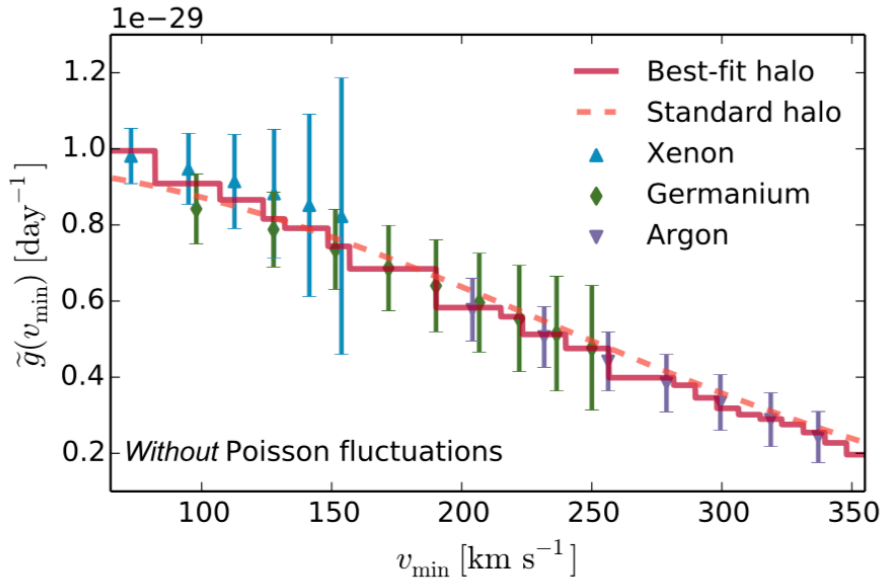


FIGURE 1.6 : Prospective illustrant la reconstruction de l'intégrale des vitesses $g(v_{\min})$ du halo, dans l'hypothèse d'une mesure simultanée avec plusieurs noyaux-cible [44]. Ce plot met en évidence la complémentarité des différentes expériences qui sondent des vitesses de WIMPs différentes en fonction de la masse A de leur noyau-cible et de leur seuil en énergie.

Les expériences de détection directe ne peuvent pas accéder à la composante à basse vitesse de la distribution des WIMPs ($v \lesssim 100 \text{ km/s}$). De manière intéressante les expériences de neutrinos (comme IceCube ou SuperKamiokande) peuvent mesurer un signal d'annihilation de WIMPs qui auraient été auparavant capturés par le Soleil. Cette capture ayant lieu préférentiellement aux faibles vitesses, le signal potentiel de ces WIMPs solaires compléterait naturellement la reconstruction des vitesses du halo [45].

Laissant de côté ces perspectives optimistes, il n'y a à l'heure actuelle aucune indication confirmée de signal WIMP par détection directe. La Fig. 1.7 illustre les meilleures contraintes début mai 2018 dans le canal dit spin-indépendant, ayant a priori la meilleure sensibilité. Pour interpréter ces contraintes, il est nécessaire de spécifier quelle est la nature du WIMP (scalaire, fermion de Dirac ou de Majorana), et surtout quels sont les médiateurs de son interaction avec les nucléons. Le schéma le plus simple, impliquant un couplage direct au boson Z, a été exclu depuis longtemps. Les contraintes actuelles sont pertinentes dans le cas d'un couplage via le scalaire de Higgs. Enfin, dans le cas où le médiateur est une particule supersymétrique, de type squark ou gluino, les contraintes du LHC imposent maintenant des masses très élevées pour ces médiateurs, et donc aussi des sections efficaces faibles, pouvant être inférieures à $\sim 10^{-47} \text{ cm}^2$.

Pour conclure, on peut objectivement dire que le paradigme particulièrement attractif du WIMP thermique associé à de nouveaux phénomènes électrofaibles est maintenant très contraint. Des scénarios relativement proches de ce paradigme restent néanmoins possibles, pour lesquels la matière noire est encore constituée de particules type "WIMPs" mais n'ayant pas toutes les propriétés décrites précédemment. On peut essayer de les classer ainsi :

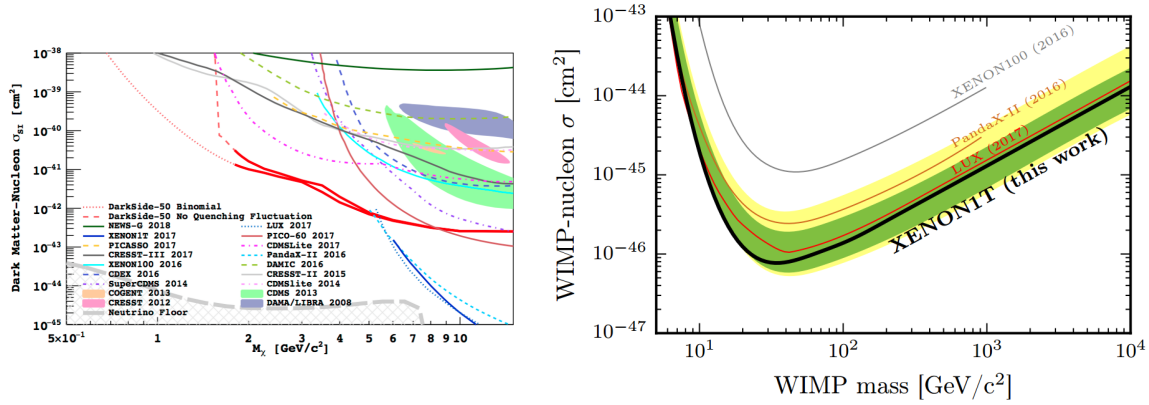


FIGURE 1.7 : Contraintes récentes sur la section efficace spin-indépendante WIMP-nucléon, en supposant le modèle de halo standard. Gauche : WIMPs de basse masse, analyse "S2-only" de DarkSide-50 [46]. Droite : WIMPs massifs, premiers résultats de XENON1t [47].

- Les "WIMPs" sont légers, de masse $M_X \sim 1$ GeV. Un cadre théorique pour ce scénario est la matière noire asymétrique. Dans ce cas, les canaux de détection indirecte sont peu contraignants car le mécanisme de gel thermique usuel ne s'applique pas. Les perspectives de détection directe, en particulier avec des détecteurs du type de ceux d'EDELWEISS, sont par contre très bonnes [48].
- La masse des WIMPs est $M_X \gtrsim 100$ GeV, mais les autres particules supersymétriques sont beaucoup plus lourdes, ce qui permet d'échapper aux limites du LHC et de détection directe. Pour rester compatible avec la densité relicque thermique il faut néanmoins des mécanismes spécifiques d'annihilation, par exemple via une résonance, qui rendent ce scénario peu naturel. Les expériences de détection directe peuvent en principe explorer des sections efficaces de diffusion jusqu'au niveau d'un bruit de fond irréductible, produit par la diffusion de neutrinos [49].
- L'échelle de "nouvelle physique", et donc la masse des WIMPs, est dans la gamme de TeV au PeV et n'est pas spécifiquement liée à l'interaction électrofaible. Les contraintes dans ce scénario sont alors faibles et devraient être améliorées par les futurs détecteurs au xénon et à l'argon, ainsi que par CTA [50] et IceCube.

Chapitre 2

Détection directe de WIMPs avec EDELWEISS

Dans ce chapitre, nous survolons brièvement les technologies développées pour la détection directe de WIMPs typiquement supersymétriques, de masse ~ 100 GeV. Nous présentons plus précisément l'expérience EDELWEISS, ses développements historiques et ses résultats pour les WIMPs d'une telle masse.

2.1 Les techniques de détection directe

Nous avons précisé au chapitre précédent les caractéristiques du signal de diffusion des WIMPs galactiques dans un détecteur : il s'agit de reculs nucléaires, d'énergie typique du keV à quelques dizaine de keV en fonction des masses du WIMP et du noyau cible. Ceci appelle le "cahier des charges" technologique suivant :

- Il faut une infrastructure visant à réduire les bruits de fond radioactifs, et qui fournisse les servitudes expérimentales nécessaires (cryogénie, électronique...). Pour l'essentiel de l'espace des paramètres des WIMPs, il est indispensable d'installer cette infrastructure en site souterrain afin de réduire l'intensité des fonds induits par le rayonnement cosmique.
- Il faut aussi et surtout une technologie spécifique de détecteur sensible aux reculs nucléaires de basse énergie, et capable autant que faire se peut de les identifier.

Au cours des dernières décennies, la détection directe des WIMPs a ainsi fourni une extraordinaire opportunité pour développer des activités de R&D détecteur. Il est remarquable de voir que, dans la zoologie des expériences de recherche de WIMPs, la plupart des grandes catégories de détecteurs de radiations sont représentées : diodes au germanium, cristaux scintillants, scintillateurs liquides, TPC liquides et gazeuses, chambres à bulles, et bien sûr les bolomètres cryogéniques.

De façon tout aussi remarquable, on observe que pour la recherche de WIMPs dite spin-indépendante, la technologie la plus sensible a régulièrement changé, environ tous les 5 – 10 ans.

1. Les premières recherches ont été effectuées avec des détecteurs semi-conducteurs, précédemment développés dans un autre autre contexte scientifique.
-

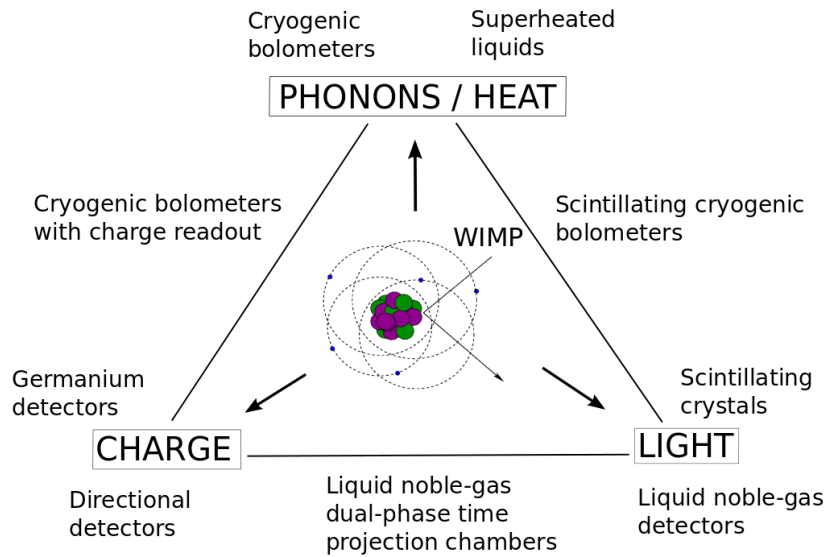


FIGURE 2.1 : Classification usuelle des technologies de détection directe, en fonction des signaux mesurés. D'après T. Marrodan [51]

2. Dans les années 1990, l'exploitation de scintillateurs solides tels que le NaI(Tl) a apporté l'espoir d'améliorer les sensibilités grâce à une possible discrimination entre reculs électroniques et nucléaires basée sur la forme des pulses enregistrés [52]. Cette possibilité restera marginale, quoique exploitée il y a une dizaine d'année par l'expérience KIMS [53] avec du CsI(Tl). C'est à cette époque, en 1996, qu'est apparu le signal persistant mais controversé de modulation annuelle de l'expérience DAMA [54].
3. L'aboutissement à la fin des années 1990 des R&D portant sur des détecteurs bolométriques à double lecture phonon-ionisation (EDELWEISS, CDMS) ou phonon-scintillation (CRESST) a permis de parvenir à une discrimination totale des reculs électroniques "événement par événement", et ainsi à une large suppression des bruits de fond γ . Cette nouvelle technologie a ainsi permis au cours des années 2000 d'importants gains en sensibilité [55, 56].
4. La technique spécifique des TPC à double phase au xénon liquide a été développée un peu plus tardivement. Par rapport aux bolomètres, elle compense sa moindre réjection des reculs électroniques par une fiducialisation, une radiopureté et un effet d'autoblin-dage redoutables, d'autant plus efficaces que le détecteur est massif. Les expériences basées sur cette technologie ont donc clairement pris l'avantage dès 2010 [57], et restent en 2018 les leaders pour les WIMPs de masse supérieure à 6 – 10 GeV [47, 58]. Néanmoins, les derniers résultats de LUX et de XENON1t, quoique remarquables, sembleraient indiquer que la sensibilité de cette technologie pourrait bientôt saturer à cause du bruit de fond des reculs électroniques.
5. Les grands détecteurs à l'argon liquide ont longtemps été annoncés. Les résultats des expériences DEAP [59] et surtout DarkSide [46], quoique peu compétitifs à ce stade avec les xénon, semblent enfin prometteurs. Par rapport aux TPC au xénon, ces détecteurs doivent faire face au bruit de fond radioactif intense de la désintégration bêta de l' ^{39}Ar , mais ils disposent d'une capacité de distinction entre reculs électroniques et nucléaires

par analyse de forme de pulse extrêmement efficace. Si la loi empirique du "changement technologique tous les 5-10 ans" doit se vérifier, les détecteurs à l'argon pourraient alors fournir les sensibilités ultimes pour les WIMPs de haute masse...

Il existe aussi des canaux dits spin-dépendants, pour lesquels la section efficace de diffusion WIMP-noyau dépend du spin de la cible. C'est par exemple le cas lorsque le lagrangien effectif de basse énergie couplant le WIMP X à un quark q est de la forme $\mathcal{L} \sim (\bar{X}\gamma_\mu\gamma_5 X)(\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5 q)$. Le potentiel de découverte de ces canaux est considéré comme moindre que celui du spin-indépendant, car dans ce dernier la section efficace bénéficie à bas transfert d'impulsion d'une dépendance en A^2 , où A est la masse du noyau-cible, liée à la cohérence du processus de diffusion sur tous les nucléons constituants.

1. Pour le couplage spin-dépendant WIMP-neutron, c'est encore la technologie xénon qui est actuellement la plus sensible [60].
2. Pour le couplage spin-dépendant WIMP-proton, le xénon n'a pas d'isotope approprié et il se trouve que les détecteurs les plus sensibles à l'heure actuelle sont des chambres à bulle améliorées [61].

2.2 L'expérience EDELWEISS

L'expérience EDELWEISS est issue de R&D initiées au début des années 1990 par des groupes français à Paris (IAP et Collège de France), Orsay, Saclay et Lyon [62, 63]. Elle a obtenu dans les années 2000 des résultats importants, contraignant en particulier l'interprétation des signaux de DAMA. Depuis quelques années, comme les autres expériences bolométriques elle s'est réorientée vers la recherche de WIMPs dits légers, de masse inférieure à 5 – 10 GeV.

Les prises de données de physique, ainsi d'ailleurs que bon nombre de runs de commissioning et de validation des performances détecteurs¹, ont lieu au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Cette infrastructure a été construite vers 1980 lors du creusement du tunnel du Fréjus, pour le besoin des expériences de durée de vie du proton ; elle permet de bénéficier d'un flux très réduit de muons cosmiques, environ $5 \mu\text{m}^2/\text{jour}$ [64]. Au LSM, une première infrastructure dédiée au projet EDELWEISS a été utilisée jusqu'en 2003. Une installation beaucoup plus lourde a ensuite été construite vers 2004 – 2006, permettant d'accueillir une masse de détecteurs de l'ordre de 50-100 kg (au lieu d'environ un kg), et équipée de blindages plus conséquents. Cette infrastructure a largement évolué au fil des ans, qu'il s'agisse de la cryogénie, des blindages ou de l'électronique de lecture. Elle est décrite, dans son état de 2017, dans [65]. Elle accueille maintenant aussi un nombre croissant de détecteurs du projet LUMINEU/CUPID-Mo de recherche de double beta sans neutrino [66].

Les détecteurs d'EDELWEISS sont des cristaux ultrapurs de germanium, équipés et refroidis de manière à pouvoir mesurer d'une part les phonons générés par un faible dépôt d'énergie, et d'autre part, dans la plupart des cas, un signal d'ionisation correspondant. La lecture des phonons est assurée par un (ou des) senseur(s) thermique(s) dits Ge-NTD : de fins parallélépipèdes de Germanium dopés grâce à une exposition à un flux de neutrons intense, collés sur la surface du détecteur. A basse température, les NTDs ont une résistance variant rapidement avec la température de sorte qu'à un point d'opération de 20 mK, ils sont sensibles à des élévations de température de l'ordre du μK . D'autres senseurs de phonons ont fait l'objet de

1. La frontière entre les deux est souvent ténue.

développements dans EDELWEISS, en particulier les films de Niobium-Silicium à transition supraconductrice [67], plus sensibles aux phonons rapides. A l'heure actuelle, des travaux de R&D visant à optimiser les Ge-NTD et les NbSi sont toujours en cours, afin d'améliorer la sensibilité aux WIMPs de plus basse masse.

L'application d'un champ électrique à l'intérieur du détecteur, et la collecte des charges transportées par ce champ, sont assurées par un jeu d'électrodes dont la conception a largement évolué au fil des ans. Il s'agit d'un mode de détection analogue à celui des diodes germanium utilisées couramment en physique nucléaire, mais la spécificité est ici que les tensions appliquées ne dépassent typiquement pas la dizaine de Volts. Cela est lié aux conditions d'opération bolométrique du détecteur - comme cela apparaîtra clairement en section suivante.

De ces basses tensions de collecte découlent plusieurs difficultés qui ont constitué le coeur de nombreuses R&D depuis le début des développements des détecteurs EDELWEISS au germanium. De manière schématique, les tensions appliquées sont tout juste suffisantes pour faire dériver les charges produites lors d'une interaction jusqu'aux électrodes. Par exemple, en présence d'un fond de rayonnement infrarouge, ou bien sous l'effet de radiations gamma, les performances de collecte de charge se dégradent progressivement à cause de la formation de charges d'espace dans le cristal, qui jouent le rôle de pièges et empêchent la dérive des charges produites ponctuellement jusqu'aux électrodes. Il faut donc procéder régulièrement à une opération dite de "régénération" pour neutraliser ces pièges. Les impuretés peuvent aussi constituer des pièges dans le détecteur, d'où la nécessité d'utiliser des cristaux de pureté suffisante.

Plus critique encore, la collecte de charges produites près des surfaces est incomplète, et essentiellement incontrôlée [68]. Elle dépend alors fortement du traitement exact qui a été appliqué aux surfaces. Or les contaminations radioactives associées à la chaîne du radon génèrent de nombreuses interactions de basse énergie (radioactivités beta, reculs de noyaux de plomb) au voisinage immédiat de la surface (de quelques nm à quelques μm). Une grande partie des rayons gammas de basse énergie d'origine externe interagit aussi près de la surface (profondeur d'interaction \sim mm). La résolution de ce problème a été l'objet de l'essentiel des activités de développement de détecteurs entre la fin des années 90 et la fin des années 2000. D'une part, un traitement de surface approprié (introduction d'une sous-couche de Germanium amorphe) a permis d'améliorer largement la collecte de charge, au moins pour les interactions raisonnablement profondes, ie. les gammas. D'autre part, diverses approches ont été testées pour identifier de manière active les interactions ayant lieu à l'intérieur du volume. Mentionnons l'utilisation de films de NbSi à la place du senseur thermique Ge-NTD, la mesure résolue en temps de la montée du signal de charge, et l'introduction d'un schéma d'électrodes en anneaux, dit interdigité ("ID"), selon un concept similaire aux grilles de Fritsch. C'est cette dernière solution qui s'est révélée la plus aboutie et a été exploitée depuis 2008 [69].

2.3 Recherches de WIMPs de haute masse avec EDELWEISS

Nous présentons ici un aperçu historique sur les recherches de WIMPs maintenant nommés "de haute masse" dans le canal spin-indépendant, pour lesquels $M_X \sim 50 - 500$ GeV. Il s'agissait de l'objectif principal de l'expérience lors des premières années de mon travail au CEA, et même jusqu'à environ 2015. Nous en profiterons pour ainsi illustrer les principes de base pour l'exploitation des données de ces détecteurs, et l'évolution des performances des bolomètres.

Tous les détecteurs utilisés par EDELWEISS pour des recherches de WIMPs publiées entre 2000 et 2017 sont des bolomètres en Germanium, dont la masse varie entre quelques dizaines et 800 grammes, équipés d'un ou deux senseur(s) Ge-NTD, et d'un jeu d'électrodes dont la configuration a évolué.

2.3.1 Description des signaux

Ionisation

Le signal d'ionisation lu sur une électrode, ou un ensemble d'électrodes connectées entre elles, est directement proportionnel à la charge induite sur cette (ces) électrodes par la dérive des électrons et des trous produits dans le cristal lors de l'interaction². La propagation des charges dans le cristal étant lente (devant c), la charge induite au niveau des électrodes se calcule par application des lois de l'électrostatique, en utilisant le théorème de Shockley-Ramo. En fonction de la configuration des électrodes, et donc de la géométrie du champ électrique, les trajectoires des charges dans le cristal sont complexes à modéliser. D'une part elles ne suivent pas forcément les lignes de champ électrique à cause de l'anisotropie de la structure de bandes du semi-conducteur, et des faibles champs appliqués [70] ; cela est particulièrement vrai pour les électrons. D'autre part, les phénomènes de piégeage déjà mentionnés font que certaines charges ne vont pas atteindre les électrodes [71]. L'électronique de lecture "lente" (typiquement 100 kHz) utilisée pour les recherches de WIMPs est telle que le temps d'échantillonnage est plus grand que le temps de propagation des charges. Ainsi, le signal lu par une électrode n'est lié qu'à la charge nette effectivement collectée après dérive.

On calibre les signaux en utilisant des interactions produites par une source radioactive. On sélectionne des reculs électroniques d'énergie E donnée (raie spectrale), dans une zone du détecteur telle que l'ensemble des électrons, ou des trous, produits lors de l'interaction soit collectés dans l'électrode considérée. L'amplitude lue est alors proportionnelle au nombre de ces électrons, ou trous, qui vaut E/ϵ_{ER} . Ici $\epsilon_{ER} \simeq 3.0$ eV, une propriété du Germanium, est l'énergie moyenne nécessaire à un recul d'électron afin de créer une paire électron-trou. Les signaux d'ionisation sont ainsi calibrés en énergie, dont le sens physique n'est valable que lorsque l'interaction considérée est un recul électronique dans une région spécifique du détecteur. La prise en compte du piégeage des charges est décrite dans [71].

Phonons

Pour les senseurs Ge-NTD, on peut considérer que le signal chaleur est lié à l'élévation globale de température du cristal³. C'est la somme de deux effets :

- D'une part l'augmentation de température directement liée au dépôt initial d'énergie, $\Delta T = E/C$ où C est la capacité thermique du détecteur.
- D'autre part, le travail du champ électrique imposé par les électrodes lors de la dérive des charges, qui génère des phonons supplémentaires : c'est l'effet Luke.

La première composante permet d'obtenir une mesure réellement bolométrique de l'énergie déposée, quelle que soit son origine. Le signal généré par l'effet Luke, lui, est lié à la propagation des charges, et comme le signal ionisation il dépend de la nature de l'interaction et de sa position.

2. Il y a en plus des effets de saturation et de diaphonie au niveau de la chaîne de lecture électronique, que nous ne discutons pas ici.

3. Ce lien inclut des non-linéarités que l'on corrige en exploitant la linéarité de la réponse en ionisation.

Les signaux chaleurs sont calibrés avec des reculs électroniques dont les charges sont collectées par les électrodes "principales" du détecteur, ie. les électrodes dites "centre" ou "fiducielles". Toujours en négligeant le piégeage, l'énergie déposée par effet Luke est simplement le produit du nombre de trous (ou d'électrons) créés par la différence de potentiel appliquée, ie. $V \times E/\epsilon_{\text{ER}}$. L'amplitude du signal chaleur total dépend donc de $E(1 + V/\epsilon_{\text{ER}})$. Après calibration, on obtient donc un estimateur d'énergie noté E_c , qui ne représente réellement l'énergie déposée que pour des reculs électroniques ayant lieu dans la région fiducielle du détecteur.

- Pour des interactions fiducielles mais produisant un recul nucléaire (WIMPs, neutrons ou diffusion cohérente de neutrinos), le rendement d'ionisation du Germanium est atténué, avec un coefficient $\epsilon_{\text{NR}} \simeq 12$ eV. Par rapport au même dépôt d'énergie produit par un recul électronique, les signaux ionisation, mais aussi de phonons sont plus faibles.
- Un recul électronique dont certaines des charges associées ne sont pas collectées par les électrodes "principales" générera aussi, via l'effet Luke, un signal chaleur plus faible que son équivalent fiduciel, car en général ce sont les électrodes "principales" qui sont aux potentiels les plus élevés.
- Enfin le même effet aura lieu si une partie des charges produites par une interaction n'est collectée par aucune électrode (cas des événements de surface ou des interactions ayant lieu au voisinage du bord du détecteur).

Dans le cas où toutes les charges qui sont dérivées dans le cristal sont effectivement collectées par des électrodes instrumentées, on peut reconstruire l'énergie déposée initialement de manière indépendante de la nature et de la position de l'interaction. Il suffit pour cela de partir du signal chaleur calibré E_c et de corriger l'effet Luke grâce à l'ensemble des signaux ionisation (calibrés) E_i pour lesquels les potentiels associés V_i sont connus :

$$E_R = \left(1 + \frac{V}{\epsilon_{\text{ER}}}\right) E_c - \sum_i E_i \frac{V_i}{\epsilon_{\text{ER}}}$$

Cet estimateur est appelé "énergie de recul". Un rendement d'ionisation, noté Q , peut aussi être déduit, en faisant le rapport de l'énergie d'ionisation totale mesurée par E_R . Pour les reculs électroniques fiduciels on a par définition $Q = 1$. Les calibrations avec des sources de neutrons ont permis d'établir la paramétrisation suivante pour les reculs nucléaires :

$$Q_{\text{NR}} = 0.16 \times E_R^{0.18}$$

Cette paramétrisation a été obtenue d'abord avec les détecteurs d'EDELWEISS-I mais a été confirmée avec les détecteurs de générations successives (voir par exemple la calibration présentée dans [72]), et est en accord raisonnable avec la théorie de Lindhard.

2.3.2 Recherches de WIMPs

Pour des WIMPs de haute masse, la stratégie de recherche de diffusions de WIMPs est la suivante. Les énergies associées à une large fraction des interactions dues aux WIMPs sont telles que le rapport signal sur bruit de l'ensemble des signaux induits est élevé (typiquement $E \gtrsim 10 - 40$ keV). On peut alors reconstruire pour ces événements l'énergie de l'interaction E_R et le rendement d'ionisation associé, avec suffisamment de précision pour discriminer événement par événement $Q \sim 1$ de $Q \sim 0.3$. Parmi les interactions enregistrées, on sélectionne celles

dités fiducielles dont les charges sont collectées intégralement par les électrodes "principales"⁴, afin de rejeter des bruits de fond produits dans des régions mal contrôlées du détecteur. On ne garde ensuite comme candidats WIMPs que les événements pour lesquels l'énergie de recul est compatible avec un signal WIMP, et surtout le rendement d'ionisation compatible avec celui d'un recul nucléaire : cela permet de rejeter le bruit de fond des interactions de gamma ayant lieu dans le volume fiduciel.

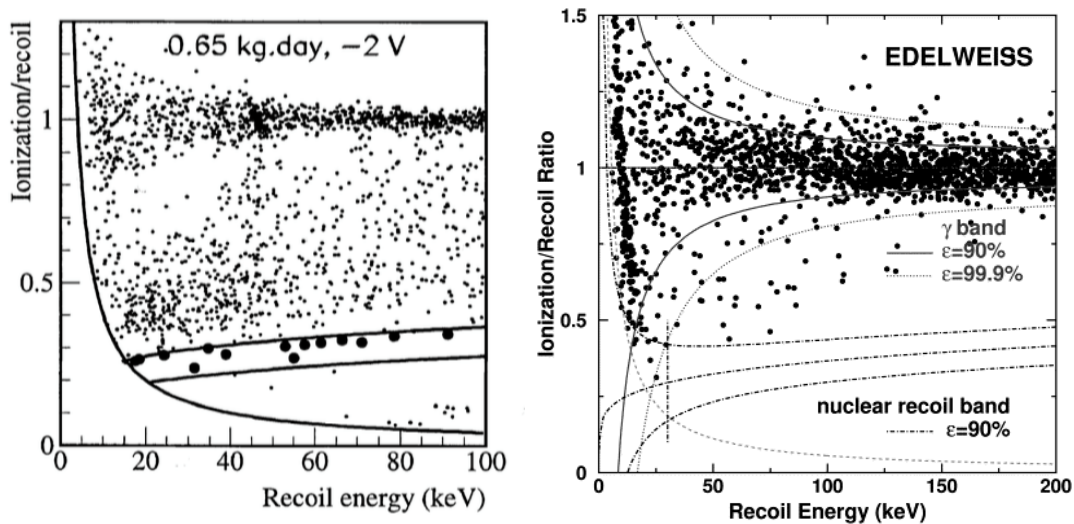


FIGURE 2.2 : Première recherche WIMPs menées par EDELWEISS vers l'an 2000. Gauche : détecteur de 70 g à deux électrodes [73]. Droite : détecteur de 300 g avec anneau de garde [74].

Les Fig. 2.2 et 2.3 illustrent les distributions dans le plan (E_R, Q) des interactions enregistrées lors des recherches de WIMPs avec des détecteurs dont la géométrie des électrodes était planaire. Avec ce schéma, les interactions de surface (radioactivité beta en particulier) sont incluses dans le volume fiduciel. La Fig. 2.2 (gauche) correspond à une exposition de fond de 0.65 kg-jours avec un détecteur de 70 g. On identifie les reculs électroniques avec un rendement d'ionisation de 1, ainsi qu'une large population d'événements associés à des betas de surface, avec un rendement d'ionisation autour de 0.4. On observe aussi une intense raie gamma de ^{210}Pb à 46 keV, associée aux rayons betas. Les événements de surface contaminent largement la zone des reculs nucléaires.

♠ *En fait, ce diagramme ressemble assez à celui qu'on peut obtenir avec les détecteurs FID800, mais en sélectionnant uniquement les événements de surface...*

Un procédé d'implantation différent des électrodes, l'introduction d'électrodes de garde ainsi qu'une diminution du bruit de fond radioactif de surface ont permis d'obtenir le diagramme de la Fig. 2.2 (droite), correspondant à une exposition de 5 kg-jours avec un détecteur de 300 g environ. Le fond dominant de reculs électroniques dans la zone fiducielle est maintenant majoritairement constitué d'un fond Compton et de raies d'activation cosmogénique bien visibles vers 10 keV. Il reste un nombre assez important d'événement avec un rendement d'ionisation dégradé, encore associés à des interactions proches des surfaces.

L'introduction d'une sous-couche amorphe entre le cristal et les électrodes a permis d'améliorer grandement le rendement de collecte des interactions proches de la surface, aboutissant à

4. Les électrodes centre dans les détecteurs planaires, ou celles notées souvent B/D dans les (F)ID.

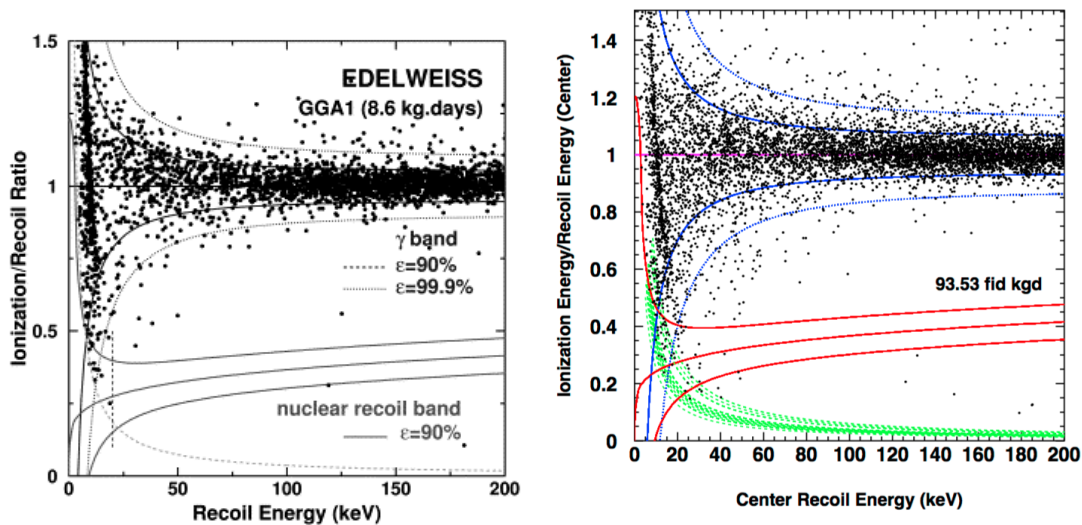


FIGURE 2.3 : Recherches de WIMPs avec des détecteurs Ge-NTD à électrodes planaires. Gauche : données d'un détecteur, prise de données EDELWEISS-I (2002) [75]. Droite : combinaison de 11 détecteurs, EDELWEISS-II [76].

la recherche de WIMPs de la Fig. 2.3 (gauche) qui a fourni à l'époque la meilleure limite mondiale. Il restait néanmoins une queue de distribution d'événements à rendement d'ionisation dégradé, associée aux événements de surface, qui a constitué l'ultime limite en terme de sensibilité aux WIMPs de cette génération de détecteurs. Au début de l'expérience EDELWEISS-II, une exposition importante proche de 100 kg-jours a été obtenue avec ces mêmes détecteurs sans réjection active du fond β . Les données correspondantes sont montrées Fig. 2.3 (droite). Un léger gain en sensibilité a été obtenu grâce à la compréhension et à la diminution du taux des événements de surface.

Le développement d'un schéma d'électrodes interdigitées, avec les détecteurs ID, a permis à partir de 2008 d'améliorer fortement le potentiel technologique des bolomètres pour la recherche de WIMPs. Dans ces détecteurs, la configuration du champ électrique est telle que les électrodes dites veto ne collectent de signal que lors d'un dépôt de charge proche de la surface. Sur la base des signaux ionisation enregistrés, on peut donc définir un volume fiduciel qui exclut l'ensemble des surfaces des détecteurs⁵, et rejeter tous les événements associés à la radioactivité de surface. Les performances de ces détecteurs ont été démontrées en particulier grâce à des calibrations avec des sources de ^{210}Pb [69]. Les données collectées avec 384 kg-jours d'exposition de fond des détecteurs ID de 400 g [72], de première génération, sont illustrées en Fig. 2.4 (gauche). Le gain par rapport à la génération précédente est net. Une population résiduelle reste probablement associée à des γ déposant partiellement leur énergie hors du volume fiduciel.

Dans la phase EDELWEISS-III, les détecteurs ID-400g ont été remplacés par des détecteurs dits FID de 800 g. Ces détecteurs possèdent des électrodes segmentées y compris sur les surfaces latérales : il n'y a plus d'anneau de garde. De grosses difficultés techniques ont émaillé la réalisation de ces détecteurs, essentiellement liées à l'existence de courants de fuite entre les électrodes. Ces difficultés surpassées, les détecteurs FID800 ont permis de quadrupler la masse fiducielle par rapport aux ID400 (masse des détecteurs et gain de la zone de garde) et d'amé-

5. L'épaisseur de la "peau" non-fiducielle est de l'ordre de grandeur de l'espacement entre les électrodes (\sim mm).

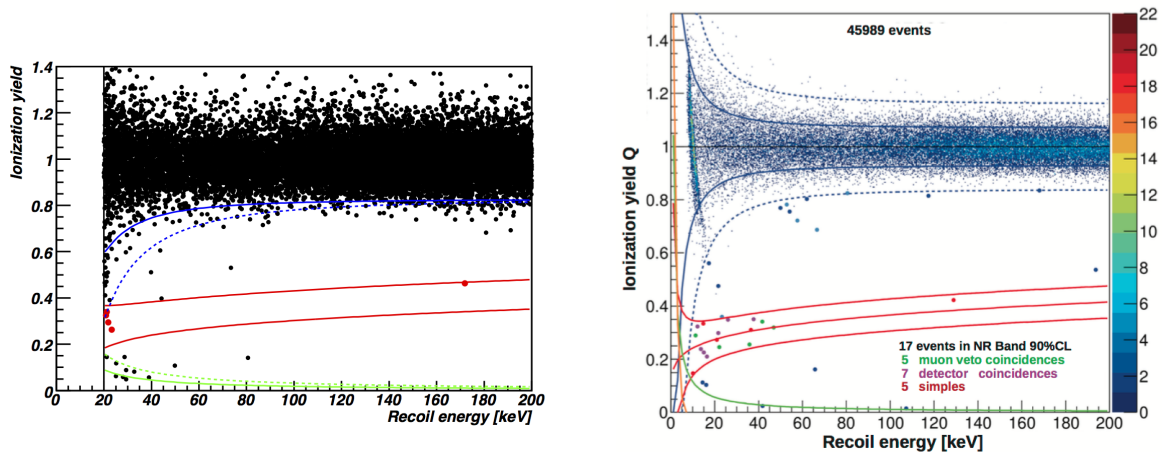


FIGURE 2.4 : Recherches de WIMPs avec des détecteurs à électrodes interdigitées. Gauche : EDELWEISS-II, dix détecteurs ID de 400 grammes [72], exposition fiducielle de 384 kg-jours. Droite : EDELWEISS-III, 17 détecteurs FID de 800 grammes [77], exposition fiducielle de 772 kg-jours.

liorer significativement la réjection des rayons γ . Les performances des détecteurs sont décrites en détail dans [65]. Le résultat d'une exposition nette de 772 kg-jours de fond est représenté en Fig. 2.4. On voit alors que la zone des reculs nucléaires fiduciels est occupée par une population d'événements. Une fraction d'entre eux sont des événements en coïncidence entre plusieurs détecteurs, ce qui indique qu'il s'agit de neutrons associés à une probable contamination radioactive locale.

La Fig. 2.5 illustre l'évolution des limites publiée par la collaboration au fil des ans. Au bout de nombreux développements techniques, le détecteur FID semble bien à même de former la brique de base pour une expérience de recherche de WIMPs massifs à l'échelle de la tonne.

♠ *Les détecteurs ID ont été inspirés par un premier développement de R&D de CDMS. Cette technologie iZIP a ensuite été réellement développée suite au succès des ID. Elle est et sera employée dans SuperCDMS. Les FID sont largement compétitifs par rapport aux iZIP, en particulier en terme de contrôle des bruits de fond beta et gamma. Les iZIP disposent, grâce à leurs senseurs de phonons, d'une discrimination supplémentaire des bruits de fond. Mais le schéma spécifique d'électrodes des FID permet de lire l'intégralité des dépôts de charge et donc de mesurer de façon plus complète les signaux d'ionisation pour toutes les populations d'événements, ce qui n'est pas toujours le cas pour les iZIP.*

La saturation en sensibilité d'EDELWEISS-III par rapport à EDELWEISS-II, pour les WIMPs de haute masse, semble due uniquement à la présence d'un bruit de fond de neutrons. Cela n'invalide donc aucunement le design des FID. Cette mauvaise surprise illustre néanmoins une difficulté intrinsèque pour une expérience bolométrique à l'échelle de la tonne : en multipliant les détecteurs, leurs câblages, et leurs supports, sans mécanisme d'autoblindage comme celui des TPC au xénon, il est plus difficile d'obtenir le bas bruit de fond de neutrons requis. En tout état de cause, l'arrivée des technologies au xénon a rendu largement obsolète cette "course à la masse" pour notre technologie...

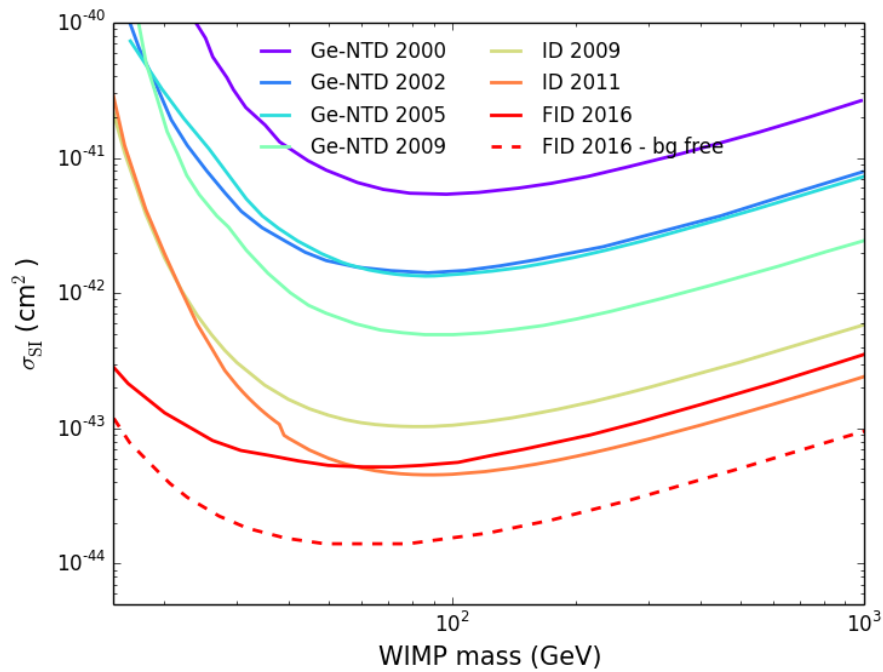


FIGURE 2.5 : Résumé des limites publiées par EDELWEISS sur les WIMPs de haute masse, entre 2000 et 2016 [74, 75, 78, 76, 79, 72, 77]. Comme la sensibilité de la dernière limite (FID2016) est fortement limitée par un bruit de fond de neutrons, la sensibilité qui aurait été obtenue en l'absence de fond est représentée en pointillés.

Chapitre 3

Une recherche de WIMPs de basses masses avec EDELWEISS-III

Nous allons maintenant discuter de l'exploitation des bolomètres d'EDELWEISS-III pour la recherche de WIMPs dits "de basse masse", plus précisément ici de masse inférieure à $\sim 10 - 20$ GeV. Une recherche dédiée, non décrite dans ce mémoire, avait déjà été menée à l'aide des données d'EDELWEISS-II [80]. Nous allons ici présenter la recherche publiée plus récemment [81], basée sur les données d'EDELWEISS-III. Une partie de cette étude a été l'objet de la thèse de Thibault de Boissière, et il est à noter qu'une analyse plus "avancée", c'est-à-dire non aveugle et exploitant une soustraction effective des bruits de fond¹, a été menée par Lukas Hehn (groupe de Karlsruhe) [82].

A l'aube des années 2000, les expériences comme EDELWEISS se concentraient largement sur la recherche de WIMPs de masse $M_X \sim 100$ GeV. Le modèle de supersymétrie le plus contraint, le mSUSY, imposait même que la masse du neutralino soit supérieure à 50 GeV. Il était clair déjà à l'époque que cette borne inférieure était extrêmement modèle-dépendante. La refocalisation d'EDELWEISS et d'autres expériences de recherche de matière noire depuis environ 2012 vers les basses masses est due aux facteurs suivants :

- Tout d'abord, la technologie des TPC au Xénon a clairement montré sa supériorité en terme de sensibilité aux WIMPs de haute masse.
- Comme discuté au premier chapitre, l'ensemble des résultats expérimentaux a fait perdre au scénario des WIMPs thermiques le statut privilégié dont il disposait par rapport aux autres modèles. Le mSUSY est essentiellement exclu par le LHC. La recherche de WIMPs légers fait partie des stratégies expérimentales de recherche de matière noire sous d'autres formes, en particulier des modèles de matière noire asymétrique pour lesquels la valeur naturelle de la masse est ~ 5 GeV.
- Enfin, on ne saurait négliger l'influence des résultats expérimentaux de DAMA [83], CoGeNT [84], CRESST [85] et CDMS [86], qui entre 2008 et 2013 ont été interprétés comme des indications de WIMPs avec une masse autour de la dizaine de GeV.

La difficulté des recherches de WIMPs de basse masse est bien sûr le seuil en énergie accessible par les détecteurs. L'énergie typique de recul varie comme $M_X^2 M_N / (M_X + M_N)^2$. En fonction de M_N , l'énergie typique déposée a un maximum pour $M_N = M_X$: la meilleure sensibilité est donc obtenue, en terme de seuil, en ajustant la masse du noyau cible à celle du WIMP. Le germanium n'est donc pas la meilleure cible en ce sens. Par contre, le schéma de lecture des

1. Via un ajustement par fonction de likelihood des modèles de fond.

signaux ionisation d'EDELWEISS permet d'obtenir une excellente réjection des bruits de fond radioactifs pratiquement jusqu'au seuil, proche du keV.

3.1 Détecteurs, données et performances

3.1.1 Contexte

Le projet EDELWEISS-III a été lancé vers 2010-2011 grâce entre autres à un financement de l'ANR. Comme indiqué au chapitre précédent, il visait alors à obtenir une sensibilité aux WIMPs de haute masse similaire à celle de XENON100, en exploitant des détecteurs dits FID, une évolution des bolomètres ID. Les détecteurs FID (Fully InterDigit) sont de parfaits cylindres de 800 g environ sont équipés d'électrodes annulaires segmentées y compris sur les faces latérales. La masse fiducielle associée est de de 600 g environ par détecteur. Une quarantaine de FID800 en opération dans une infrastructure mise à jour (blindage, électronique, câblage, cryogénie) devait permettre d'accumuler rapidement - initialement pour 2012 - une exposition libre de bruit de fond de 3000 kg-jours.

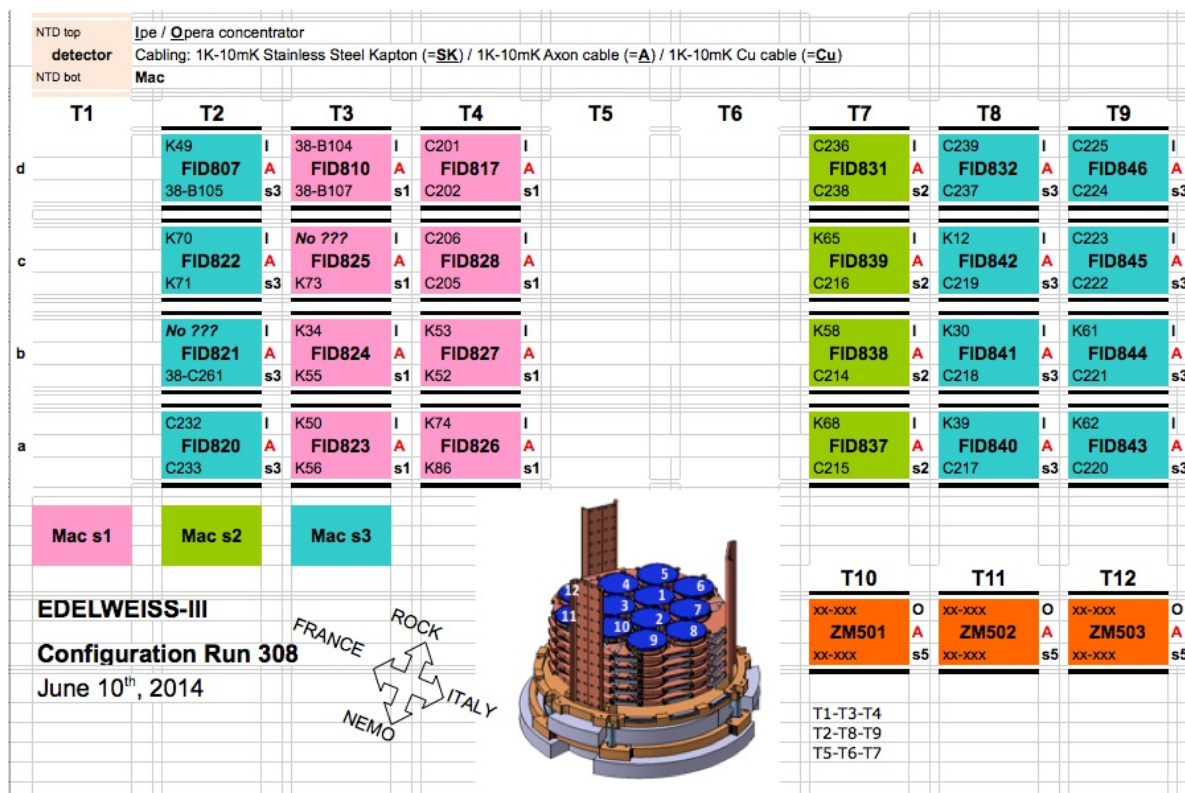


FIGURE 3.1 : Schéma décrivant l'installation des détecteurs au cours du Run 308. Les détecteurs FID800 sont assemblés sur 6 tours, et lus par 3 machines d'acquisition différentes ("Mac s1" à "Mac s3"). Les trois détecteurs ZM50X sont des bolomètres scintillants pour la R&D double bêta (projet LUMINEU). Détails de l'infrastructure dans [65].

Des délais importants ont eu lieu. D'une part l'observation de courants de fuite entre les électrodes des FID a obligé à développer en urgence un traitement de surface adapté. D'autre part divers problèmes sont survenus lors de la mise à niveau de l'infrastructure à Modane. A

l'été 2014, 24 détecteurs étaient lus au LSM (12 autres étant installés mais non lus suite à un problème de câblage). Il a alors été décidé de commencer une prise de données de physique, pour accumuler rapidement une exposition proche du but des 3000 kg-jours tout en optimisant au maximum la sensibilité aux WIMPs de basse masse. La disposition des détecteurs lors de ce run, le "Run 308", est indiqué Fig. 3.1. A ce moment-là, les résultats de LUX avaient déjà fortement limité le potentiel de découverte de l'expérience pour les WIMPs massifs. De plus les premières analyses de données ont rapidement fourni l'indication d'un fond de neutrons à un niveau trop élevé, ce qui acheva de démontrer au niveau de la collaboration que le résultat principal de cette prise de données concernerait les WIMPs de basses masses.

3.1.2 Données brutes

Les prises de données s'effectuent sous la forme de petits "runs" lancés quotidiennement, séparés par des périodes d'environ une heure durant lesquelles les polarisation sont mises à zéro, et les détecteurs exposés à une source γ intense, ce qui permet de "remettre à zéro" l'état de charge des cristaux, et limiter ainsi les phénomènes de piégeage. Des calibrations avec des sources gamma (moins intenses) ont régulièrement eu lieu, et pendant quelques jours les détecteurs ont été exposés à une source de neutrons afin de vérifier leur réponse aux reculs nucléaires.

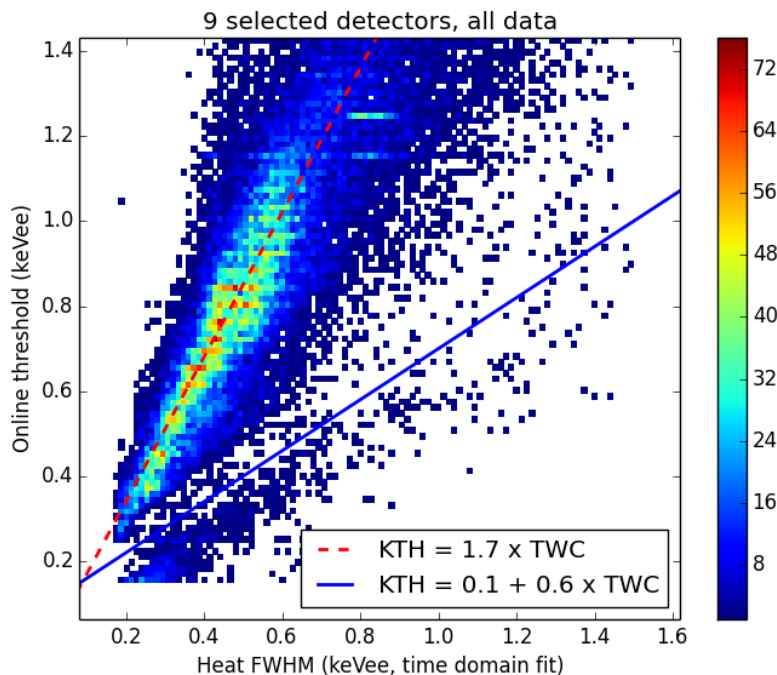


FIGURE 3.2 : Illustration des performances du système de déclenchement adaptatif : le seuil en ligne, noté KTH , est proportionnel à la résolution offline des voies chaleurs, notée TWC . Les données sous la ligne bleue sont exclues de l'analyse.

L'ensemble des signaux des voies ionisations et chaleur sont traités numériquement sur des ordinateurs d'acquisition. Pour un recul nucléaire d'énergie donnée, le rapport signal sur bruit des voies chaleur est en général meilleur que celui des voies ionisation. Un système de déclenchement est donc mis en place sur les voies chaleur uniquement. Il s'agit d'un simple

seuil, appliqué après filtrage et convolution des traces par un pulse modèle. Le niveau du seuil est régulé automatiquement de manière à avoir le seuil le plus bas tout en limitant le taux de déclenchement à 50 mHz environ. Après déclenchement, toutes les traces des voies ionisation et chaleur du détecteur concerné et de ses voisins sont enregistrées. Pour apprécier la performance de ce seuil variable, dit "trigger adaptatif", la Fig. 3.2 illustre le niveau du seuil (exprimé en keVee², après calibration) en fonction de la résolution de la chaleur exprimée dans la même échelle d'énergie. Pour l'essentiel le trigger adaptatif parvient très bien à réguler le seuil à un niveau égal à 1.7 fois la ligne de base, ce qui correspond à un seuil "à 4 σ ". Pour une petite fraction des données, le niveau du trigger est particulièrement bas par rapport à la ligne de base : ces données ont été obtenue avant l'optimisation finale du trigger adaptatif, le taux d'événement correspondant est particulièrement élevé et elles ont été retirées des données sélectionnées pour la physique.

3.1.3 Reconstruction

La reconstruction des événements et les calibrations diverses sont effectuées hors ligne. Pour le Run 308, toute cette étape du traitement a été effectuée par le programme de Jules Gascon. Pour les signaux des voies chaleur, afin d'optimiser les performances près du seuil, un algorithme de filtrage optimal a été utilisé, de manière similaire à celui que j'avais mis en place lors de la campagne d'EDELWEISS-II (et aussi à ce que Philippe di Stefano avait implémenté pour EDELWEISS-I).

Le filtrage optimal permet d'obtenir le meilleur estimateur de l'amplitude pour un signal de forme connue, en présence d'un bruit gaussien connu. Plus précisément, si on dispose d'un signal (électrique) temporel qui peut être modélisé par $S(t) = aA(t) + N(t)$, où $A(t)$ est parfaitement connu et le spectre en fréquence $\sigma(f)$ du bruit $N(t)$ est aussi connu, alors le meilleur estimateur pour l'amplitude a est :

$$\hat{a} = \frac{1}{\mathcal{N}} \int df S(f) \times h(f) \quad \text{avec} \quad h(f) \equiv \frac{A(f)}{\sigma^2(f)}$$

La fonction $h(f)$ est appelée filtre optimal et $\mathcal{N} = \int df (A/\sigma)^2$ est une normalisation. Dans le cas particulier du bruit blanc, $\sigma(f) = \sigma_0$, on retrouve un ajustement par χ^2 standard. La Fig. 3.3 illustre, en représentation de Fourier, le filtre $h(f)$ dans le cas de données d'un détecteur Ge-NTD d'EDELWEISS-II. L'implémentation du filtrage optimal dans EDELWEISS nécessite en particulier :

- Le calcul de $A(t)$, nommé template, en utilisant des impulsions à haut signal sur bruit issues de calibration.
- Le calcul du spectre de bruit $\sigma(f)$. On utilise pour cela des traces enregistrée sans pulse (coïncidences), et afin de s'adapter aux changements des conditions de bruit on renouvelle le calcul de $\sigma(f)$, avec une période d'une à trois heures pour les runs de fond.
- Les données étant échantillonnées sur un intervalle de temps fini, il faut avant de passer dans l'espace de Fourier appliquer un fenêtrage approprié aux signaux considérés.
- Le temps de début du pulse, t_0 , est inconnu. Pour le déterminer, on calcule en pratique l'amplitude $\hat{a}(t_0)$ à partir d'un template $A(t - t_0)$, en scannant sur la variable t_0 . L'am-

2. Le keVee est la calibration sur les reculs électroniques fiduciels.

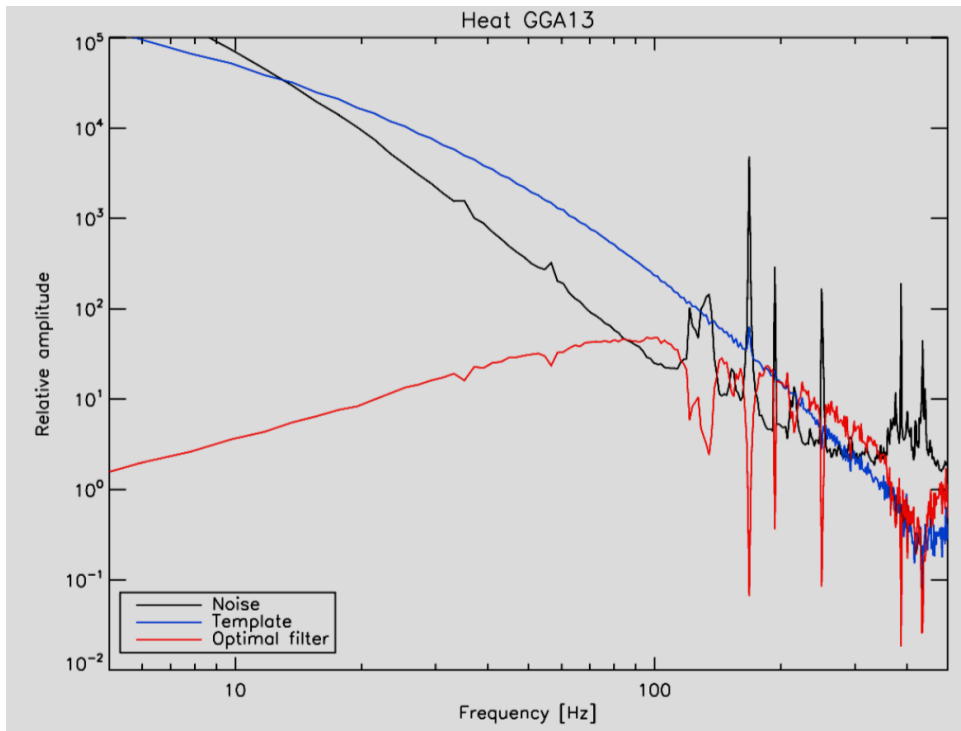


FIGURE 3.3 : Illustration du filtrage optimal, dans le cadre de premières analyses menées avec les détecteurs Ge-NTD d'EDELWEISS-II vers 2008. La réponse en fréquence du filtre optimal (rouge) est le rapport du signal recherché (template, bleu) sur le bruit mesuré (noir). Pour ces données le bruit est important : bruit en $1/f$ et fréquences spécifiques. Le filtrage optimal permet alors de "récupérer" des données qui auraient sinon été rejetées.

plitude maximale obtenue par ce scan correspond au meilleur estimateur du temps de début de pulse et de son amplitude.

Les amplitudes des signaux ionisation sont estimées par un ajustement plus usuel, dans l'espace réel, après un simple filtrage. Enfin, l'algorithme est adapté de manière à pouvoir synchroniser les temps des différents signaux entre eux. En pratique, les signaux ionisation étant intrinsèquement plus rapide que les signaux de phonons, le "temps" de chaque événement est déterminé à partir des signaux ionisation de plus haut rapport signal sur bruit.

3.1.4 Sélection des données

La sensibilité aux WIMPs de basse masse est dictée par les performances des détecteurs, en terme de seuil et de bruits de fond. La sélection des données a été menée de façon à être sensible aux plus basses masses de WIMP bien sûr, mais aussi afin d'obtenir en même temps une bonne sensibilité dans la région de masse $M_X \sim 20$ GeV afin de démontrer la compétitivité avec SuperCDMS. Il est aussi pertinent de définir un lot de données le plus homogène possible pour simplifier les études.

Le paramètre dominant pour définir les données sélectionnées est le seuil en ligne : celui-ci varie beaucoup d'un détecteur à l'autre, et varie aussi au cours du temps pour un détecteur donné. Le bruit des voies chaleur est fortement corrélé avec ce seuil en ligne comme le montre la Fig. 3.2. Les autres paramètres (bruits des voies ionisation par exemple) ont des variations

beaucoup plus faibles. La Fig. 3.4 (gauche) représente pour chaque détecteur la période de temps pendant laquelle le seuil est inférieur à 1 keV, et inférieur à 1.5 keV. Deux groupes se distinguent nettement, et il est clair que les détecteurs pour lesquels le seuil n'est pratiquement jamais à 1 keV ne contribuent pas à la sensibilité à basse masse. Nous avons donc effectué une présélection des 9 détecteurs ayant les meilleurs niveaux de seuil. Parmi ces détecteurs, l'un d'entre eux, FID826, s'est avéré progressivement avoir des problèmes spécifiques (populations anormales d'événements, basse masse fiducielle) : un défaut de connection des électrodes générerait une configuration de champ électrique anormale dans le cristal. Il a été décidé juste avant l'unblinding de ne pas l'utiliser. Au final, seulement huit détecteurs ont donc été utilisés pour cette recherche de WIMPs.

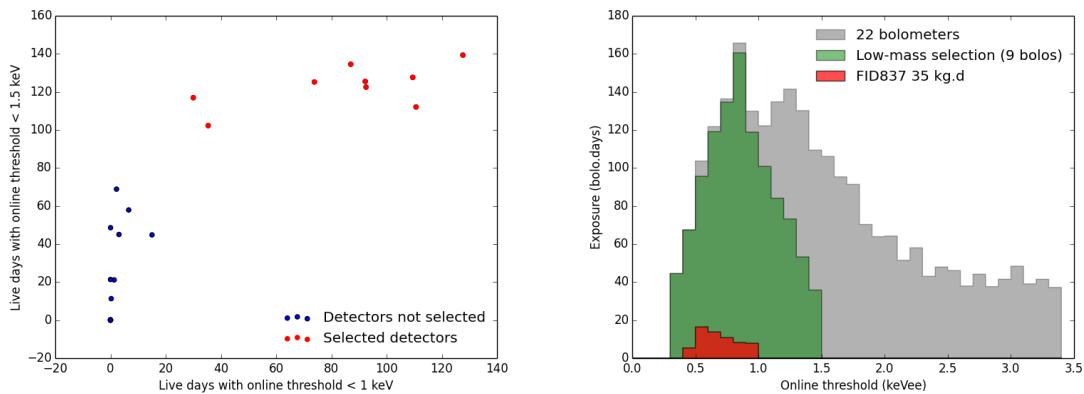


FIGURE 3.4 : *Gauche : décompte de l'exposition cumulée avec un seuil < 1 keV et un seuil < 1.5 keV, pour chaque détecteur, mettant en évidence la sélection de 9 détecteur (points rouges). Droite : distribution du seuil en ligne pour les données sélectionnées.*

Pour ces huit détecteurs, les périodes de prises de données suivantes sont sélectionnées :

1. Seules les données pour lesquelles le seuil en ligne est inférieur à 1.5 keV ont été conservées.
2. Une coupure additionnelle sur la résolution chaleur est appliquée ($FWC < 1$ keV) mais cette coupure ne rejete que très peu de données supplémentaires.
3. La résolution sur le signal fiduciel combiné conditionne le rejet des événements "chaleur seule" dont nous reparlerons. Une résolution meilleure que 0.7 keV est demandée, ce qui permet d'obtenir des performances de réjection de ce bruit de fond relativement homogènes. Néanmoins même après cette coupure, certains détecteurs ont des résolutions ionisation meilleures que d'autre, ce qui a un impact sur leur sensibilité aux WIMPs.
4. Une dernière coupure, bien moins stricte, est appliquée sur les bruits des électrodes véto.

Le décompte de l'exposition utilisée dans cette étude est illustré en Table 3.1. Pour calculer l'exposition, la durée de prise de données est corrigée par les temps morts induits soit par le déclenchement en ligne, soit par la reconstruction des pulses. On tient aussi compte des temps morts dus aux actions régulières apportées sur les voies ionisation.

Une autre sélection de qualité est effectuée, cette fois-ci événement par événement, sur la base des χ^2 obtenus lors de la reconstruction des pulses. Cette sélection permet d'une part de rejeter des pulses qui auraient été mal reconstruits : par exemple en cas d'empilement entre deux

Détecteur	Exposition brute	KTH	FWX	Masse fid.	Exposition finale
FID824	155.4	139.3	109.0	543 g	59.2
FID825	155.4	122.5	117.7	649 g	76.4
FID826	125.8	112.1	102.2	433 g	44.2
FID827	155.4	127.6	121.0	647 g	78.3
FID837	160.7	125.2	118.1	620 g	73.2
FID838	160.7	125.5	118.3	637 g	75.4
FID839	160.7	117.0	114.6	650 g	74.5
FID841	158.3	134.5	133.4	645 g	86.1
FID842	158.3	102.3	95.1	619 g	58.9
Somme	1390.65	1106.0	1029.6	5.4 kg	626.2
8 détecteurs	1264.9	993.9	927.4	5.0 kg	582.0

TABLE 3.1 : Extrait du "book-keeping" de la sélection des périodes de données. Les expositions sont en kg-jours. KTH : coupure sur le seuil. FWX : coupures sur les résolutions. Le détecteur FID826 est inclus car il a été sorti de l'analyse au dernier moment.

pulses se superposant³. D'autre part il existe des "pulses", dont le signal sur bruit peut être élevé, mais dont la forme ne correspond pas à la réponse attendu à un dépôt d'énergie ponctuel dans le détecteur. C'est en particulier le cas des dépôts d'énergie ayant lieu dans un thermomètre NTD, et qui génèrent dans ce senseur un signal rapide, dit "événement NTD".

La perte d'efficacité induite par les coupures χ^2 a été mesurée soit en utilisant des événements pour lesquels les traces enregistrées ne contiennent que du bruit, soit en utilisant l'ensemble de raies d'activation cosmogénique d'énergie ~ 10 keV, en comptant parmi les événements sélectionnés ceux qui passent chacune des coupures χ^2 utilisées. La Fig. 3.5 illustre l'effet des coupures de χ^2 sur les raies à 10 keV. Les pertes d'efficacité mesurées sont indiquées en Table 3.2. Malgré des systématiques de mesure très différentes, l'accord entre les deux méthodes est excellent. Comme attendu, c'est surtout sur les voies chaleur que ces coupures ont un impact. La perte d'efficacité moyenne induite par ces coupures est de 9 %.

Enfin, à ce stade est aussi appliquée une sélection consistant à rejeter les événements pour lesquels les signaux lus sur les deux voies chaleur d'un même détecteur ne sont pas compatibles. La Fig. 3.6 illustre cette coupure. La perte d'efficacité engendrée est inférieure à 1 %. Cette sélection permet, comme la coupure χ^2 sur les voies chaleur, de rejeter les événements NTD, qui génèrent un signal largement plus élevé sur l'un des senseurs que sur l'autre.

♠ *Cet exemple des événements NTD illustre le fait que la réjection d'une population de bruit de fond repose sur deux catégories de discrimination possibles : analyse de forme de pulse (ici coupure χ^2), ou comparaison des amplitudes de deux voies. A bas rapport signal sur bruit, cette deuxième approche est toujours plus efficace. Cela explique par exemple pourquoi la réjection des événements de surface des bolomètres (F)ID est supérieure à celle de CDMS basée sur la forme des signaux phonons ; ou pourquoi les détecteurs Argon, reposant sur la réjection par forme de pulse, ne sont pas sensibles aux basses masses.*

3. Le taux d'événements physiques est suffisamment faible pour que les cas d'empilement soit rares en prise de données de fond, ce qui explique que l'on n'ait pas implémenté d'algorithme dédié pour gérer ce genre de situation.

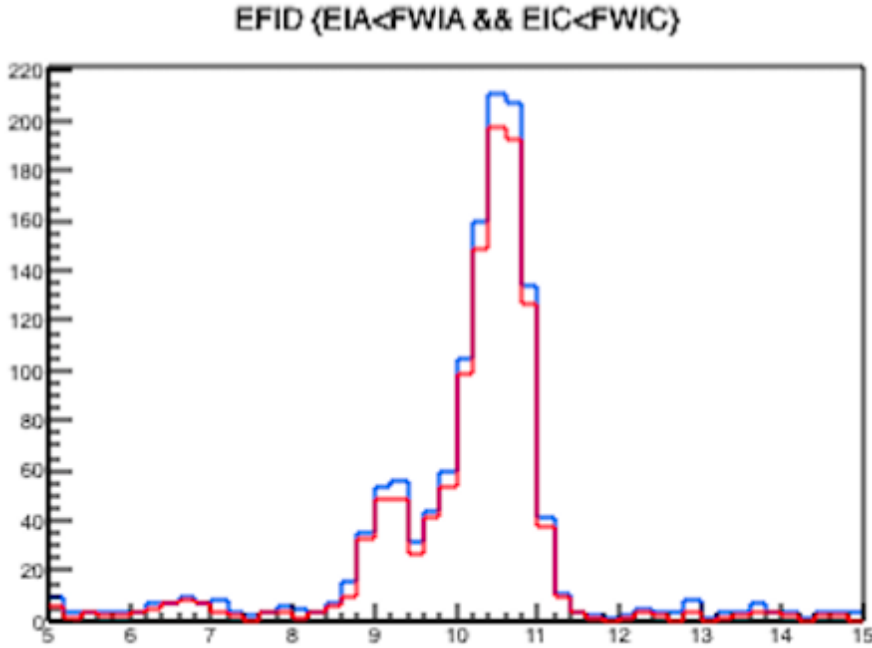


FIGURE 3.5 : Spectre en ionisation, pour les événements fiduciels d'énergie ~ 10 keV, avant (bleu) et après (rouge) la sélection en χ^2 des voies chaleur, pour le détecteur FID838.

Detector	Heat (10-keV)	Heat (ana-j)	Ion (10-keV)	Ion (ana-j)	Full χ^2 cut (10-keV)	Full χ^2 cut (ana-j)
FID824	$89.7 \pm 7\%$	89	$98.8 \pm 7\%$	99	88.6%	88
FID825	$94.5 \pm 6\%$	95	$97.0 \pm 6\%$	99	91.8%	94
FID826	$97.6 \pm 7\%$	90	$98.8 \pm 7\%$	99	96.5%	89
FID827	$96.3 \pm 3\%$	92	$96.5 \pm 3\%$	99	93.0%	91
FID837	$93.7 \pm 3\%$	93	$98.6 \pm 4\%$	98	92.4%	92
FID838	$92.2 \pm 3\%$	94	$99.2 \pm 3\%$	99	91.4%	93
FID839	$91.9 \pm 4\%$	94	$97.9 \pm 4\%$	99	90.0%	93
FID841	$89.9 \pm 4\%$	93	$97.3 \pm 4\%$	98	87.5%	91
FID842	$86.4 \pm 5\%$	91	$96.5 \pm 5\%$	99	83.4%	90

TABLE 3.2 : "Book-keeping" des efficacités des coupures χ^2 , sur les voies chaleur, ionisation et l'ensemble des voies. Les chiffres obtenus sont comparés à une analyse indépendante nommée "ana-j". Les incertitudes indiquées sont purement statistiques.

3.1.5 Mesure de masse fiducielle

Les WIMPs peuvent interagir dans l'ensemble du détecteur, mais la recherche présentée ici n'est sensible qu'aux interactions ayant lieu dans le volume fiduciel du cristal. Pour estimer cette masse, ou ce volume fiduciel, trois outils sont à notre disposition :

- Les simulations électrostatiques permettent de calculer la fraction du détecteur pour laquelle les lignes de champ électrique sont connectées aux électrodes fiducielles uniquement. Le problème est que pour pouvoir en déduire le véritable volume fiduciel, il

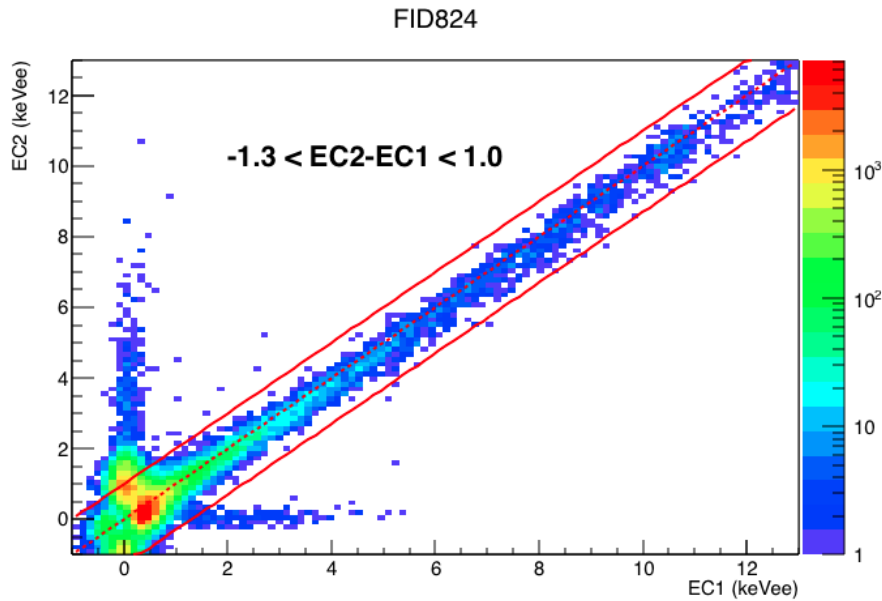


FIGURE 3.6 : Comparaison des signaux chaleurs des deux senseurs NTDs, pour l'ensemble des données sélectionnées du détecteur FID824, après coupure χ^2 . La bande rouge illustre la sélection supplémentaire appliquée. La majorité des événements visibles, vérifiant $EC2=EC1$, sont des événements chaleur seule.

faut "convoluer" ce volume électrostatique par les effets de propagation de charge, et par une modélisation de l'expansion du "nuage de charge" initial.

- L'exposition des détecteurs à une source de neutrons permet d'obtenir une population de reculs nucléaires, de basse énergie, distribuée de manière relativement homogène. Le décompte du nombre d'événement générant un signal sur les électrodes fiducielles uniquement, rapporté au nombre total d'événements, peut fournir un estimateur de volume fiduciel. La difficulté est qu'il y a un grand nombre de diffusions multiples à l'intérieur d'un même cristal, et corriger cet effet important nécessite de recourir à des simulations.
- Enfin, on peut utiliser les raies d'activation cosmogénique autour de 10 keV, qui constituent une population de reculs électronique bien identifiable grâce à sa forme spectrale, et distribuée de manière parfaitement homogène dans le cristal, sans diffusions multiples. C'est cette dernière méthode qui est utilisée préférentiellement.

La mesure de volume fiduciel dépend d'une part du choix de l'estimateur d'énergie utilisé, et d'autre part de la définition des coupures sur les signaux ionisation, qui permettent de classer un événement comme fiduciel ou non-fiduciel. Une étude préliminaire de cette mesure a été menée sur les données d'EDELWEISS-II dans le cadre de la thèse de J. Domange [87]. Mis à part l'impact du bruit, les effets de piégeage jouent aussi un rôle : une interaction totalement fiducielle peut alors entraîner une charge induite sur les électrodes de veto, calculable suivant le théorème de Ramo. Pour les détecteurs FID800 considérés ici cette charge "veto" secondaire est faible devant la charge fiducielle, et pour des signaux de 10 keV elle est en fait du même ordre de grandeur que le bruit. On a démontré que, pour des signaux de cette gamme d'énergie, l'estimation de masse fiducielle ne change que de 1 – 2 % suivant que l'on prenne en compte ou non cet effet.

La Table 3.1 inclut les résultats des mesures de masse fiducielle, et deux cas particuliers émergent clairement : les détecteurs FID824 et FID826 ont des fractions fiducielles significativement plus faibles que les autres. Le cas de FID826 a déjà été discuté. Le détecteur FID824, lui, a un espacement entre électrodes plus large que les autres, et donc un volume fiduciel "géométrique" plus faible.

3.1.6 Modèle du seuil de déclenchement

Pour modéliser la réponse aux WIMPs de basse masse des détecteurs, il importe aussi de caractériser l'efficacité du seuil de déclenchement en ligne. Ce seuil varie au cours du temps, mais il est enregistré par le système d'acquisition, puis est ensuite converti en une valeur calibrée en keV, notée $E_{\text{thr}}(t)$. En notant $\sigma(t)$ le bruit de la ligne de base de la voie chaleur, l'efficacité du seuil a été modélisée par la fonction :

$$\epsilon(E, t) = \frac{1}{2} \left[1 + \text{Erf} \left(\frac{E - E_{\text{thr}}(t)}{\sqrt{2}\sigma(t)} \right) \right]$$

Pour valider ce modèle, on utilise des données de détecteurs en coïncidence, soit en recherche de fond soit avec des données de calibration. Cette mesure de validation est difficile pour plusieurs raisons. En condition de fond, les événements utilisés sont en très large majorité des événements chaleur seule (voir plus loin), dont le taux varie beaucoup, et la distribution en énergie très pentue, si bien que même un léger biais dans l'estimateur d'énergie peut influencer la mesure. La calibration avec des neutrons n'a été faite qu'à un moment, avec des conditions de déclenchement fixes, si bien que les données associées ne sont pas forcément représentatives de celles en recherche de WIMPs. Les données de calibration gamma seraient en théorie un excellent moyen de mesurer l'efficacité de déclenchement, car le spectre associé à basse énergie, le plateau Compton, est constant. Malheureusement, pour pratiquement tous les détecteurs, les événements de ce plateau Compton dont l'énergie est proche du niveau du seuil ne sont pas totalement distinguables des événements chaleur seule...

Etant données ces difficultés, on peut estimer que l'accord entre modèle et mesures de l'efficacité de déclenchement, telle qu'illustrée Fig. 3.7, est au pire raisonnable, au mieux excellente. Le désaccord le plus souvent observé est un décalage apparent du modèle d'efficacité d'environ +0.1 keV par rapport aux mesures.

3.2 Modélisation des bruits de fond

Cette recherche de WIMPs a été pour la première fois l'occasion, au sein d'EDELWEISS, de mettre en place et d'exploiter une modélisation extensive de l'ensemble des bruits de fond connus et pertinents pour la recherche de WIMPs. Une large part de cette modélisation est "data-driven" et ne repose pas sur des simulations ab-initio. Il s'agit néanmoins d'un pas important démontrant la maturité de l'expérience et de ces détecteurs. Cette modélisation a été intégralement développée avant unblinding.

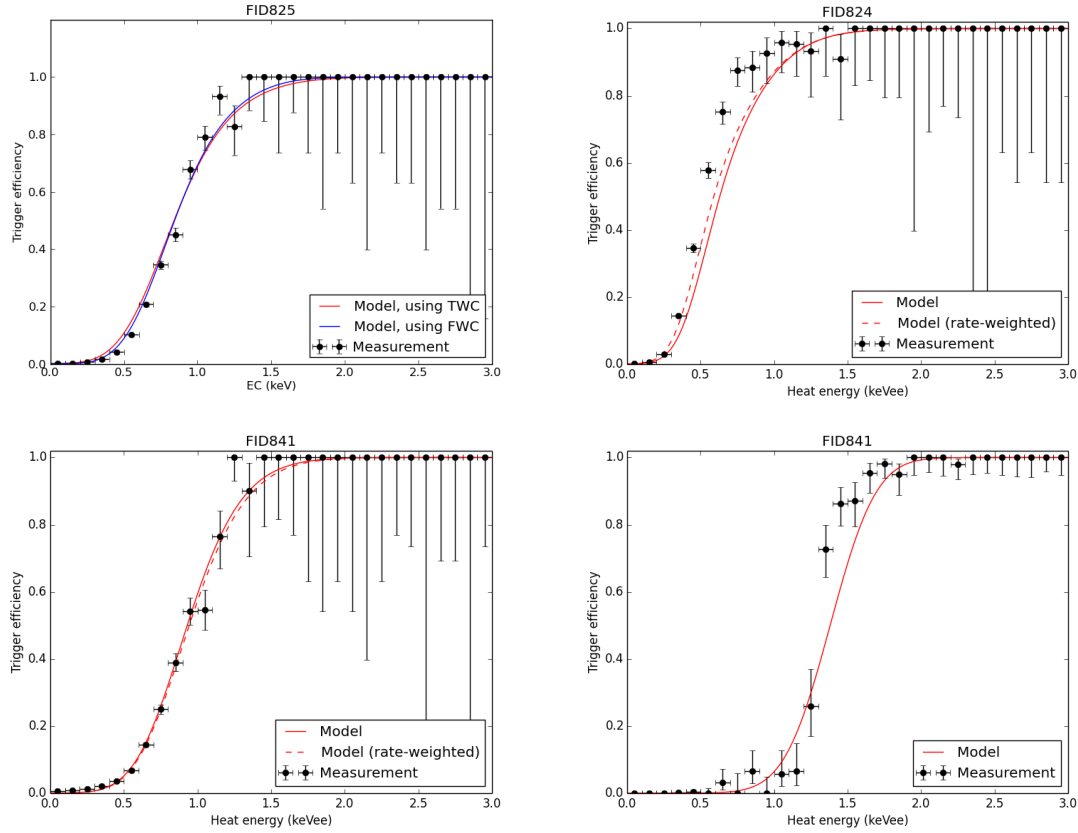


FIGURE 3.7 : Exemples de tests du modèle d'efficacité de trigger. Les histogrammes sont obtenus à partir de traces enregistrées en coïncidence avec un autre détecteur. Les courbes sont déduites du modèle analytique d'efficacité, en utilisant les valeurs enregistrées du seuil en ligne. Les données en bas à droite proviennent d'une calibration aux neutrons, les autres sont des recherches de WIMPs.

3.2.1 Reculs électroniques dans le volume des détecteurs

Il s'agit du fond de rayonnements γ/X associés à des radioactivités internes et externes aux détecteurs.

- Dans la gamme d'énergies qui nous intéresse, il ne reste des γ externes qu'un résidu lié aux diffusions Compton, dont le spectre est à peu près plat.
- La contamination interne dominante est constituée de raies associées aux captures électroniques provenant des désintégrations des noyaux suivants, produits cosmogéniquement : ^{65}Zn , ^{68}Ge et dans une moindre mesure ^{68}Ga . Les captures électroniques de la couche atomique K génèrent un triplet de raies spectrales entre 8.98 et 10.37 keV. Avec une intensité environ 10 fois moindre, les raies associées aux captures de la couche L sont entre 1.10 et 1.30 keV. D'autres raies associées à des impuretés radioactives sont décelables dans la gamme d'énergie entre 5.0 et 7.7 keV.
- L'activation cosmogénique du germanium produit une contamination en tritium dans le cristal, dont le spectre β a un point d'arrêt à 18 keV. Cette dernière composante n'avait jamais été observée dans des détecteurs en Germanium, et a été mise en évidence dans les données du Run 308 après unblinding.

Pour cette étude le spectre modélisé consiste donc en un continuum plat et des raies. Une modélisation plus fine, incluant en particulier le tritium, est présentée au Chapitre 4.

Les reculs électroniques ainsi produits peuvent être classifiés en fonction de la topologie des signaux engendrés dans les différentes électrodes, liée à la position des interactions. Un modèle est construit pour chaque topologie possible : événements fiduciels ; événements de surface "doubles" (signal dans les deux électrodes associées à une surface donnée) et "triples" (signal dans les deux électrodes fiducielles et une électrode de surface).

3.2.2 Betas et reculs de plomb en surface des détecteurs

Il s'agit des produits de désintégrations radioactives de noyaux issus par exemple du Radon, présent dans l'air et pouvant s'adsorber à la surface d'un détecteur, ou à la surface des matériaux l'entourant. Ces désintégrations génèrent toutes sortes de rayonnements, mais ceux qui nous intéressent sont d'une part les β de basse énergie et d'autre part les reculs de noyaux de plomb, d'énergie cinétique 100 keV, issus de la radioactivité α . Etant donnée leur origine très locale, l'intensité de ces bruits varie beaucoup d'une surface de détecteur à l'autre.

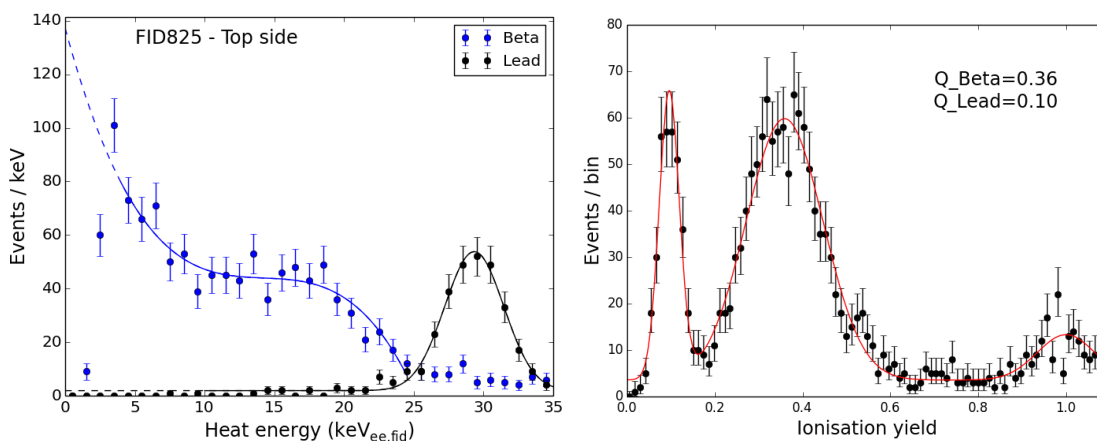


FIGURE 3.8 : *Gauche : spectre en signal chaleur pour les événements identifiés β et plomb de la surface supérieure de FID825. Les courbes continues (resp. pointillées) représentent l'ajustement (resp. extrapolation) utilisé pour le modèle de bruit de fond. Droite : distribution associée en quenching, pour tous les événements de la surface supérieure avec une énergie chaleur $< 40 \text{ keV}_{ee, fid}$. Ici le quenching est construit de manière à ce qu'il vale 1 en moyenne pour les gammas de surface.*

Les β pénètrent de quelques centaines de nm dans le détecteur. La charge produite n'est que partiellement collectée par les électrodes, avec pour les détecteurs exploités dans cette étude des rendements d'ionisation effectifs de l'ordre de 0.3 – 0.4. Le spectre en énergie totale déposée est très difficile à prédire à partir de simulations : il dépend fortement de la distribution en profondeur des contaminants radioactifs adsorbés. Néanmoins les simulations prédisent de manière générique un spectre piqué vers les plus basses énergies.

Les reculs de plomb se font sur une profondeur de l'ordre de quelques dizaines de nm. Leur rendement d'ionisation observé est de 0.0 ou 0.1, suivant qu'ils interagissent sur une électrode, ou bien au niveau de la surface séparant deux électrodes. En fonction du scénario exact les

100 keV d'énergie de reculs peuvent être déposés totalement dans le détecteur, ou bien seulement une fraction.

Pour prendre en compte ces incertitudes, le modèle de bruit de fond beta-plomb utilisé dans cette étude a été basé au maximum sur les données elles-mêmes. Pour chaque surface de détecteur, le diagramme ionisation-chaleur des événements enregistrés pendant toute la prise de données de fond permet d'isoler avec relativement peu d'ambiguïté à la fois les betas et les plombs⁴. Les distributions en signal chaleur et en rendement d'ionisation de ces deux populations sont illustrées sur la Fig. 3.8. Les spectres beta sont ajustés par des fonctions splines, arbitraires donc, et les spectres de plomb par un pic gaussien et une composante plate à plus basse énergie (nos données ne suggèrent pas de remontée du spectre de plomb à basse énergie). Les rendements d'ionisation moyens sont aussi estimés pour chaque surface de détecteur.

3.2.3 Diffusion de neutrons

Des neutrons rapides, source de reculs nucléaires dans les détecteurs, peuvent être produits à la suite du passage de muons atmosphériques au voisinage des détecteurs, ou bien par la radioactivité locale.

Etant donnée la configuration du blindage de l'infrastructure, les neutrons induits par les muons cosmiques, qui parviennent au niveau des détecteurs, génèrent des signaux en coïncidence avec un signal dans les scintillateurs plastiques servant de véto à muons. Des simulations détaillées ont montré que pour l'exposition considérée dans cette étude, le nombre attendu de reculs nucléaires fiduciels simples (ie. sans coïncidence avec d'autres détecteurs) pour ce bruit de fond est de 0.45 ± 0.03 (stat) $^{+0.14}_{-0.09}$ (syst) événements. Après application du véto muon, le nombre résiduel d'événements doit être inférieur à 0.04 (90 % CL).

Comme indiqué précédemment, une population de reculs nucléaires dus à des neutrons radiogéniques a été identifiée dès les premiers mois de la prise de données, sur la base de l'observation des coïncidences entre bolomètres. Au moins à l'époque, la source de ces neutrons était inconnue, les simulations impliquant les sources répertoriées ne pouvant pas reproduire le nombre de coïncidences observées. Pour modéliser ce fond, nous avons appliqué la méthode suivante :

- De manière indépendante de la source, les simulations prédisent un rapport "simple / multiple" de 0.45 pour la configuration de détecteurs du Run 308. Le nombre d'événements multiples total observé dans la zone des reculs nucléaires, 9, permet de calculer le taux total attendu de reculs "simples".
- Les simulations montrent aussi que la forme du spectre des reculs dépend peu de la position de la source radioactive, et peut être approximée par une loi en double exponentielle.

3.2.4 Événements chaleur seule

Nous terminons par le bruit de fond le plus problématique et le moins bien connu de l'expérience. Les événements dits "chaleur seule" sont caractérisés comme leur nom l'indique par l'absence de signal sur les voies ionisation ; une distribution fortement décroissante avec l'énergie ; et une étrange variabilité temporelle. Leur origine est probablement mécanique, mais n'est

4. Seuls les reculs de plomb avec rendement d'ionisation ~ 0.1 sont considérés. Les reculs de plomb sans ionisation sont mécaniquement considérés comme événements chaleur seule - cf. plus loin.

pas encore établie avec certitude en 2018, malgré de nombreuses études et tests menés au cours de ces dernières années.

♠ *Ces événements avaient été observés dans EDELWEISS-II. Ils constituaient déjà un bruit de fond limitant dans la recherche de WIMPs de basse masse effectuée alors. Afin de les rejeter efficacement, nous avons choisi la stratégie "prudente" consistant à ne sélectionner que les événements ayant un signal ionisation fiduciel reconstruit de manière fiable, ce qui fait que ces événements sont à peine mentionnés dans [80]. La présence et l'impact de ce bruit de fond étaient donc connus et diffusés au sein de la collaboration dès 2011. Nous n'avions pas lancé d'investigations approfondies à ce moment-là afin de comprendre son origine et de l'éliminer. Il faut dire qu'au niveau de la collaboration il y avait d'autres problèmes plus urgents liés à la production des nouveaux détecteurs et à l'infrastructure à Modane. La recherche de WIMPs massifs, pour laquelle les événements chaleur seule sont sans impact, était aussi encore l'objectif affiché d'EDELWEISS-III.*

Il y avait au démarrage du Run 308 un espoir que ces événements soient discriminables grâce à l'utilisation de deux senseurs NTD par détecteur (dans EDELWEISS-II il n'y avait qu'un senseur par bolomètre). Malheureusement, comme l'illustre la Fig. 3.6, les pulses générés ont une amplitudes identiques (après calibration) dans les deux senseurs ; la forme des pulses est aussi identique à celle de pulses générés par des interactions dans le cristal.

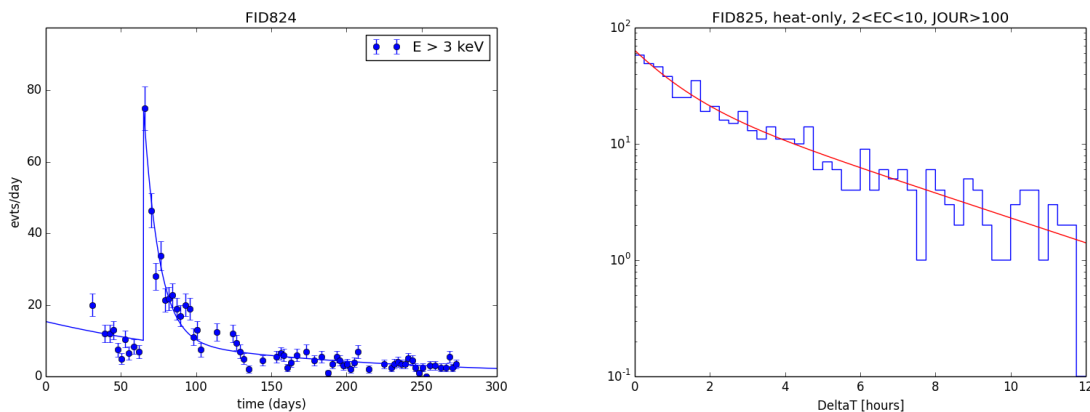


FIGURE 3.9 : *Gauche : évolution du taux d'événements chaleur seule d'énergie supérieure à 3 keV, au cours de l'ensemble du Run 308 pour le détecteur FID824. Droite : test de poissonnité des événements chaleur seule par mesure de la distribution des Δt , pour le détecteur FID825.*

La Fig. 3.9 illustre les propriétés des distributions temporelles de ces événements. Pour tous les détecteurs, on observe que le taux d'événement au cours du Run 308 peut être approximé par la somme de deux exponentielles, l'une de constante de temps typique de 200 jours, et l'autre, beaucoup plus courte, commençant exactement après le 4 septembre, date qui correspond à un problème cryogénique pendant lequel les détecteurs ont subi un réchauffement partiel⁵. La Fig. 3.9 (droite) représente un test de poissonnité sur ces événements. Ce test n'est pas totalement simple car le taux d'événement est lui-même variable. L'absence d'excès à courts intervalles de temps dans ces distributions indique que ces événements ne surviennent pas par

5. Mais il y a eu d'autres "épisodes" de ce type au cours du Run 308 !

"bursts". Finalement, l'étude de leur multiplicité ne montre aucune indication de corrélations temporelles entre détecteurs.

Au final, malgré l'absence de certitudes sur l'origine des événements chaleur seule, nous pouvons pour la recherche de WIMPs de basse masse caractériser précisément leurs distributions. Pour chaque détecteur, nous utilisons les événements à ionisation négative pour mesurer directement leur spectre, qui est ajusté par une fonction lisse (estimateur KDE) relativement arbitraire.

3.3 Procédure de recherche de WIMPs

A cause du faible signal sur bruit de leurs signaux, les événements recherchés se trouvent dans une zone de l'espace des paramètres observables qui est contaminée par les divers bruits de fond décrits ci-dessus. Étant donnée l'importance des incertitudes sur ces bruits de fond, il a été décidé que la première analyse qui devait être "aveugle" et "conservatrice" ne devait pas reposer sur leur soustraction effective. Cela impose la définition d'une région de l'espace des paramètres, dite "zone WIMPs", à l'intérieur de laquelle tous les événements observés seront considérés comme candidats WIMPs. Les modèles de bruits de fond doivent servir à construire cette zone WIMPs afin d'optimiser la sensibilité. Après la sélection des données décrite précédemment, il y a essentiellement pour chaque événement enregistré 6 grandeurs observables de base : l'énergie chaleur EC, les énergies ionisation EIA à EID et le temps. On appelle aussi l'énergie ionisation totale EI. Nous aurions pu construire la zone WIMPs sur la base d'un jeu de coupures portant directement sur ces observables, en faisant appel au sens physique et en optimisant à la main certaines coupures parmi les plus critiques. Nous avons plutôt choisi d'utiliser les outils de l'analyse multivariée afin de réduire l'ensemble de ces observables à une seule variable dérivée, le score BDT, optimisé de manière à fournir la meilleure discrimination du signal contre le bruit de fond. Une unique coupure sur cette variable est ensuite définie. Le choix d'utiliser un algorithme BDT présente surtout l'intérêt de réduire l'espace des observables de 6 dimensions à une. Ce choix a aussi été influencé d'une part par le fait que l'expérience SuperCDMS, confrontée à un problème similaire, avait choisi cette approche ; et d'autre part par l'intérêt que portait Thibault de Boissière à ces méthodes multivariées.

3.3.1 Simulations et BDT

Pour chaque détecteur, nous avons construit une bibliothèque d'événements simulés pour chacun des bruits de fond décrits précédemment, ainsi que pour les signaux WIMPs attendus à diverses masses. Un événement simulé consiste en six variables (4 ionisations, une chaleur, et une variable reliée au temps). Ces variables sont calculées en fonction du modèle de bruit de fond ou de signal WIMP considéré, et en incluant les divers effets de détecteur (bruits et seuil de déclenchement).

Afin de se concentrer dans une région de l'espace des paramètres au voisinage de la zone de "signal WIMP", un premier jeu de coupures simples définit la région d'intérêt suivante :

- Signaux veto inférieurs à 5σ pour rejeter les événements clairement non-fiduciels.
- $EI > 0$: cela permet la séparation claire entre la "sideband" $EI < 0$ non-blindée et utilisée pour modéliser le fond d'événements chaleur seule, et la zone de signal WIMP (blindée).

- $EC < 15$ keV et $EI < 8$ keV : il s'agit d'exclure de la région d'intérêt tous les événements de haute énergie. On exclut ainsi l'essentiel de la raie cosmogénique à 10 keV. On s'assure aussi de mener une recherche totalement disjointe de la recherche de WIMPs de haute masse menée avec les mêmes données. L'impact de ces coupures sur le signal WIMP reste très faible : 0.9 % (resp. 2.7 %) de perte d'efficacité pour des WIMPs de 20 (resp. 30) GeV.
- $EC > 1$ ou 1.5 keV. C'est le seuil d'analyse principal, fixé essentiellement de manière à ce que l'efficacité de trigger au seuil soit largement supérieure à 50 %. Quatre détecteurs ont un seuil à 1 keV (FID824, FID825, FID827, FID838) et les quatre autres à 1.5 keV (FID837, FID839, FID841, FID842).

Pour chaque détecteur et chaque masse de WIMP, un algorithme d'analyse multivariée, dit BDT (Boosted Decision Tree), a été entraîné à partir des signaux et bruits de fond simulés. L'optimisation de ce BDT constitue un travail important mené dans le cadre de la thèse de Thibault de Boissière. La Fig. 3.10 présente la distribution du score BDT pour les bruits de fond et le signal attendu. Pour $M_X = 20$ GeV, la discrimination du signal est très claire ; seuls les neutrons ne peuvent clairement pas être rejetés quelle que soit la coupure appliquée, et leur intensité est bien plus faible que les autres bruits de fond.

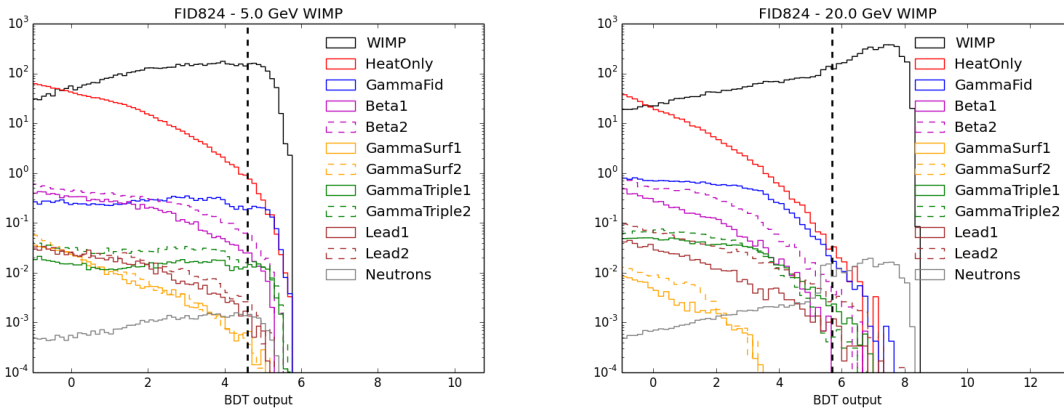


FIGURE 3.10 : Distributions simulées de score BDT pour FID824 pour des masses de WIMP de 5 GeV (gauche) et 20 GeV (droite). La normalisation des histogrammes est fixée, exceptés le cas du signal WIMP d'intensité arbitraire. La ligne pointillée verticale représente la coupure optimale sur le score BDT déterminée à partir de ces simulations.

Pour $M_X = 5$ GeV, la situation est différente. Il n'y a pas de région de l'espace des paramètres libre de bruit de fond, si bien qu'en appliquant une coupure sur le score BDT on ne peut qu'optimiser le rapport signal sur bruit. Les deux fonds dominants sont les événements chaleur seule et les reculs électroniques fiduciels.

♠ De manière remarquable, l'ensemble des événements de surface (betas, plomb et gammas non-fiduciels), dans le cadre du modèle décrit ci-dessus, constitue un bruit de fond sous-dominant : cela tranche avec la situation de SuperCDMS.

La Fig. 3.11 (gauche) illustre la distribution en score BDT dans le plan chaleur vs ionisation fiducielle, pour les deux bruits de fond dominants gamma et chaleur seule. Les scores BDT les plus élevés sont attribués aux événements dans la zone de signal WIMP, qui est "prise en

tenaille" entre ces deux populations de bruit de fond. Plus précisément, le BDT favorise les événements avec un signal d'ionisation plus élevé que la moyenne attendue pour les WIMPs. C'est la conséquence du fait que le fond de chaleur seules est bien plus intense que le fond de reculs électroniques fiduciels ; le BDT "déplace" donc la zone de recherche WIMPs vers les hauts rendements d'ionisation.

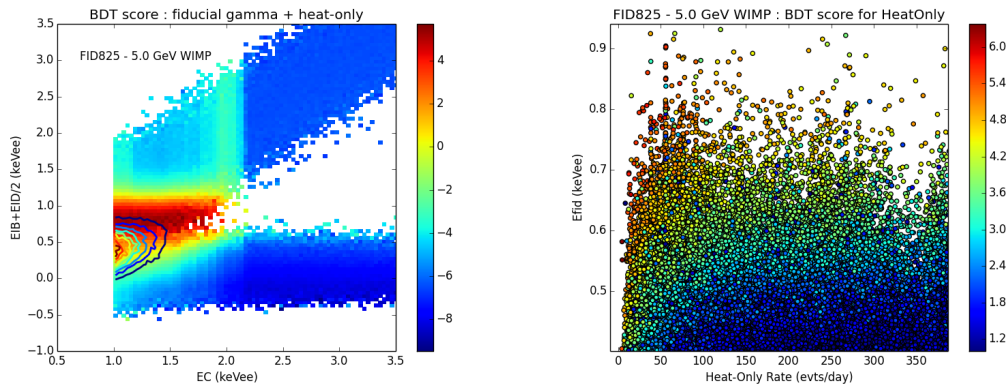


FIGURE 3.11 : Distribution des valeurs de score BDT (code couleur). Gauche : cas des gammas fiduciels et chaleur seule simulés, dans le biplan chaleur (EC) - ionisation fiducielle ($EIB+EID/2$). Droite : cas des chaleur seule simulés, en fonction du taux instantané de chaleurs seules et de l'ionisation.

Ultime point de détail, la Fig. 3.11 (droite) illustre la prise en compte de la variable temporelle dans le BDT : près du seuil, à signal d'ionisation égal un score BDT plus important est attribué aux événements ayant lieu lorsque le taux de chaleurs seules est plus faible. Enfin, pour être complet la Fig. 3.12 illustre les distributions de score BDT sur des données réelles, obtenues en calibration neutron.

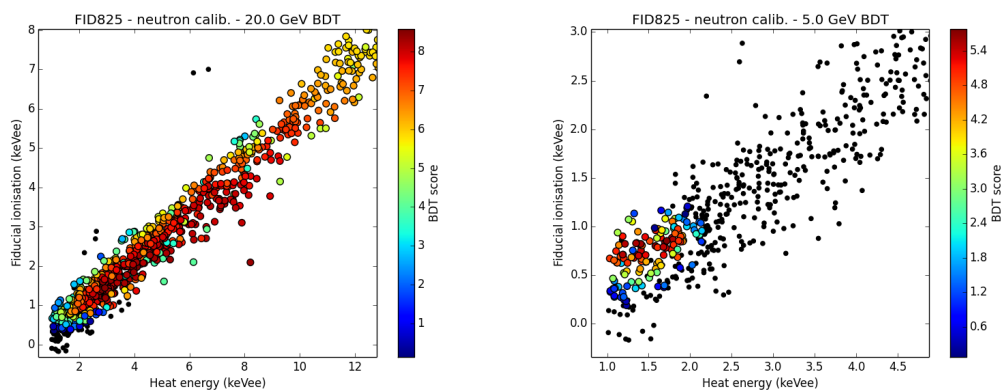


FIGURE 3.12 : Distribution des valeurs de score BDT (code couleur) dans le plan chaleur-ionisation, pour les événements fiduciels des données de calibration aux neutrons de FID825.

3.3.2 Définition de la zone WIMPs

Pour définir l'ensemble des coupures sur les scores BDT de chaque détecteur, qui déterminent la "zone WIMPs", une procédure similaire à celle de SuperCDMS a été appliquée.

Considérons d'abord le cas d'un unique détecteur, ie. une unique coupure à déterminer. Pour une coupure donnée, on connaît le nombre d'événements de fond N_{bg} attendu, ainsi que le nombre d'événements de signal N_{sig}^0 attendus pour une section efficace de référence σ_0 . La sensibilité attendue, c'est-à-dire la limite que l'on peut espérer obtenir en moyenne en l'absence d'un signal WIMP à partir d'un simple comptage poissonnien (sans soustraction de fond) est :

$$\langle \sigma_{lim} \rangle = \sum_n P(n|N_{bg}) \times \sigma_{lim}(n) \quad (3.1)$$

$$= \frac{\sigma_0}{N_{sig}^0} \sum_n P(n|N_{bg}) P_{90}(n) \quad (3.2)$$

Ici $P(n|\mu)$ est la distribution de Poisson et $P_{90}(n)$ est la limite à 90 %, tabulée, sur une variable aléatoire poissonnienne si n est observé. A partir des distributions simulées de BDT, on calcule $\langle \sigma_{lim} \rangle$ en fonction de la coupure BDT et choisit la coupure minimisant cette sensibilité. Il a été vérifié que la statistique des simulations est suffisante pour que cette minimisation ne repose pas sur une fluctuation.

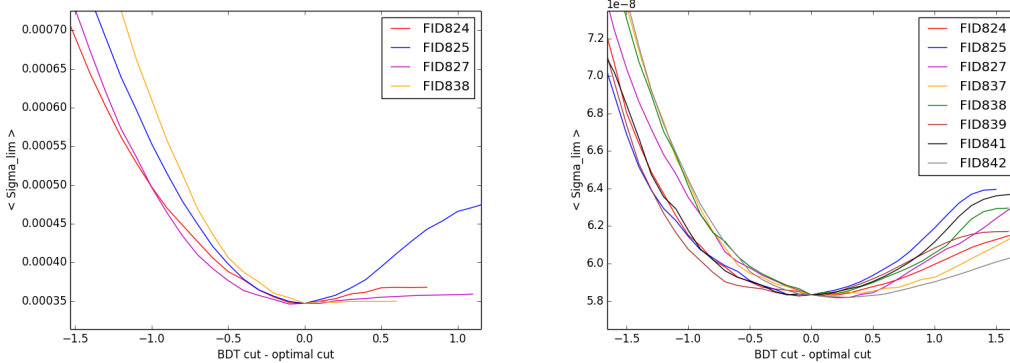


FIGURE 3.13 : Sensibilité aux WIMPs en fonction de la coupure sur le score BDT, pour les différents détecteurs lors de la recherche de WIMP à 5 GeV (gauche) et 20 GeV (droite).

Pour combiner les détecteurs, la même opération est appliquée. L'obtention d'un minimum global de sensibilité définit l'ensemble des coupures BDT simultanément sur les huit détecteurs considérés. La Fig. 3.13 montre comment la sensibilité combinée aux WIMPs varie en fonction des coupures BDT individuelles au voisinage du minimum global. Pour des WIMPs de 20 GeV (droite), les courbes sont relativement similaires d'un détecteur à l'autre, ce qui traduit le fait que pour cette masse, les détecteurs sélectionnés ont tous des sensibilités individuelles similaires. Pour des WIMPs de 5 GeV (gauche) ce n'est pas le cas car les détecteurs les plus "performants" (en terme de résolutions, seuils, intensité des bruits de fond) contribuent de manière dominante à la sensibilité. Pour notre lot de données, c'est FID825 qui a la contribution la plus importante.

Afin d'éviter la situation où, à cause d'une population d'événements inattendus, un détecteur sans impact sur la sensibilité pourrait dégrader le résultat, nous avons rajouté la règle suivante

dans la combinaison des données : si la contribution après coupure BDT au signal WIMP d'un détecteur donné est inférieure à 3 % du signal WIMP de tous les détecteurs, alors ce détecteur est exclu de la combinaison. Ainsi, pour $M_X = 5$ GeV, seuls les quatre bolomètres avec un seuil à 1 keV sont utilisés. Pour $M_X \geq 10$ GeV, les huit détecteurs sont exploités.

3.4 Etude des systématiques

Ces études ont été menées pour leur plus grande part après l'unblinding. Dans cette analyse, étant donné que la limite est obtenue sans soustraction de bruit de fond, seules les systématiques sur le signal WIMP peuvent impacter le résultat final.

3.4.1 Signal WIMP

Les incertitudes sur l'astrophysique du halo de matière noire (densité locale, distribution des vitesses) ne sont pas l'objet de cette étude. Nous choisissons ici, comme la majorité des expériences, de nous en tenir au modèle "standard" de halo de matière noire. Nous supposons aussi que la section efficace de diffusion WIMP-noyau est indépendante du transfert d'impulsion. Nous ne discutons donc ici que des incertitudes liées aux détecteurs.

Les interactions de WIMPs dans le volume non fiduciel ont volontairement été omises pour la phase d'entraînement du BDT, afin de favoriser autant que possible la réjection des événements non fiduciels. Néanmoins en présence de WIMPs, un signal de WIMP non fiduciel doit exister et sera plus important pour les WIMPs de basse masse, la réjection de surface étant réduite près du seuil. Pour quantifier cet effet, une simulation dédiée a été menée pour FID825 et un WIMP de 5 GeV, dans laquelle les WIMPs fiduciels et de surface sont pris en compte, en supposant une même proportion d'interactions au niveau des surfaces "haut" (AB) et "bas" (CD). La fraction fiducielle d'événements simulés est de 74 % initialement, mais après sélection de la zone d'intérêt ce rapport monte à 83 %, et après la coupure sur la variable BDT il passe à 98 – 99 % ! Cela est dû au fait que le BDT sélectionne bien sûr uniquement les événements avec un signal véto indistinguable du bruit, mais aussi ceux avec un rendement d'ionisation fiduciel élevé : les WIMPs non fiduciels, dont le quenching fiduciel est réduit en moyenne d'un facteur 2, sont donc largement rejetés. Au final, la sensibilité aux WIMPs dans cette étude n'est donc impactée que de 1 – 2 % par la présence de WIMPs non-fiduciels.

Les incertitudes sur l'efficacité du trigger influent bien sûr la connaissance du signal WIMP, en particulier aux plus basses masses. De manière quantitative, dans le cas de FID825, une simulation démontre que le déplacement de l'efficacité de trigger de +0.1 keV mentionné auparavant augmenterait la sensibilité finale à un WIMP de 5 GeV de +5.1 %.

L'erreur systématique dominante pour cette étude est associée au rendement d'ionisation des reculs nucléaires, ou quenching Q . La formule usuelle pour le quenching des reculs nucléaires dans le germanium est inspirée par la modélisation de Lindhard. Avec la variable réduite $\epsilon = 11.5Z^{-7/3}E_r$, on a :

$$Q_{\text{Lindhard}} = \frac{kg}{1 + kg} \quad \text{avec } k = 0.133Z^{2/3}A^{-1/2}, \quad g = 3\epsilon^{0.15} + 0.7\epsilon^{0.6} + \epsilon$$

Le paramètre k , qui décrit les pertes d'énergie électroniques, vaut 0.157 selon la paramétrisation originale mais de nombreux auteurs l'adaptent à leurs données. Par exemple une ca-

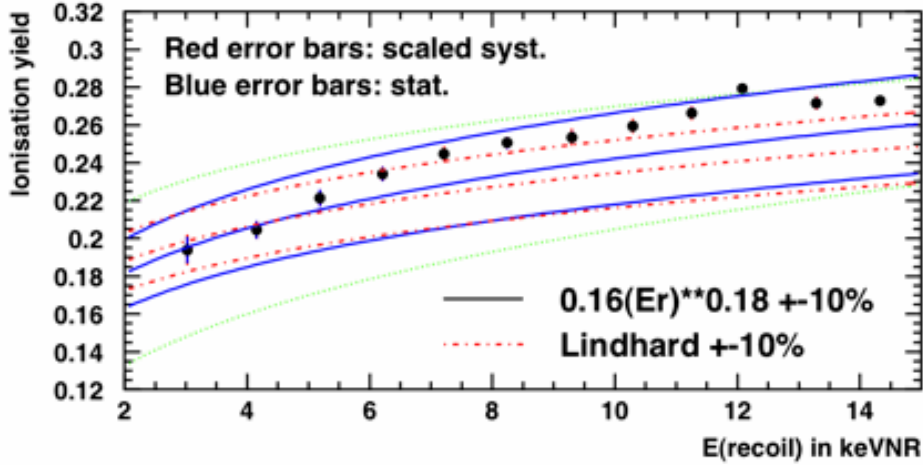


FIGURE 3.14 : Mesure du rendement d'ionisation des reculs nucléaires à partir des calibrations neutrons pour les 8 détecteurs utilisés.

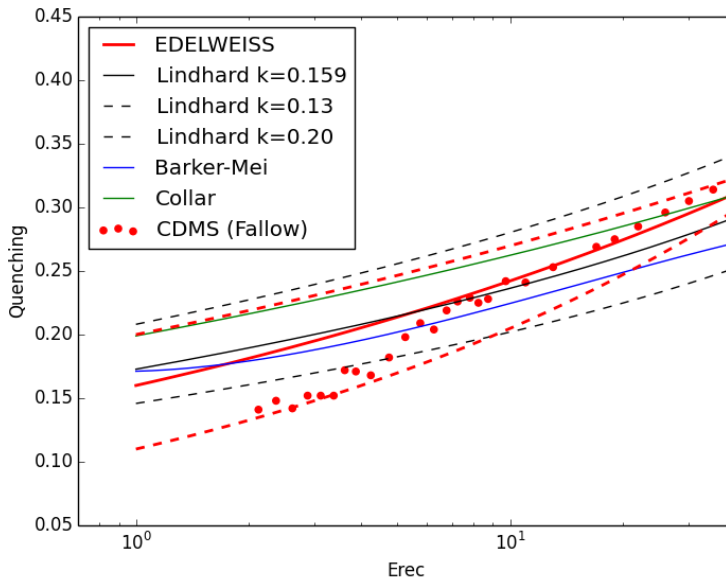


FIGURE 3.15 : Compilation de quelques paramétrisations proposées pour le facteur de quenching du germanium. Les points rouges proviennent d'une mesure non-officielle de CDMS. La ligne rouge continue est notre paramétrisation EDELWEISS de référence, et les lignes rouges pointillées sont les deux paramétrisations extrêmes Q_1 et Q_2 décrite dans le texte.

libration récente menée avec une source de $^{88}\text{Y/B}$ obtient $k = 0.179$. Il existe aussi quelques paramétrisations alternatives, comme celle d'EDELWEISS, $Q = 0.16E_r^{0.18}$, que nous utilisons comme référence pour déterminer le signal WIMPs. On a envisagé deux approches pour estimer une erreur systématique :

- (a) L'étude d'une calibration aux neutrons menée lors du Run 308 est résumée par la Fig. 3.14, qui suggère une erreur systématique à 1σ d'environ $\pm 5\%$ sur Q .

(b) On peut prendre en compte l'ensemble des mesures dans la littérature. La Fig. 3.15 en illustre certaines. Des études de J. Collar avec des détecteurs à 77 K suggèrent que Q est assez élevé à basse énergie ; au contraire des mesures, non publiées, faites dans le cadre de CDMS semblaient indiquer que Q chute autour de $E_r \sim 5$ keV. Un encadrement large des incertitudes peut donc être fait en considérant deux lois de puissance "extrêmes", $Q_1 = 0.11E_r^{0.27}$ et $Q_2 = 0.20E_r^{0.13}$.

Etant données nos propres données de calibrations, nous considérons que les deux "extrêmes" décrits en (b) sont relativement improbables. Nous utilisons l'approche (a) pour estimer notre erreur systématique sur la sensibilité. Les simulations, incluant l'ensemble des détecteurs utilisés dans l'analyse, indiquent que le changement $\delta Q/Q$ de $\pm 5\%$ modifie la sensibilité de l'analyse de $\pm 20\%$ dans le cas $M_X = 5$ GeV, et de $\pm 4\%$ si $M_X \geq 10$ GeV.

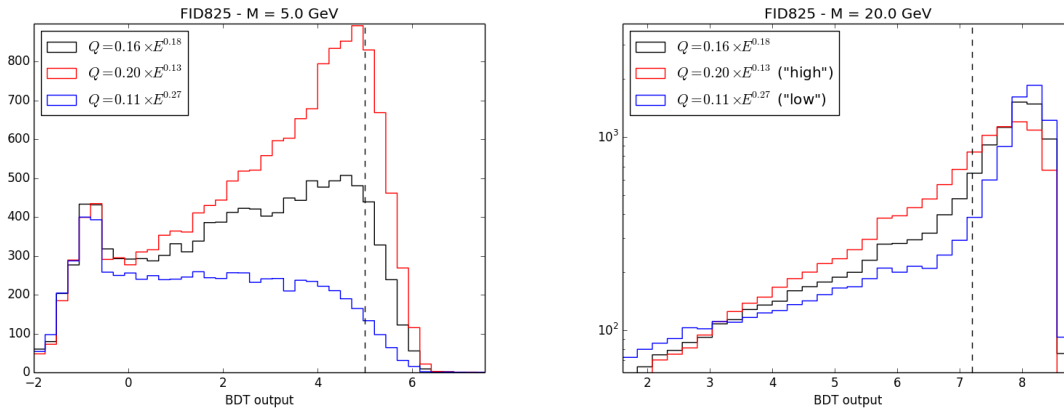


FIGURE 3.16 : Distributions simulées du score BDT pour un signal WIMP de 5 GeV (gauche) et de 20 GeV (droite), en utilisant les paramétrisations "extrêmes" pour le quenching.

La forte dépendance de la sensibilité aux WIMPs en fonction du quenching pour les plus basses masses est remarquable. Elle s'explique aisément : pour une certaine énergie déposée E_r , la distribution en signal ionisation des reculs nucléaires est grossièrement gaussienne, centrée sur $Q \times E_r$. Or la zone de signal choisie est dans la queue supérieure de cette distribution, à cause des chaleurs seules. En conséquence, un léger déplacement du quenching moyen Q a pour effet de changer significativement le signal WIMP attendu dans cette zone.

Si l'on considère les paramétrisations "extrêmes" de l'approche (b), on obtient des changements dramatiques : pour FID825 et $M_X = 5$ GeV, la sensibilité aux WIMPs est multipliée par deux si l'on utilise $Q = Q_2$, et divisée par trois si l'on utilise $Q = Q_1$! Les distributions correspondantes en variables BDT pour $M_X = 5$ et 20 GeV sont illustrées en Fig. 3.16.

En vue de l'exploration des très basses masses et en particulier de l'exploitation de détecteurs opérés à haute tension (type CDMSlite), de nouvelles mesures de quenching à basse énergie sont nécessaires. Plusieurs initiatives sont en cours dans la communauté à cette fin.

3.4.2 Incertitudes sur les bruits de fond

Événements chaleur seule

De manière paradoxale, alors que l'origine de ce bruit de fond reste indéterminée, le "modèle" utilisé pour l'analyse souffre d'assez peu d'incertitudes systématiques. La forme du spectre de

ces événements est très bien déterminée, si bien que l'erreur systématique associée est estimée à $< 1\%$. Un effet systématique plus important provient d'une légère asymétrie de la distribution des signaux ionisation observés par rapport à zéro. Par construction, cet effet n'a pu être observé qu'après l'unblinding (la région $EI > 0$ d'intérêt étant auparavant inaccessible). Il s'agit a priori d'un résidu de diaphonie entre les voies chaleur et ionisation. L'effet dépend beaucoup du détecteur et est le plus intense pour FID825. La Fig. 3.17 indique que l'amplitude de cette diaphonie est, pour FID825, de l'ordre de 7% . Une simulation basée sur ce chiffre montre que l'effet peut ainsi augmenter le nombre d'événements chaleur seule dans la zone de signal jusqu'à 17% pour $M_X = 5\text{ GeV}$.

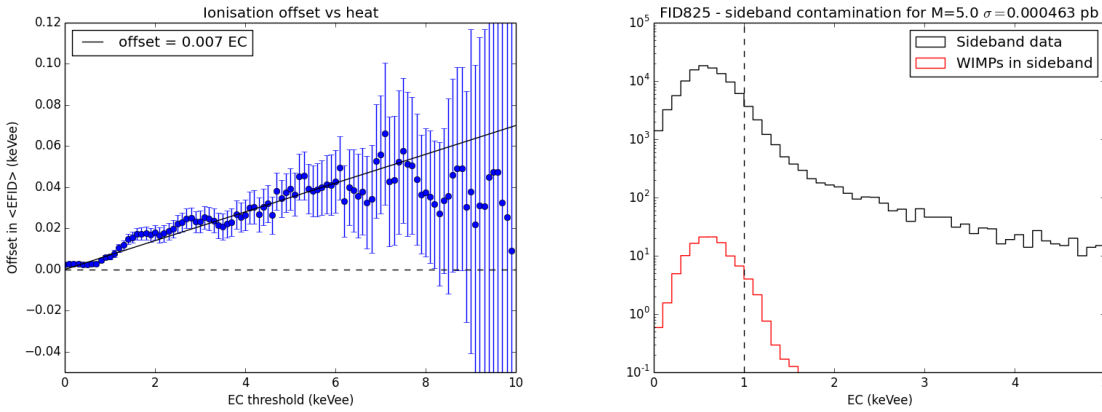


FIGURE 3.17 : *Gauche : énergie ionisation moyenne mesurée pour les événements "chaleur seule" dans FID825. Droite : spectres chaleur des événements de sideband, à ionisation négative, pour FID825. L'histogramme noir est le spectre mesuré, qui sert à la modélisation du fond chaleur seule. L'histogramme rouge est le spectre de WIMPs pour un WIMP de 5 GeV ayant une section efficace au niveau de la limite obtenue par cette étude.*

Enfin, un test important à réaliser est de vérifier que, dans la portion d'espace des paramètres utilisée pour construire le modèle de bruit de fond, c'est à dire $EI < 0$, le signal WIMP potentiel a une contribution négligeable. La Fig. 3.17 compare le spectre mesuré dans cette sideband avec le signal WIMP maximal, déduit de la limite obtenue par l'analyse. Un possible signal WIMP ne peut impacter notre modèle de chaleurs seules qu'à hauteur de $0.1 - 0.2\%$ pour $M_X = 5\text{ GeV}$, et jusqu'à 1.2% pour $M_X = 4\text{ GeV}$.

Reculs électroniques dans le détecteur

Il y a des incertitudes significatives à la fois sur les raies et le continuum du fond de reculs électroniques. Les raies associées à la couche L, entre 1.1 et 1.3 keV, ont une intensité déduite des raies K. Le rapport théorique K/L souffre d'une incertitude de l'ordre de 10% . De plus, l'erreur statistique sur l'intensité des raies de la couche K est de 7% en moyenne. Rajoutons à cela que le taux d'événements prédits associés à la couche L dépend du modèle de seuil en ligne : l'incertitude de 0.1 keV sur celui-ci génère une erreur additionnelle de 5% . Au final, la systématique sur l'intensité prédite des raies L est de 13% .

Même si la composante continue de ce fond est faible, l'erreur sur son intensité estimée est assez élevée, en grande partie à cause de la faible statistique : l'erreur correspondante est estimée à 30% . Aussi, le modèle utilisé dans cette étude est celui d'un fond plat (type Compton), alors que l'on a ensuite clairement établi qu'une composante importante provenait de la désin-

tégration β du tritium. Néanmoins le spectre correspondant est relativement plat dans la gamme d'énergie d'intérêt, avec des variations inférieures à 30 %. On a donc considéré que 30 % est une bonne estimation de l'erreur totale sur la composante continue du fond.

Des simulations prenant en compte ces erreurs systématiques ont montré qu'au total, l'erreur sur le fond de recul électronique prédit après coupure BDT était de 10 %.

Evénements de surface

Etant données les extrapolations effectuées dans la paramétrisation du fond β , on peut s'attendre à des systématiques importantes. Pour les estimer, on a considéré deux extrapolations "extrêmes" alternatives par rapport à l'extrapolation de référence : dans un cas, le spectre en dessous de 4 keV est supposé plat ; dans l'autre cas sa pente est au contraire doublée par rapport à la référence. Les simulations de ces deux scénarios montrent que l'erreur systématique sur le taux de betas dans la zone de signal WIMP (après coupure BDT) est de ± 30 % pour FID825 et $M_X = 5$ GeV.

Les données suggèrent par ailleurs que, dans le cas spécifique des betas, il existe une dispersion intrinsèque du rendement d'ionisation, en plus de la dispersion simplement liée à la résolution des voies de lecture. La mesure de cette dispersion est délicate et on a estimé cette dispersion à $\sigma_Q = 0.05 - 0.07$. En intégrant cette dispersion supplémentaire dans les simulations, on a montré que son effet sur le taux prédit de betas dans la zone de signal WIMP est inférieur à 10 %.

De manière plus critique, mais aussi plus spéculative, on a suggéré après l'unblinding une possible population d'événements betas non modélisée auparavant. Il s'agirait d'événements betas "triples", générant aussi du signal sur l'électrode fiducielle de la face opposée à celle de l'interaction. De tels événements pourraient être associés à des betas interagissant dans des régions très proches d'une électrode fiducielle, en fonction du champ électrique réel au voisinage de cette électrode, de la profondeur de l'interaction et de la taille du nuage de charge initial. Nous avons des indices de l'existence de cette population d'après des données de calibration bêtas, que les données de fond ne contredisent pas. Par exemple, les données obtenues avec le détecteur ID201, représentées Fig. 3.18 (gauche), montrent que si la majorité des betas, avec $Q \sim 0.4$, ne génèrent de signal que sur une surface, il y a une petite queue de distribution avec entre 0 et 70 % du signal sur l'autre surface ; l'intensité de cette queue de distribution est d'environ 5 %. Les données de fond du Run 308 ne contredisent pas cette observation, même si l'identification de ces événements est moins aisée. Pour FID825 par exemple, il y a environ 35 (resp. 20) événements candidats triple bêta pour 570 (resp. 325) double bêtas identifiés, soit une fraction de 6 %. Notons que ces mesures ne sont faisables qu'au dessus de 20 keV environ.

Une simulation dédiée, prenant comme ingrédients les caractéristiques principales de la population d'événements observée sur ID201, a permis d'estimer l'impact de cette nouvelle population sur le fond beta après coupure BDT : bien que le nombre total de triple betas soit bien plus faible que les doubles betas, leur score BDT est en moyenne bien plus élevé, comme illustré Fig. 3.18 (droite).

Neutrons

L'incertitude sur l'intensité du fond de neutrons est très importante car celle-ci est normalisée sur la base de 9 événements multiples observés (erreur de $1/\sqrt{9} = 33$ %), et on estime à environ 30 % l'erreur sur le rapport "simples/multiples" déduit des simulations. Au total, on peut donc donner à titre indicatif la somme quadratique de ces deux erreurs, soit 45 %.

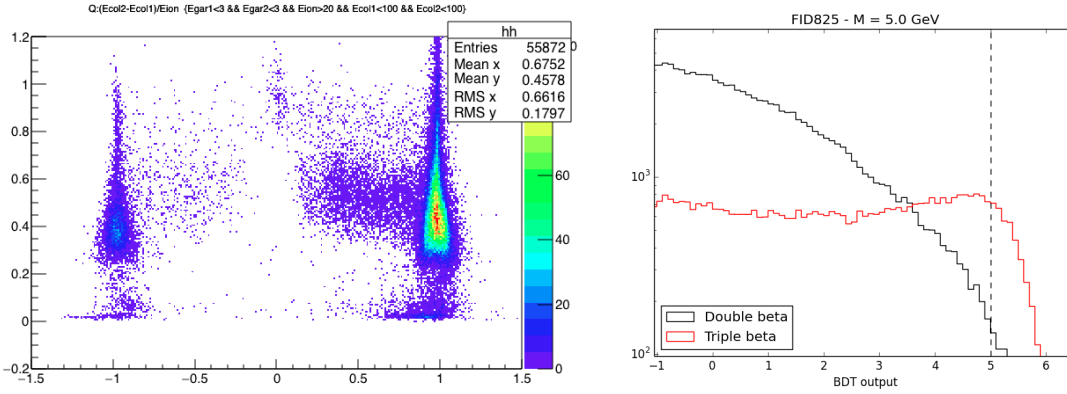


FIGURE 3.18 : Rendement d'ionisation Q en fonction de la différence relative δ entre les deux signaux des électrodes fiducielles, pour les données de calibration avec une source β du détecteur ID201 (EDELWEISS-II). Les "triple beta" potentiels apparaissent comme une queue de distribution de $|\delta| < 1$ à $Q \sim 0.4$. Droite : distribution en score BDT des événements triple beta simulés selon un modèle simple, comparée à celle des "double beta".

3.5 Résultats et conclusion

L'unblinding des données a été appliqué le 31 août 2015, et aucune correction à l'analyse n'a été nécessaire a posteriori. La Fig. 3.19 montre les distributions des événements candidats WIMPs dans le biplan chaleur - ionisation fiducielle, pour deux masses de WIMPs.

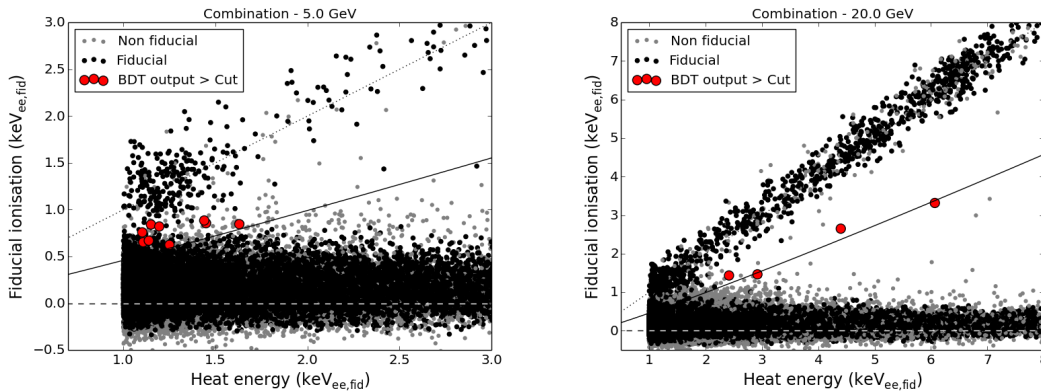


FIGURE 3.19 : Distribution des événements dans le biplan chaleur - ionisation fiducielle après unblinding, pour l'ensemble des détecteurs utilisés à 5 GeV (gauche) et 20 GeV (droite). Les événements qui passent la coupure BDT sont représentés en rouge.

En prenant en compte l'ensemble des erreurs systématiques décrites précédemment, à l'exception notable des hypothétiques événements "triple beta", on obtient la comptabilité décrite Table 3.3. Pour quelques valeurs notables de M_X , le bruit de fond attendu dans la zone de signal WIMP est donné, ainsi que le nombre d'événements observés après unblinding. Une "p-value" est alors associée, basée sur des simulations prenant en compte à la fois les systématiques (quasi-gaussiennes) et la statistique poissonnienne pour chaque type de bruit de fond. La Fig. 3.20 représente cette "p-value" en fonction de la masse, ainsi que la limite obtenue sur le couplage spin-indépendant du WIMP dans le cadre du modèle usuel de halo de matière noire.

Masse de WIMP	5 GeV/c ²	7 GeV/c ²	10 GeV/c ²	20 GeV/c ²
Neutrons	0.02 ± 0.01	0.15 ± 0.07	0.36 ± 0.16	1.05 ± 0.47
Reculs électroniques	2.71 ± 0.43	1.02 ± 0.16	0.43 ± 0.07	0.12 ± 0.02
Chaleurs seules	2.87 ^{+0.49} _{-0.03}	0.43 ^{+0.07} _{-0.00}	0.20 ^{+0.03} _{-0.00}	0.11 ^{+0.02} _{-0.00}
Surface	0.55 ± 0.16	0.12 ± 0.04	0.09 ± 0.03	0.07 ± 0.02
Fond total	6.14 ^{+0.67} _{-0.46}	1.71 ^{+0.19} _{-0.18}	1.07 ± 0.18	1.35 ± 0.47
Événements observés	9	6	4	4
p-value	22%	1.1%	2.8%	6.3%

TABLE 3.3 : Décompte des bruits de fond attendus et du nombre d'événements observés après unblinding de la zone WIMPs, pour quelques valeurs tabulées de M_X .

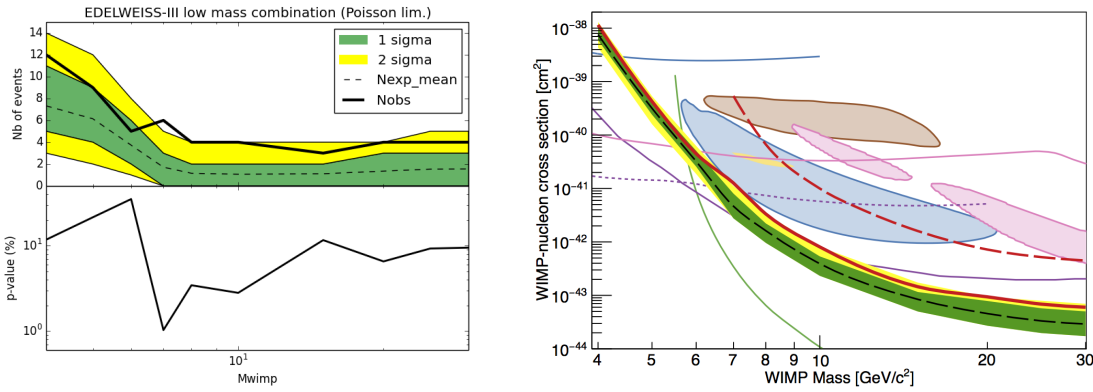


FIGURE 3.20 : Gauche : nombre d'événements passant la coupure BDT en fonction de M_X , et comparaison avec le nombre d'événements attendus. La probabilité correspondante est indiquée en-dessous. Droite : limite sur le couplage spin-indépendant WIMP-nucléon, obtenue sans soustraction de fond. Les contours brun, jaune, rose et bleu correspondent respectivement à l'interprétation des signaux de DAMA, CoGeNT, CRESST-II et CDMS-Si.

On observe globalement des excès d'événements par rapport aux prédictions de bruit de fond, quoique sans significativité statistique réelle. La plus basse p-value, pour $M_X = 7$ GeV, est de 1.1 %. D'une part pour les WIMPs de haute masse, il y a un excès de 4 événements par rapport à 1.35 attendus. Le bruit de fond dominant dans ce régime est lié aux neutrons, dont le taux prédit est entaché d'une erreur proche de 50 %. D'autre part, à basse masse ($M_X < 7$ GeV), il y a un autre excès que l'on peut lier à l'observation de trois événements candidats. Ceux-ci, étant donnée leur position dans le plan chaleur-ionisation, semblent peu compatibles avec les bruits de fond dominants attendus constitués par les chaleur seules et les reculs électroniques fiduciels. Une hypothèse est que leur présence soit liée au fond de "betas triples" : dans le scénario testé précédemment, on peut calculer que ce fond rajouterait en effet 1.5 événement dans la zone de signal WIMP pour $M_X = 5$ GeV. La plus basse p-value, toujours pour $M_X = 7$ GeV, monte alors à 2.3 %.

En conclusion, l'intérêt de cette étude a été multiple :

- D'une part, nous avons placé une contrainte significative sur l'ensemble de l'espace des paramètres de WIMPs favorisé par les précédentes indications de CDMS, CRESST et DAMA. Ce résultat confirme, avec des systématiques très différentes, ceux de SuperCDMS et de LUX qui avaient été publiés plus tôt.
 - D'autre part, nous démontrons le potentiel des détecteurs FID pour explorer les WIMPs de basse masse, de manière similaire à SuperCDMS. Nous mettons aussi en évidence le principal point faible d'EDELWEISS : la présence massive d'événements chaleur seule, qui limite l'exploitation du bas seuil et des performances des voies chaleur.
 - Enfin, nous avons pour la première fois dans l'expérience quantifié, avec étude des systématiques, l'ensemble des bruits de fonds importants pour la recherche de WIMPs. Cela montre un réel progrès dans la compréhension des détecteurs par rapport aux études précédentes même si les incertitudes près des seuils restent relativement élevées. Cela a aussi ouvert la voie à la possibilité de soustraire les bruits de fonds, dans le cadre de l'approche en likelihood publiée plus récemment [82].
-

Chapitre 4

Recherches d'axions solaires avec EDELWEISS

Ce chapitre constitue une parenthèse car il s'intéresse à une problématique qui est essentiellement indépendante de la matière noire. Les axions de QCD, ou plus généralement des particules pseudo-scalaires légères dites ALPs (axion-like particles), pourraient être produites au sein du soleil. Des expériences dédiées à leur détection existent, la plus emblématique étant l'hélioscope CAST [88]. Mais les détecteurs similaires à EDELWEISS sont aussi sensibles aux axions solaires : des expériences comme COSME [89], DAMA [90], CDMS [91] ou encore CUORE [92] avaient déjà publié des études montrant une intéressante complémentarité avec CAST.

Dans ce cadre, EDELWEISS dispose d'atouts évidents avec sa capacité à détecter et identifier proprement les reculs électroniques dans un volume fiduciel contrôlé, pour des énergies de l'ordre du keV. Une large partie de la thèse de Thibault de Boissière a consisté à exploiter les données d'EDELWEISS-II afin de placer des contraintes sur ces flux d'axions solaires, qui se sont avérées extrêmement compétitives. Les résultats sont publiés dans [93]¹. Depuis, une mise à jour de cette étude, exploitant les données d'EDELWEISS-III, a aussi été menée (publication en préparation).

Nous présentons ici ces études et discutons de perspectives concernant cette physique.

4.1 Cadre phénoménologique

4.1.1 ALPs et axions de QCD

L'existence d'ALPs, des champs pseudo-scalaires légers, est prédite dans de nombreuses théories de haute énergie, en particulier dans les théories des cordes avec dimensions compactifiées on attend de manière générique l'existence de nombreuses particules de ce type [23]. Il s'agit souvent de bosons de Goldstone, donc sans masse, associés à une brisure globale de symétrie $U(1)$ à une échelle d'énergie très élevée notée f_a . A plus basse énergie, des effets non perturbatifs peuvent ensuite légèrement modifier le potentiel associé et générer ainsi un terme de masse pour ce boson de Goldstone. Si l'échelle d'énergie associée à ces effets non perturba-

1. Dans cet article est aussi incluse une recherche d'axions constituant la matière noire, discutée à la section suivante.

tifs est notée μ , alors la masse de l'ALP est de l'ordre de μ^2/f_a : il s'agit donc d'une particule très légère.

Il se trouve que l'action de QCD peut contenir un terme violant la symétrie CP, de la forme $\theta \int d^4x G \tilde{G}$, dans lequel la variable angulaire θ est a priori arbitraire. La meilleure contrainte sur θ est déduite de l'absence de dipôle électrique du neutron, qui impose $\theta \lesssim 10^{-10}$. Cet ajustement fin est appelé le problème de CP fort. Un mécanisme possible expliquant naturellement la valeur nulle de θ consiste à supposer l'existence, comme précédemment, d'un pseudo-scalaire de Goldstone ϕ qui acquiert une masse via son couplage (non-perturbatif) aux champs de jauge de QCD. Ce couplage, de la forme $\sim \phi G \tilde{G}$, assure l'annulation des effets de violation de CP. ϕ est alors appelé axion de QCD. La masse de l'axion est liée à celle du pion, et est donnée par :

$$m_a = 6 \text{ eV} \times \left(\frac{10^6 \text{ GeV}}{f_a} \right)$$

Coefficient	KSVZ	DFSZ
$g_{a\gamma} = k (\alpha/2\pi f_a)$	$k = -1.93$	$k = 0.74$
$g_{ae} = k (m_e/f_a)$	$k = -7.7 \times 10^{-4}$	$k = 1/3$
$g_{aN}^0 = k (m_a/1\text{eV})$	$k = 1.1 \times 10^{-8}$	$k = -2.9 \times 10^{-8}$
$g_{aN}^3 = k (m_a/1\text{eV})$	$k = -2.8 \times 10^{-8}$	$k = -6.1 \times 10^{-8}$

TABLE 4.1 : Paramétrisation des couplages de basse énergie pour les deux modèles de référence d'axions de QCD.

Les détails des couplages à basse énergie entre l'axion et les particules du modèle standard (photon, électron, noyaux) dépendent de la théorie considérée. Il y a de nos jours deux modèles explicites servant de références, le modèle KSVZ [94] dit hadronique, dans lequel ϕ est couplé à la QCD par l'intermédiaire de quarks lourds supplémentaires, et le modèle DFSZ [8] pour lequel tous les fermions sont couplés aux axions, par l'intermédiaire d'un second doublet de Higgs. Nous nous contentons ici de définir les couplages de l'axion à basse énergie via les lagrangiens effectifs suivants, reliant ϕ au champ électromagnétique F , à l'électron e ou au doublet d'isospin du nucléon $N = (p, n)$:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} g_{a\gamma} F \tilde{F} \phi + i g_{ae} \bar{e} \gamma_5 e \phi + i \bar{N} \gamma_5 (g_{aN}^0 + \tau_3 g_{aN}^3) N \phi$$

Le calcul de ces couplages dans le cadre des modèles KSVZ et DFSZ fournit les résultats tabulés en Table 4.1. Dans cette table nous avons utilisé les valeurs standards de certains paramètres de physique hadronique, par exemple $m_u/m_d = 0.56$. Pour DFSZ, nous nous plaçons plus spécifiquement dans le scénario qui maximise g_{ae} , en imposant $\cos \beta = 1$, où β est le rapport des vev des deux doublets de Higgs. Le coefficient $g_{a\gamma}$ a la dimension de l'inverse d'une énergie, les couplages aux fermions étant sans dimension. On voit que le couplage g_{ae} est significativement plus faible dans le scénario KSVZ par rapport à DFSZ, car dans ce cas il est le résultat d'une boucle de photons, faisant intervenir un terme en α^2 . Enfin, particulièrement pour les couplages aux nucléons, les incertitudes sur les valeurs numériques de ces coefficients sont

très élevées, suite aux incertitudes sur les paramètres de physique hadronique sur lesquels elles s'appuient.

Dans le cas d'ALPs génériques, les valeurs des couplages effectifs au modèle standard sont libres, et ne sont donc pas reliées à la masse m_a par les relations de la Table 4.1.

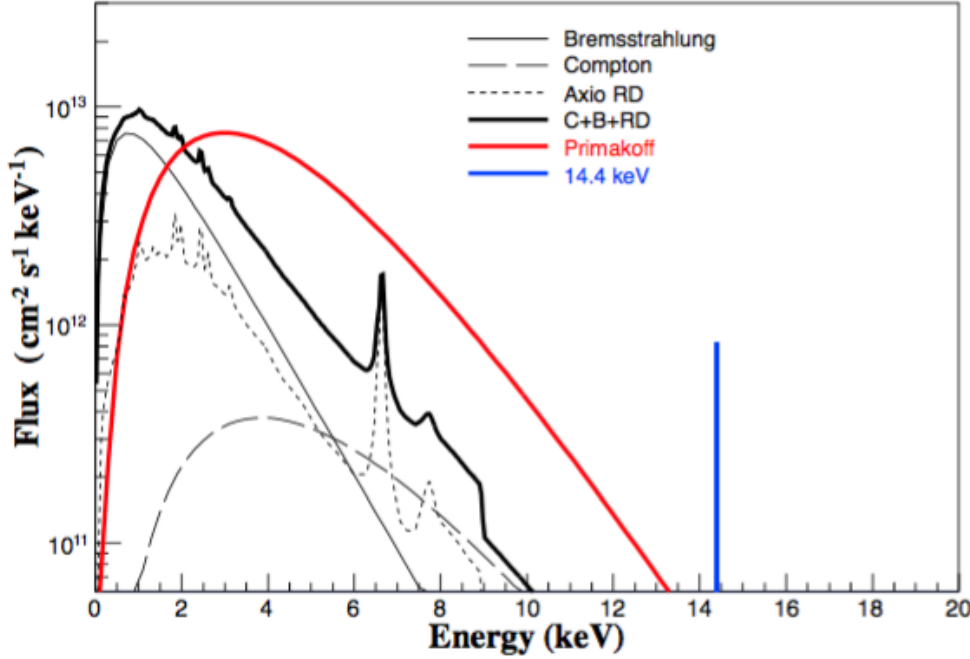


FIGURE 4.1 : Flux d'axions solaires, tels qu'utilisés dans [93]. Les intensités relatives des composantes Primakoff, CBRD et 14 keV sont arbitraires.

4.1.2 Flux d'axions solaires

Tant que les axions ou les ALPs ont des masses faibles devant le keV, les couplages mentionnés ci-dessous permettent leur production dans le Soleil, et l'on peut ainsi éventuellement détecter un flux d'axions solaires en provenance directe du cœur de l'étoile, de manière similaire aux neutrinos solaires. Le mécanisme de production dominant dépend de l'importance relative des différents couplages concernés. La Fig. 4.1 illustre les distributions en énergie des flux d'axions solaires associés à divers modes de production, telles que paramétrisées pour l'analyse d'EDELWEISS-II.

- Le flux dit Primakoff est le fruit de la conversion de photons thermiques dans le champ électromagnétique du plasma solaire. Une approximation analytique pour ce flux est [95] :

$$\frac{d\Phi}{dE} = \frac{6.02 \times 10^{14}}{\text{cm}^2 \text{keVs}} \left(\frac{g_{a\gamma} \times 10^8}{\text{GeV}^{-1}} \right)^2 E^{2.48} e^{-E/1.2}$$

- Le couplage g_{ae} engendre des processus analogues à ceux associés à l'interaction photon-électron : effet Compton ($\gamma + e^- \rightarrow e^- + a$), bremsstrahlung ($e^- + X \rightarrow e^- + X + a$), ainsi que des processus de recombinaisons et désexcitation, pris en compte plus récemment et qui génèrent néanmoins un flux comparable aux deux précédents. Au moins pour

Compton et bremsstrahlung, des paramétrisations similaires à celles du flux Primakoff peuvent être utilisées [96].

- Enfin, le couplage nucléaire des axions peut entraîner des émissions monochromatiques associées à des états nucléaires excités. Dans la gamme d'énergie de détection considérée (du keV à la centaine de keV), un isotope particulier, le ^{57}Fe , a un état excité à 14.4 keV avec une transition associée essentiellement de type M1. Le flux correspondant d'axions a été calculé en fonction de paramètres de physique nucléaire (dont les incertitudes sont là encore non négligeables). En notant $g_{aN}^{\text{eff}} = 1.19 g_{aN}^0 + g_{aN}^3$, on a utilisé [97] :

$$\Phi_{14.4} = \left(\frac{k_a}{k_\gamma}\right)^3 \times 4.56 \times 10^{23} (g_{aN}^{\text{eff}})^2 \text{cm}^2/\text{s}.$$

Ici le facteur cinématique k_a/k_γ permet de prendre en compte le régime non-relativiste lorsque la masse de l'axion s'approche de 14.4 keV.

4.1.3 Détection des axions solaires

Les détecteurs dédiés comme CAST utilisent l'effet Primakoff (couplage $g_{a\gamma}$) pour reconverter les axions solaires en photons au keV au sein d'un volume magnétisé. Dans un détecteur cristallin comme EDELWEISS, deux mécanismes de détection peuvent être envisagés. Dans les deux cas, il importe de noter qu'au final il s'agit de reculs électroniques, et non nucléaires, qui seront identifiés.

D'une part, on peut utiliser l'analogie de l'effet photoélectrique : $a + e^- + Z \rightarrow e^- + Z$. La section efficace de cet effet "axioélectrique" est directement liée à la section efficace photoélectrique σ_{pe} (les états liés de l'électron étant identiques). En prenant en compte le cas où l'axion n'est pas ultrarelativiste, elle s'écrit :

$$\sigma_{ae}(E) = \sigma_{pe}(E) \frac{g_{ae}^2}{\beta} \frac{3 E^2}{16\pi\alpha m_e^2} \left(1 - \frac{\beta^{2/3}}{3}\right)$$

Cette section efficace présente des pics aux énergies associées aux couches K et L du germanium, vers 10.4 et 1.3 keV.

D'autre part, comme pour CAST on peut détecter une conversion d'axions en photons, en exploitant non pas un champ magnétique externe mais le champ électrostatique intense associé aux atomes du cristal. La longueur d'onde des axions solaires, au keV, est du même ordre de grandeur que l'espacement interatomique. En fonction de l'orientation du flux d'axions par rapport au réseau cristallin du détecteur on attend donc une augmentation importante de ce signal Primakoff lorsque la condition de Bragg est atteinte. En appelant \mathbf{G} un vecteur du réseau réciproque et \mathbf{u} la direction du soleil, la condition de Bragg dans le cas où $m_a \ll E$ s'écrit $E = \mathbf{G}^2/2\mathbf{u} \cdot \mathbf{G}$, ce qui montre que la sensibilité au flux d'axions solaire sera augmentée pour certaines valeurs discrètes de leurs énergies. Ce mode de détection, spécifique aux détecteurs cristallins, est inaccessible aux gaz nobles liquéfiés.

En fonction des couplages ou combinaisons de couplages que l'on souhaite étudier, on dispose de 3 modes de production des axions solaires et 2 modes de détection. Cela fait donc en théorie 6 canaux de recherche. Par soucis de simplicité nous nous sommes limités à 3 canaux uniquement :

- Etude du flux d'axions Primakoff, détectés par effet Primakoff aussi via diffusion de Bragg. Dans ce cas, le signal recherché est proportionnel à $g_{a\gamma}^4$.
- Etude du flux d'axions produit par effets Compton, bremsstrahlung et recombinaisons-désexcitation, appelé CBRD, détectés cette fois-ci via l'effet axioélectrique. Le signal recherché est dans ce cas proportionnel à g_{ae}^4 .
- Enfin nous avons aussi étudié le flux d'axions "nucléaires" à 14.4 keV, avec une détection axioélectrique. Dans ce cas, l'interprétation du résultat est moins immédiate, car le signal recherché est proportionnel à la combinaison $(g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}})^2$.

Dans les sections suivantes, nous choisissons de présenter la recherche d'axions Primakoff telle que publiée avec les données d'EDELWEISS-II [93], et les autres recherches (g_{ae} , g_{aN}) avec les données plus récente EDELWEISS-III (publication en préparation).

4.2 Axions Primakoff avec EDELWEISS-II

Cette étude a été menée intégralement par Thibault de Boissière. Les données d'EDELWEISS-II utilisées pour cette étude sont qualitativement similaires à celles d'EDELWEISS-III, décrites au chapitre précédent. Il s'agit de données collectées avec 10 détecteurs ID dans le cadre de la campagne de recherche de WIMPs de 2009-2010, qui a duré environ 14 mois. Nous avons appliqué une sélection de données spécifique pour cette étude, aboutissant à une exposition de 448 kg-jours. C'est plus que l'exposition utilisée pour la recherche de WIMPs de [72] : les contraintes en terme de résolutions des voies ionisation et chaleur, ainsi qu'en terme de qualité de la sélection fiducielle sont moins fortes pour une recherche d'axions que de reculs nucléaires.

La sélection des reculs électroniques fiduciels est faite de manière très efficace, d'une part en ne gardant que les événements avec des signaux inférieurs à 4σ sur les électrodes veto et de garde ; et d'autre part ceux pour lesquels les signaux ionisation (fiducielle) et chaleur sont compatibles à 3σ près. Ensuite, pour chaque événement sélectionné on peut définir un estimateur optimal de l'énergie déposée sous forme de recul électronique, $\tilde{E} = w_c E_{\text{chaleur}} + w_i E_{\text{ionisation}}$ ². Un seuil d'analyse est appliqué, entre 2.5 et 3.5 keV en fonction du détecteur considéré, de manière à ce que l'efficacité de déclenchement reste supérieure à 50 % pour l'ensemble des données étudiées. La distribution en \tilde{E} des événements sélectionnés, corrigée de l'efficacité de déclenchement, constitue l'observable qui est ensuite interprétée en terme de signal et de bruit.

Pour la recherche d'axions Primakoff via diffraction de Bragg, le taux d'événements attendu a l'expression suivante :

$$R(\tilde{E}, t, \alpha) = 2(2\pi)^3 \frac{V}{v_a^2} \sum_{\mathbf{G}} \frac{d\phi}{dE} \frac{g_{a\gamma}^2}{16\pi^2} \sin^2(2\theta)^2 \frac{1}{|\mathbf{G}|^2} |S(\mathbf{G})F_a^0(\mathbf{G})|^2 W(E, \tilde{E})$$

Ici, $d\phi/dE$ est le flux Primakoff mentionné précédemment. Le détecteur a un volume V et la maille élémentaire cristalline un volume v_a . θ étant l'angle de diffusion, la section efficace différentielle de détection est $\propto g_{a\gamma}^2 \sin^2(2\theta)$. Etant donnée une orientation du détecteur, représentée par l'angle α , la condition de Bragg fixe pour chaque vecteur \mathbf{G} du réseau réciproque une énergie précise, E , pour laquelle le signal sera amplifié par des interférences. Le facteur de forme correspondant est donné par $|S(\mathbf{G})F_a^0(\mathbf{G})|$, où S est un terme purement géométrique lié

2. Les poids w_c et w_i sont optimisés en fonction des résolutions moyennes de chaque détecteur

à la structure cristalline (diamant) du germanium, et F_a^0 est le facteur de forme associé à la distribution du champ électrostatique autour d'un noyau (il diffère du facteur de forme plus courant associé à la densité d'électrons). Enfin, la fonction $W(E, \tilde{E})$ est une gaussienne paramétrisant la résolution en énergie pour l'observable \tilde{E} .

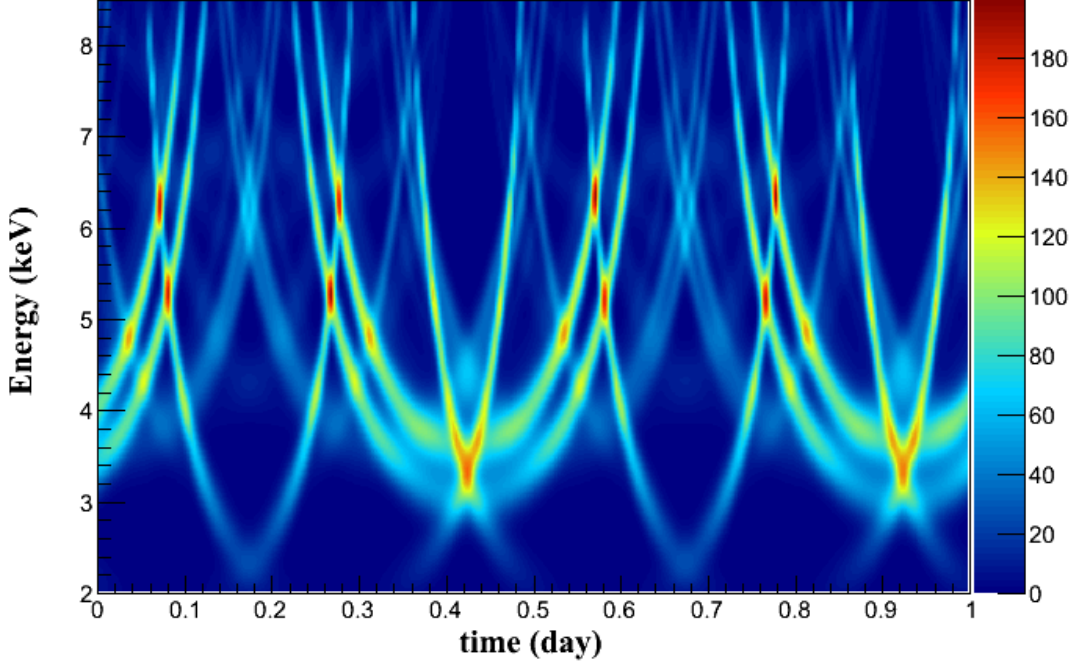


FIGURE 4.2 : *Intensité du signal d'axions solaires Primakoff en fonction de l'énergie et du temps, pour un cristal d'orientation fixée, arbitraire, à la latitude du LSM.*

Connaissant l'orientation d'un détecteur dans le cryostat ainsi que les coordonnées du LSM, on peut calculer la direction du Soleil par rapport aux axes cristallins à chaque instant ; un exemple illustrant les variations en énergie et en temps du signal attendu est représenté Fig. 4.2. Ces variations spectro-temporelles sont une signature très spécifique, qui facilite la discrimination des bruits de fond connus de reculs électroniques. Pour les exploiter, on a utilisé dans cette étude un corrélateur temporel identique à celui de COSME [89]. Pour chaque bin en énergie $[E_k, E_k + \Delta E]$, on définit :

$$\chi_k = \sum_i [R_k(t_i) - \langle R_k \rangle] \cdot n_{ik}$$

Ici, n_{ik} représente le nombre d'événements observés au temps t_i et dans le bin d'énergie k , et $R_k(t_i)$ est le spectre théorique associé, dérivé d'après la formule précédente en prenant un couplage de référence $g_{a\gamma}^{\text{ref}} \equiv 1$. L'opérateur $\langle \cdot \rangle$ est une moyenne temporelle. En notant b_k le bruit de fond des reculs électroniques on peut alors obtenir l'estimateur suivant pour $g_{a\gamma}$ à partir de cette fonction de corrélation :

$$g_{a\gamma}^{\text{est}} = \frac{\sum_k \frac{\chi_k}{b_k}}{\sum_k \frac{\sum_i [R_k(t_i) - \langle R_k \rangle]^2}{b_k}}$$

On néglige ici les variations temporelles du bruit de fond, et sa distribution en énergie a été modélisée dans cette étude par la somme d'un continuum plat et de raies cosmogéniques clairement identifiées.

Une difficulté importante apparaît dans le cas d'EDELWEISS-II. Nos détecteurs sont des monocristaux placés à l'horizontale dans le cryostat, avec une incertitude d'environ 1 degré. Il reste un axe cristallin dont l'orientation reste totalement indéterminée, l'expérience n'ayant pas été optimisée pour la recherche d'axions. On a donc appliqué la procédure suivante. On a scanné sur toutes les orientations possibles $\alpha \in [0; 2\pi]$ de cet axe cristallin, pour tous les détecteurs, et déduit une *distribution* de $g_{a\gamma}^{\text{est}}$. On a appliqué la même procédure à des lots de données simulées, avec ou sans signal d'axion Primakoff. En comparant la distribution déduite des données avec celles simulées, on a pu placer ainsi une limite fréquentiste à 95 % sur $g_{a\gamma}$:

$$g_{a\gamma} < 2.13 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}$$

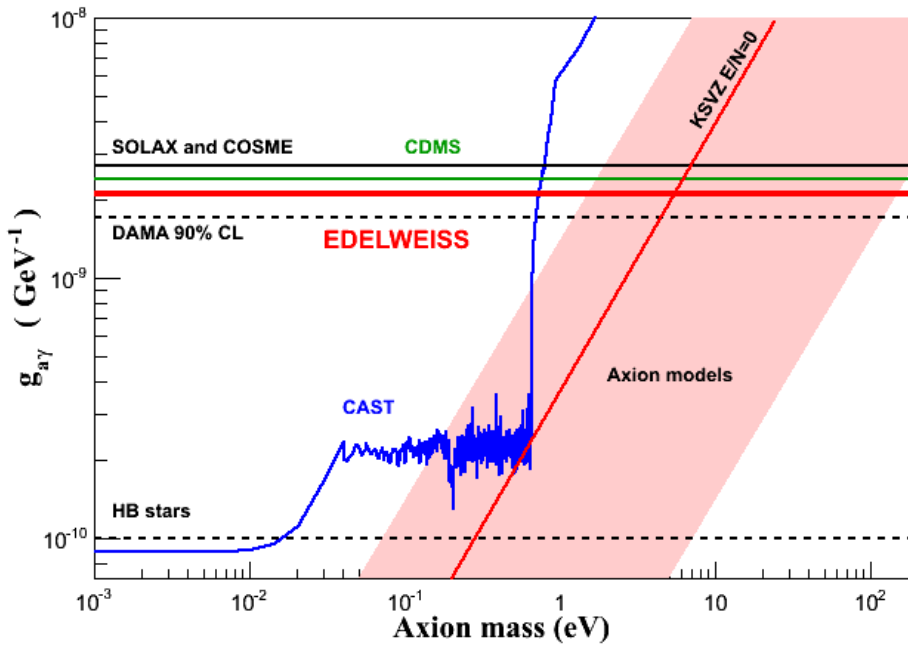


FIGURE 4.3 : Contraintes comparées sur le couplage $g_{a\gamma}$, illustrant la complémentarité entre CAST et les expériences utilisant des détecteurs cristallins. La bande rouge représente les modèles d'axions de QCD.

Sur la Fig. 4.3, ce résultat est comparé à ceux d'autres expériences employant des détecteurs cristallins, et à celui de CAST. La sensibilité de CAST est fortement dégradée en-dessous de $m_a \simeq 1$ eV car au-delà il y a perte de cohérence du processus de détection dans le volume de cet hélioscope. Pour EDELWEISS-II, nous estimons que notre sensibilité est inchangée jusqu'à $m_a \sim 200$ eV :

- Des calculs ont montré que la formule du flux Primakoff solaire reste valable avec une erreur d'environ 1 % pour $m_a \sim 200$ eV.

- La condition de Bragg que nous avons exploitée est aussi modifiée quand $m_a \neq 0$, mais la variation d'énergie correspondante est $\Delta E/E = m_a^2/4E^2 \sim 1\%$ pour $m_a \sim 200$ eV, ce qui est plus faible que notre résolution.

Ainsi les détecteurs cristallins obtiennent une sensibilité complémentaire à celle des hélioscopes dédiés, qui permet de contraindre significativement les modèles d'axions pour des masses supérieures à l'eV.

4.3 Analyse du spectre de reculs électroniques d'EDELWEISS-III

Nous présentons ici plus en détails une étude du spectre des reculs électroniques fiduciels dans EDELWEISS-III, et la recherche de signaux spécifiques aux axions dans ces données. L'étude de la composante basse énergie de ce spectre a déjà été publiée dans [98], l'accent étant mis sur la première mesure de l'activation en tritium dans le germanium, déjà mentionnée au Chapitre 3. La recherche de processus "exotiques" avec ces mêmes données est l'objet d'une publication en préparation. Nous étudions l'ensemble du domaine en énergie mesurable par l'expérience, $0.8 < E < 500$ keV. Cette étude sera aussi exploitée au Chapitre 5, pour la recherche directe de matière noire au keV.

4.3.1 Mesure et modélisation du spectre de reculs électroniques

Les données du Run 308 ont été présentées au Chapitre 3. Comme dans le cas d'EDELWEISS-II, on peut exploiter une exposition plus large que celle sélectionnée pour la recherche de WIMPs. Deux sélections dédiées aux reculs électroniques fiduciels ont été construites :

- a un ensemble de données correspondant à une exposition de 1149 kg-jours, pour 19 détecteurs, avec un seuil en énergie de 2 keV ;
- b un sous-ensemble, concernant 10 détecteurs et une exposition de 287 kg-jours, pour lequel le seuil en énergie peut être abaissé à 0.8 keV.

Les reculs électroniques fiduciels sont sélectionnés par des coupures sur les signaux des électrodes véto et fiducielles. Comme pour EDELWEISS-II, afin d'obtenir la meilleure résolution à basse énergie, on combine les signaux ionisation fiducielle et chaleur avec des poids w_c et w_i dépendant du bruit de ligne de base des voies de lecture. De plus, pour les énergies supérieures à environ 50 keV, le piégeage de charge mentionné au Chapitre 2 dégrade la qualité des signaux ionisation - et donc des signaux chaleurs via l'effet Luke. Ce sont les trous, lus spécifiquement par l'électrode fiducielle "D", qui sont le moins impactés par le piégeage [71]. On a donc décidé d'utiliser comme échelle d'énergie la combinaison empirique suivante :

$$E = w E_{ID} + (1 - w) (w_c E_{\text{chal}} + w_i E_{\text{ionisation}}) \quad \text{avec} \quad w = \left(1 - e^{-(E/25)^2}\right)^2$$

A haute énergie on ne se sert donc de manière effective que du signal ionisation induit par les trous.

Résolution

La résolution en énergie pour cet estimateur est mesurée en exploitant les raies d'activation cosmogéniques autour de 10 keV (couche K) et de 1 keV (couche L), déjà mentionnées au Chapitre 3, ainsi qu'à plus haute énergie une raie de calibration à 356 keV du ^{133}Ba et la raie à 239 keV provenant de la chaîne de désintégration du ^{323}Th , visible dans les données de fond. La Fig. 4.4 (gauche) illustre cette mesure dans le cas du sous-ensemble des données à bas seuil (b), pour lequel les raies associées à la couche L sont mesurables, quoique non résolues. La résolution est bien modélisée par

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + (\alpha E)^2 \quad \text{avec } \sigma_0 = 157 \text{ eV} \text{ et } \alpha = 1.23\%$$

Dans cette relation, la dépendance linéaire $\sigma \propto E$ à haute énergie est la conséquence du phénomène de piégeage, et est dominante par rapport à une possible dépendance en \sqrt{E} dite de Fano, qui est observée dans des détecteurs comme ceux de MAJORANA.

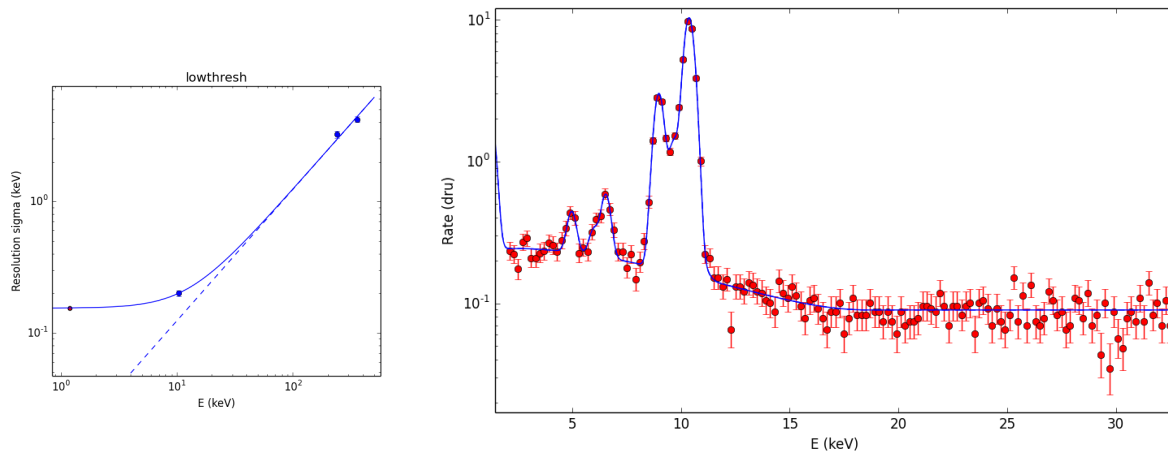


FIGURE 4.4 : Gauche : mesure de la résolution en fonction de l'énergie, pour la sélection de données à bas seuil (b). Droite : spectre des reculs électroniques pour la sélection complète (a), pour $2 < E < 35$ keV. L'ajustement de modèle de fond est représenté en bleu.

Composantes du fond

Le spectre correspondant à l'ensemble de données (a) est représenté en Fig. 4.4 (droite), pour l'intervalle d'énergie $2 < E < 35$ keV. Les reculs électroniques fiduciels observés proviennent :

- D'un triplet de raies spectrales entre 8.98 et 10.37 déjà décrit au Chapitre 3.
- Nous avons aussi détecté sans ambiguïté les raies associées au ^{49}V (4.97 keV), au ^{55}Fe (6.54 keV), et au ^{54}Mn (5.99 keV).
- D'un fond Compton, essentiellement plat en-dessous de 50 keV.
- De la radioactivité β du tritium. Sa distribution en énergie est bien connue [99] :

$$R(E) \sim (E + m_e) \times (Q - E)^2 / (1 - e^{-1.47/\sqrt{E}})$$

Ici, $Q = 18.6$ keV est le endpoint de ce spectre β , et nous avons inclus la correction de Fermi standard. Le tritium *présent dans le volume fiduciel* des cristaux a été produit par activation du germanium sous le flux de neutrons cosmogéniques. Son observation, qui est peut-être le résultat principal de [98], constitue la première mesure claire obtenue dans un détecteur en Germanium. L'intensité de ce fond, de 1.5 événements par kg-jour, est due au stockage provisoire en surface des détecteurs qui a été rendu nécessaire

lors de leur fabrication. Ce bruit de fond devra être pris en compte pour les prochaines expériences de recherche de WIMPs de basse masse [100], mais contrairement à la radioactivité de surface sa distribution en énergie est bien connue.

Le spectre mesuré avec le sous-ensemble de données à bas seuil (b) est représenté sur la Fig. 4.5 (gauche). La contrepartie en couche L du triplet K est visible, quoique non résolue, avec un rapport d'intensité $L/K \simeq 0.11$. Pour modéliser correctement le spectre aux plus basses énergies il faut aussi prendre en compte deux corrections : d'une part la perte d'efficacité due au seuil en ligne et à la coupure sur le signal ionisation ; d'autre part la contamination des événements chaleur seule, mesurée grâce aux événements d'énergie ionisation fiducielle négative, de manière similaire à ce qui a été présenté au Chapitre 3. Comme le montre la Fig. 4.5, il se trouve que ces deux corrections, qui se compensent en partie, n'ont un impact que pour $E \leq 0.9$ keV.

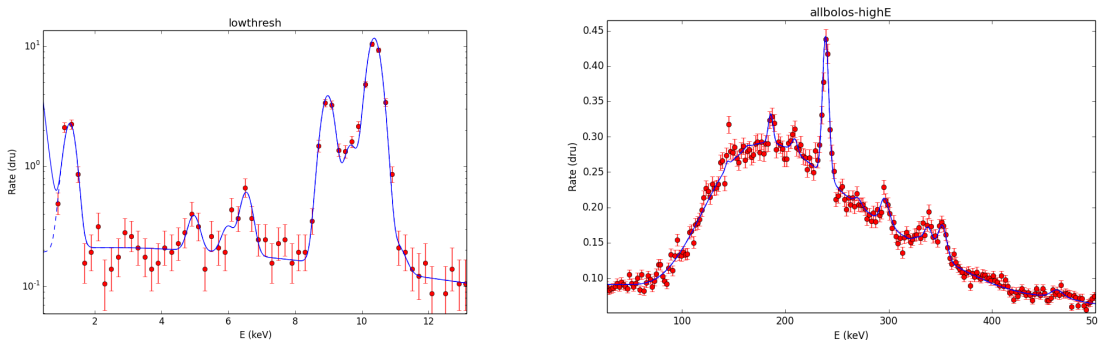


FIGURE 4.5 : Spectres et modèles ajustés. Gauche : aux basses énergies, $E > 0.8$ keV. La ligne pointillée bleu représente le spectre modèle sans les corrections d'efficacité et de contamination des événements chaleur seule. Droite : aux hautes énergies, $E < 500$ keV.

Enfin, le spectre à haute énergie, $50 < E < 500$ keV, est représenté Fig. 4.5 (droite) pour l'ensemble (a) des 1149 kg-jours sélectionnés. La composante continue, produite par la diffusion Compton de rayons γ de plus haute énergie, est difficile à modéliser précisément à l'aide des simulations. Nous l'ajustons par une spline cubique. Les raies observées dans ce spectre ont été identifiées comme étant issues des chaînes radioactives du ^{323}Th , du ^{226}Ra et de ^{235}U ³. La Fig. 4.6 illustre l'identification de ces raies après soustraction du continuum. Il reste une structure spectrale localisée à $E = 145 \pm 0.5$ keV, compatible avec une raie, non clairement identifiée. Son origine radioactive locale ne fait guère de doutes car elle est particulièrement intense dans les spectres de trois détecteurs (FID 838, 841 et 842) situés au même endroit dans le cryostat.

Nous avons ainsi ajusté aux données un modèle complet pour les spectres de recul observés dans la gamme d'énergie étendue de 0.8 à 500 keV. La matrice de covariance associée contient un certain nombre de corrélations, illustrées Fig. 4.7 dans le cas du spectre (b) à bas seuil. Par exemple, d'une part le tritium, et d'autre part le Compton ou les raies de basse énergie sont anticorrélées. Au contraire l'intensité des raies à plus basse énergie est corrélée avec la résolution.

3. Par exemple sur le site de Laboratoire Henri Becquerel du CEA-Saclay, <http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php>.

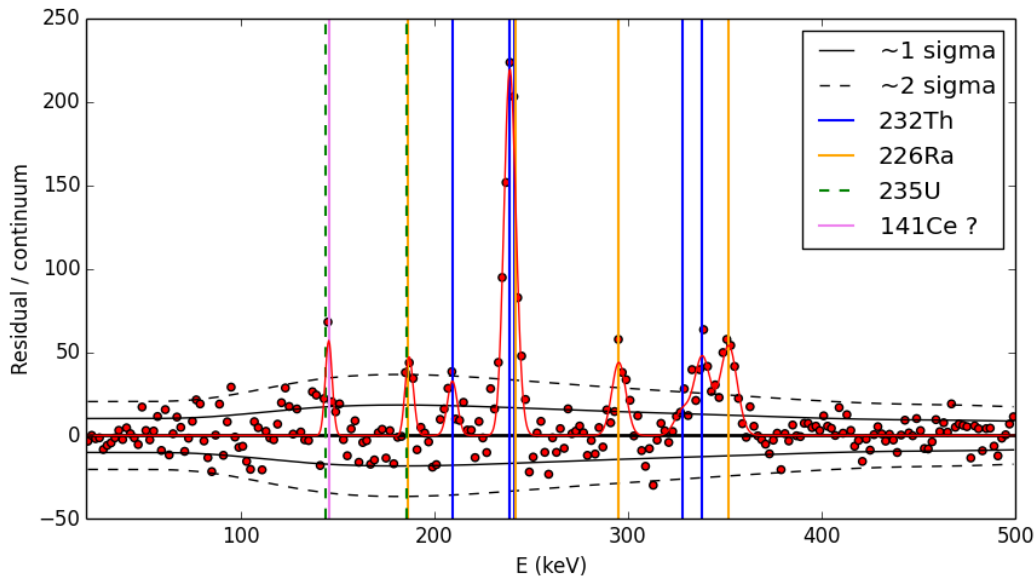


FIGURE 4.6 : Résidus du spectre mesuré à haute énergie après soustraction de la composante continue. Les raies associées aux trois chaînes radioactives du ^{232}Th , ^{226}Ra et ^{235}U sont représentées, et on a rajouté une hypothétique contribution du ^{141}Ce pour expliquer l'excès à 145 keV, qui est le seul apparaissant nettement au-delà des bandes à $\pm 2\sigma$.

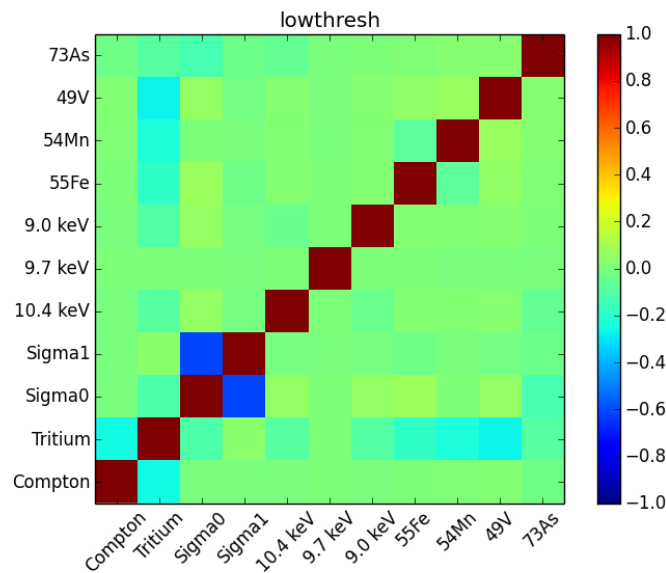


FIGURE 4.7 : Matrice de corrélation entre les différentes composantes du modèle de bruit de fond (y compris la résolution en énergie), pour la sélection à bas seuil (b).

4.3.2 Recherche de structures spectrales

Nous étudions deux types de structures spectrales, qui seront utiles aux recherches de ce Chapitre et du Chapitre 5 :

- Un signal lié à l'effet Compton-Bremstrahlung, piqué vers 2 keV. Son intensité, qui est le produit du flux illustré Fig. 4.1 et de la section efficace axioélectrique, est représentée en Fig. 4.8.
- Une raie monochromatique d'émission. Nous serons spécifiquement intéressés par une émission à 14.4 keV (^{57}Fe) mais dans le but de rechercher d'autres phénomènes exotiques et surtout des signaux d'absorption de matière noire au keV qui seront décrits au Chapitre 5, nous recherchons ici de manière aveugle des raies dans l'ensemble de la gamme 0.8 – 500 keV.

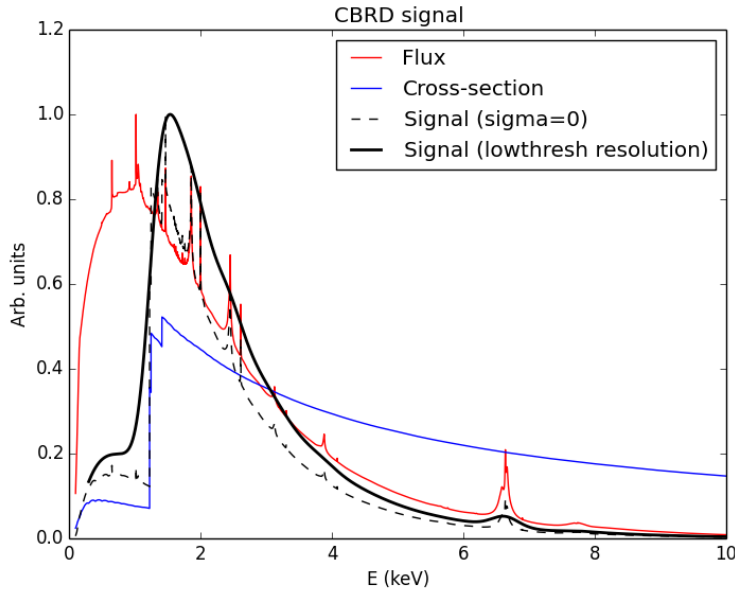


FIGURE 4.8 : Modélisation du signal CBRD. Le flux solaire Φ est tabulé suivant [101]. La section efficace de détection σ est largement augmentée au-delà de l'énergie de la couche L , $E \gtrsim 1.3$ keV. Le signal prédit est la convolution du produit $\Phi \times \sigma$ par la résolution en énergie.

Dans les deux cas, l'intensité μ du signal recherché peut être contrainte par une analyse statistique traditionnelle en likelihood. Nous reprenons ici les notations de [102]. En notant θ l'ensemble des paramètres libres du modèle de fond, le spectre de données permet de calculer une probabilité fréquentiste, dite likelihood $L = \prod_{\text{bins}} p(N_i|\mu, \theta)$, où $p(N)$ est la distribution de Poisson. Lorsque c'est approprié, nous multiplions aussi ce likelihood par une contrainte gaussienne sur les paramètres de la résolution en énergie. Le minimum global du likelihood est noté $L(\hat{\mu}, \hat{\theta})$, et dans notre cas nous restreignons l'espace des paramètres physiques à $\mu \geq 0$, ce qui force $\hat{\mu} \geq 0$. Nous utilisons alors la variable statistique de test suivante, adaptée pour placer une limite supérieure sur un paramètre positif a priori :

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \left(\frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \right) & \mu > \hat{\mu} \\ 0 & \mu < \hat{\mu} \end{cases}$$

Ici, $\hat{\theta}$ est le vecteur de paramètres de nuisance qui minimise la likelihood à μ fixé. Pour placer une limite fréquentiste à 90 %, il faut trouver la valeur μ_l telle que, en supposant qu'il existe un

signal d'intensité μ_l , alors dans 90% des cas la valeur reconstruite de q_{μ_l} sera supérieure à celle effectivement mesurée. Autrement dit il faut résoudre

$$10\% = 1 - F(q_{\mu_l}|\mu_l)$$

où F est la fonction cumulative de la distribution de q_{μ} . Sous certaines conditions, en particulier des grands nombres, l'approximation de Wald permet de déduire des formules asymptotiques pour les fonctions de distribution de q_{μ} . Pour l'observable statistique utilisée ici, la distribution asymptotique est [102] :

$$F(q_{\mu}|\mu) = \begin{cases} \Phi(\sqrt{q_{\mu}}) & 0 < q_{\mu} < \mu^2/\sigma^2 \\ \Phi\left(\frac{q_{\mu} + \mu^2/\sigma^2}{2\mu/\sigma}\right) & q_{\mu} > \mu^2/\sigma^2 \end{cases}$$

Ici $\Phi(x) = 0.5(1 + \operatorname{erf}(x/\sqrt{2}))$ est la fonction cumulative de la loi normale et σ est la variance de la distribution du likelihood, gaussienne dans l'approximation de Wald. On estime σ en introduisant un lot de données "parfait" dit d'Asimov dans lequel il n'y aurait pas de fluctuations poissonniennes, et pour lequel, toujours dans l'approximation de Wald le rapport des likelihoods vaut $-2 \ln \lambda(\mu) = \mu^2/\sigma^2$.

La procédure est donc de calculer σ en utilisant le "lot de données d'Asimov" puis d'utiliser la formule analytique donnant $F(q_{\mu}|\mu)$ pour déduire la limite sur le paramètre μ . Il y a deux complications additionnelles :

1. L'approximation de Wald n'est pas valide a priori s'il y a des dégénérescences, ou fortes corrélations, entre μ et certains paramètres de nuisance. Cela est le cas lorsque l'on cherche à placer une limite sur une potentielle raie "exotique" au voisinage d'une raie radioactive connue. Nous avons vérifié à l'aide de simulations complètes que, dans notre cas, l'erreur induite par l'utilisation des formules asymptotiques atteint quelques dizaines de % juste au-dessus d'une raie, mais décroît fortement dès que l'énergie de la raie recherchée et celle de la raie radioactive diffèrent d'une fraction de résolution en énergie. Par simplicité nous préférons donc utiliser les distributions asymptotiques pour toutes les recherches.
2. Dans notre situation, où nous plaçons des limites à 90% et scannons sur de nombreux signaux possibles, l'approche fréquentiste utilisée induit forcément des limites sur μ exagérément "bonnes" dans les situations où le bruit de fond présente des fluctuations négatives importantes. Plusieurs prescriptions statistiques sont possibles pour se protéger de cet effet, et nous avons choisi la méthode dite CLs [103], aussi utilisée par exemple par XENON100 (ou au LHC pour la recherche de Higgs en 2011), qui consiste à modifier la définition de la limite à 90 % en introduisant une sorte de correction bayésienne :

$$1 - F(q_{\mu_l}|\mu_l) = 0.1 \times (1 - F(q_{\mu_l}|0))$$

La Fig. 4.9 montre les limites obtenues sur le paramètre μ , exprimé en taux d'événements par kg-jours, dans le cas de la recherche de raie d'émission. Les limites obtenues en exploitant des simulations complètes, sans utiliser de distributions asymptotiques, sont représentées par des points rouges. Les bandes de sensibilité sont calculées en simulant des spectres de données sans signal.

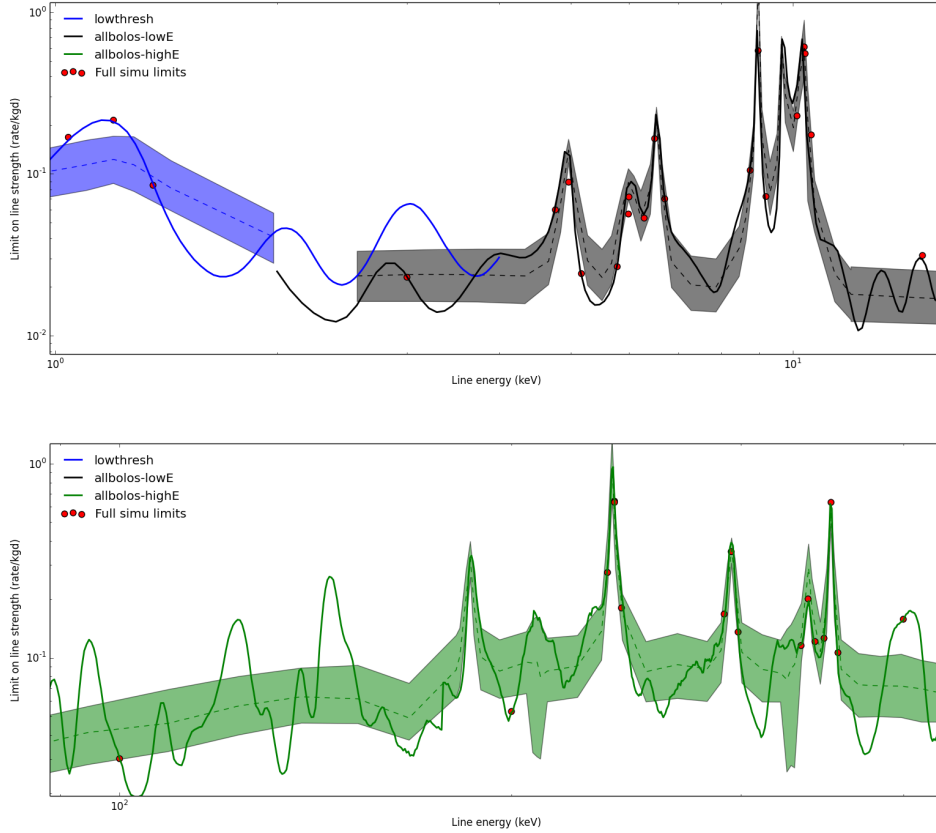


FIGURE 4.9 : Limites sur l'intensité d'une raie monochromatique, en événements par kg-jours, en fonction de l'énergie. Bleu : données bas seuil (b). Gris : données (a), modèle de spectre à basse énergie. Vert : modèle de spectre à haute énergie. Les bandes représentent les sensibilités attendues à $\pm 1\sigma$ (quantiles à 15.9 et 84.1 %). Les points rouges représentent les limites calculées à partir de simulations, sans utiliser de distributions asymptotiques.

4.4 Limites sur les flux d'axions solaires CBRD et du fer

4.4.1 Recherche d'axions Compton-Bremsstrahlung (CBRD)

Comme le signal CBRD est présent à la fois au-dessus et en-dessous de 2 keV, nous appliquons la procédure décrite ci-dessous en combinant les deux lots de données, haut et bas seuil⁴. Le paramètre μ représente l'intensité du signal CBRD, en taux d'événements relatif à celui obtenu pour $g_{ae} = 10^{-11}$.

L'examen à l'oeil des deux spectres considérés suggère une petite "sous-fluctuation" par rapport aux prédictions du modèle de fond. Le calcul complet confirme cette impression. La Fig. 4.10 représente, pour les deux jeux de données (a) et (b), et pour leur combinaison, la limite obtenue sur le paramètre μ ainsi que la distribution attendue pour cette limite en l'absence de signal. La limite obtenue pour le lot combiné est $\mu < 1.56$. Les simulations montrent qu'une limite au moins aussi faible est obtenue dans 4.0 % des cas, ce qui confirme l'impression visuelle précédente.

4. On fait le produit des likelihoods correspondants.

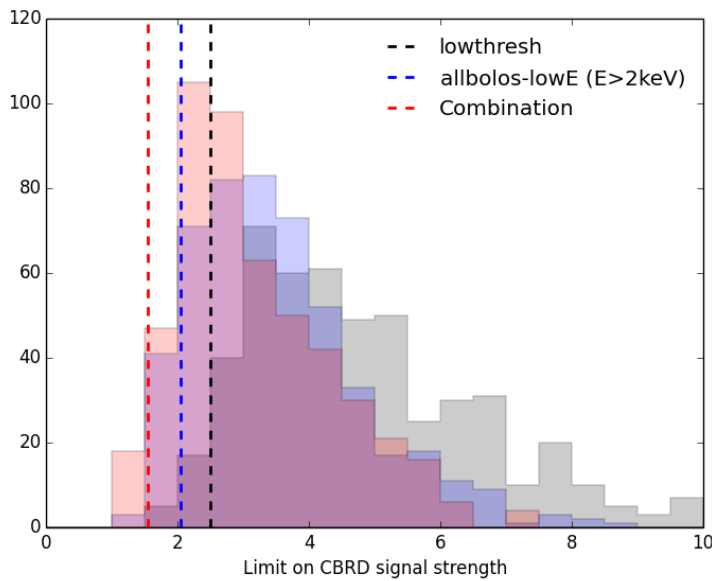


FIGURE 4.10 : Limites attendues (histogrammes) et mesurées (lignes pointillées) sur l'intensité μ du signal CBRD. Les courbes rouges sont obtenues par la combinaison des lots de données (a) et (b) et constituent le résultat de l'étude.

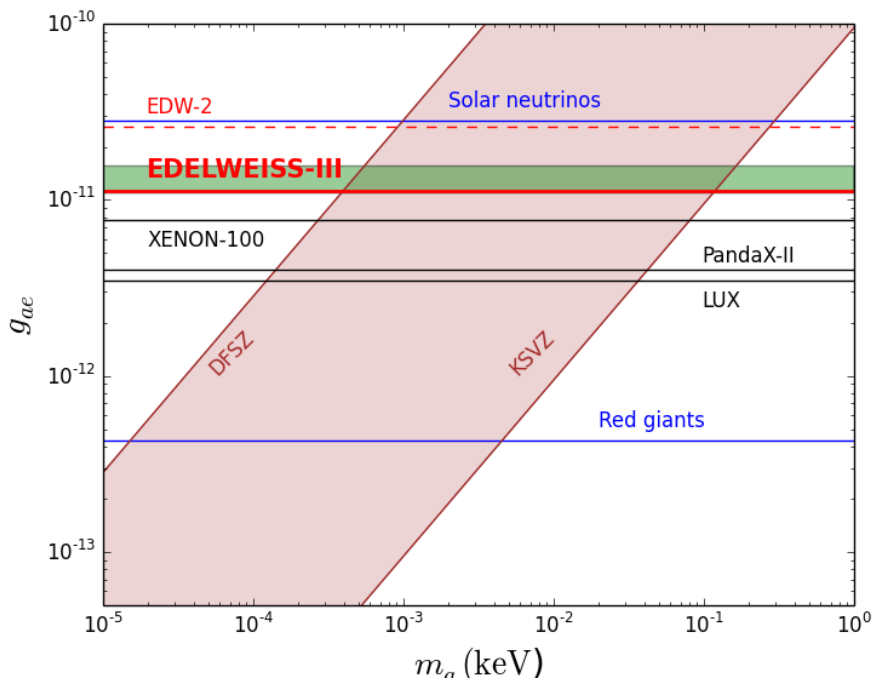


FIGURE 4.11 : Contraintes sur le couplage g_{ae} . La limite d'EDELWEISS-III est comparée aux autres expériences recherchant directement le flux d'axions solaire : XENON100 [104], PandaX-II [105] et LUX [106]. Les contraintes stellaires indirectes sont indiquées en bleu, et la bande ocre représente la zone des modèles d'axions QCD.

La contrainte obtenue grâce à cette recherche, $g_{ae} < 1.25 \times 10^{-11}$ est représentée et comparée aux autres contraintes et modèles en Fig. 4.11. Une analyse similaire avait été menée dans EDELWEISS-II, et avait permis d'obtenir $g_{ae} < 2.6 \times 10^{-11}$. Le gain obtenu avec EDELWEISS-III est de plus d'un facteur 2 sur g_{ae} , ou de manière plus éloquente un facteur 17 en terme de signal dans le détecteur (le signal varie comme g_{ae}^4). C'est le résultat d'une part de l'amélioration du seuil, le seuil d'analyse d'EDELWEISS-II étant au mieux de 2.5 keV ; et d'autre part de l'augmentation de l'exposition. Néanmoins les TPC au xénon (XENON100, et surtout PandaX-II et LUX) ont depuis atteint une sensibilité encore meilleure.

♠ *Les TPC au Xénon ont l'inconvénient majeur d'avoir une résolution en énergie médiocre à basse énergie. La perte de sensibilité induite est néanmoins compensée par le niveau de bruit de fond des reculs électroniques fiduciels extraordinairement bas obtenus avec cette technique.*

Les résultats de l'ensemble des expériences de détection directe de matière noire dans ce canal sont important car ils contraignent fortement les modèles d'axions de QCD, surtout DFSZ, pour des masses qui atteignent maintenant une fraction d'eV.

4.4.2 Recherche d'axions solaires à 14.4 keV

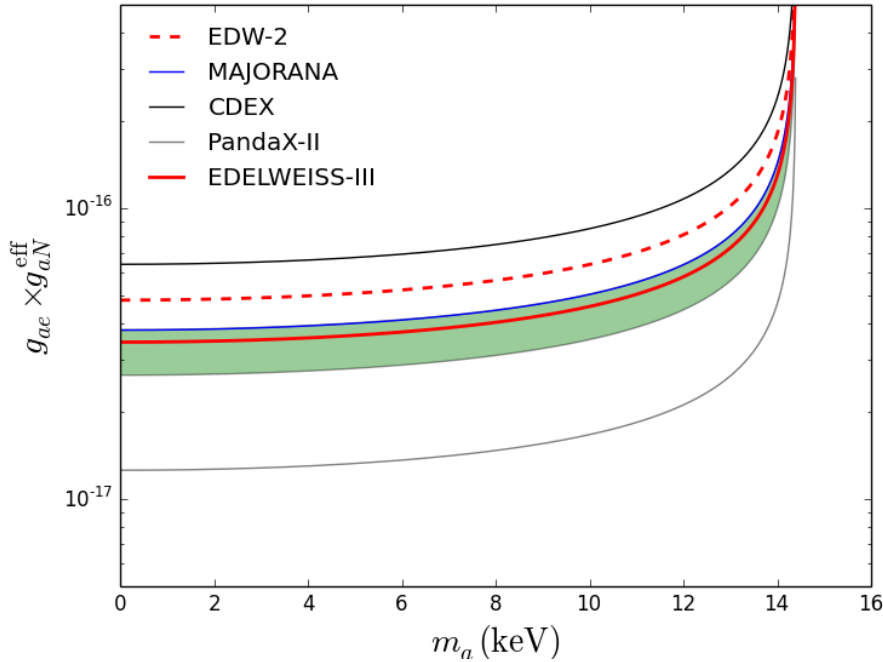


FIGURE 4.12 : Limites sur le produit $g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}}$ obtenues par la recherche d'une raie à 14.4 keV d'axions solaires dans diverses expériences [107, 108, 105].

Le signal recherché est une raie à 14.4 keV, dont l'intensité est proportionnelle à $(g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}})^2$. On peut dériver du scan en énergie présenté à la Fig. 4.9 que, pour $E = 14.4$ keV, $\mu < 2.05 \times 10^{-2}$ événements / kg-jour. Comme à la fois le flux d'axions émis par le ^{57}Fe et la section efficace axio-électrique dépendent de la masse de l'axion, cette contrainte se traduit en

une limite sur le produit $g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}}$ qui dépend de la masse m_a . Cette dépendance est représentée en Fig. 4.12. Dans la limite $m_a \ll 14.4$ keV notre limite s'écrit :

$$g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}} < 3.5 \times 10^{-17}$$

Là encore, une recherche similaire avait été menée avec EDELWEISS-II, et avait déjà permis d'obtenir $g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}} < 4.7 \times 10^{-17}$. La limite EDELWEISS-III est aussi très proche de celle obtenue par l'expérience MAJORANA [107]. De façon similaire au cas du flux de CBRD, les expériences basées sur le xénon ont un meilleur potentiel d'exclusion.

4.5 Perspective d'ensemble

Les résultats obtenus lors de cette étude, et ceux obtenus avec d'autres expériences similaires, sont intéressants car ils permettent de contraindre les modèles d'axions de QCD dans une large gamme de masse, de l'eV à la dizaine de keV. Ces contraintes sont robustes car elles ne dépendent que de la modélisation du coeur solaire, que l'on sonde en particulier avec l'héliosismologie et les neutrinos.

Les différents canaux étudiés permettent de placer des limites sur des produits de couplages effectifs différents. Pour estimer leurs impacts relatifs sur les modèles d'axions de QCD, on peut convertir chaque limite sur un produit de paramètres $\prod_{i=1}^N g_{ai}$ en une limite sur le rapport :

$$g/g_{\text{modèle}} \equiv \left(\prod_{i=1}^N g_{ai}\right)^{1/N} / \left(\prod_{i=1}^N g_{ai}^{\text{modèle}}\right)^{1/N} \quad \text{avec modèle} = \text{KSVZ ou DFSZ}$$

La Fig. 4.13 présente ces contraintes, dans le scénario KSVZ (avec $E/N = 0$), et dans le scénario DFSZ. Nous avons en particulier inclus la contrainte de l'expérience BOREXINO, qui a recherché un flux d'axions de 5.5 MeV émis par la réaction nucléaire $p(d, {}^3\text{He})a$ [109]. C'est un canal similaire à celui du ${}^{57}\text{Fe}$ mais permettant d'explorer de plus hautes masses. Il est remarquable d'observer que les résultats récents des diverses expériences permettent maintenant, par recherche *directe* d'axions solaire, d'exclure l'essentiel des modèles d'axions de QCD pour $100 \text{ meV} \lesssim m_a \lesssim 5 \text{ MeV}$. Il existe d'autres contraintes parfois plus fortes sur les couplages des axions, mais celles-ci sont plus indirectes, reposant soit sur des statistiques de populations stellaires, soit sur la modélisation de l'explosion de la supernova SN1987A. Rappelons que les axions au-delà du MeV sont exclus par les expériences de beam dump. La fenêtre en masse pour les axions de QCD qui reste ouverte se situe donc en-dessous de l'eV.

Nous pouvons conclure par des perspectives de travail sur cette thématique. Tout d'abord, sur la base des données publiées, il est envisageable de mener une synthèse des différentes contraintes pour améliorer l'ébauche représentée en Fig. 4.13. Une telle étude nécessitera d'une part de mener à bien une combinaison de données optimisée entre les différents détecteurs et canaux. D'autre part, rappelons que les flux d'axions Primakoff ou CBRD sont calculés essentiellement dans le régime relativiste. Il serait aussi possible d'obtenir des prédictions robustes de ces flux dans le régime non-relativiste, ce qui permettra d'élargir le domaine en masse couverte par un certain nombre de canaux, et de mieux "raccorder" les diverses contraintes en particulier pour $m_a \sim 100 - 1000$ eV.

D'autre part, les expériences vont améliorer aussi la qualité des données. Les progrès des TPC au xénon vont améliorer naturellement les contraintes sur $g/g_{\text{modèle}}$ dans une large gamme

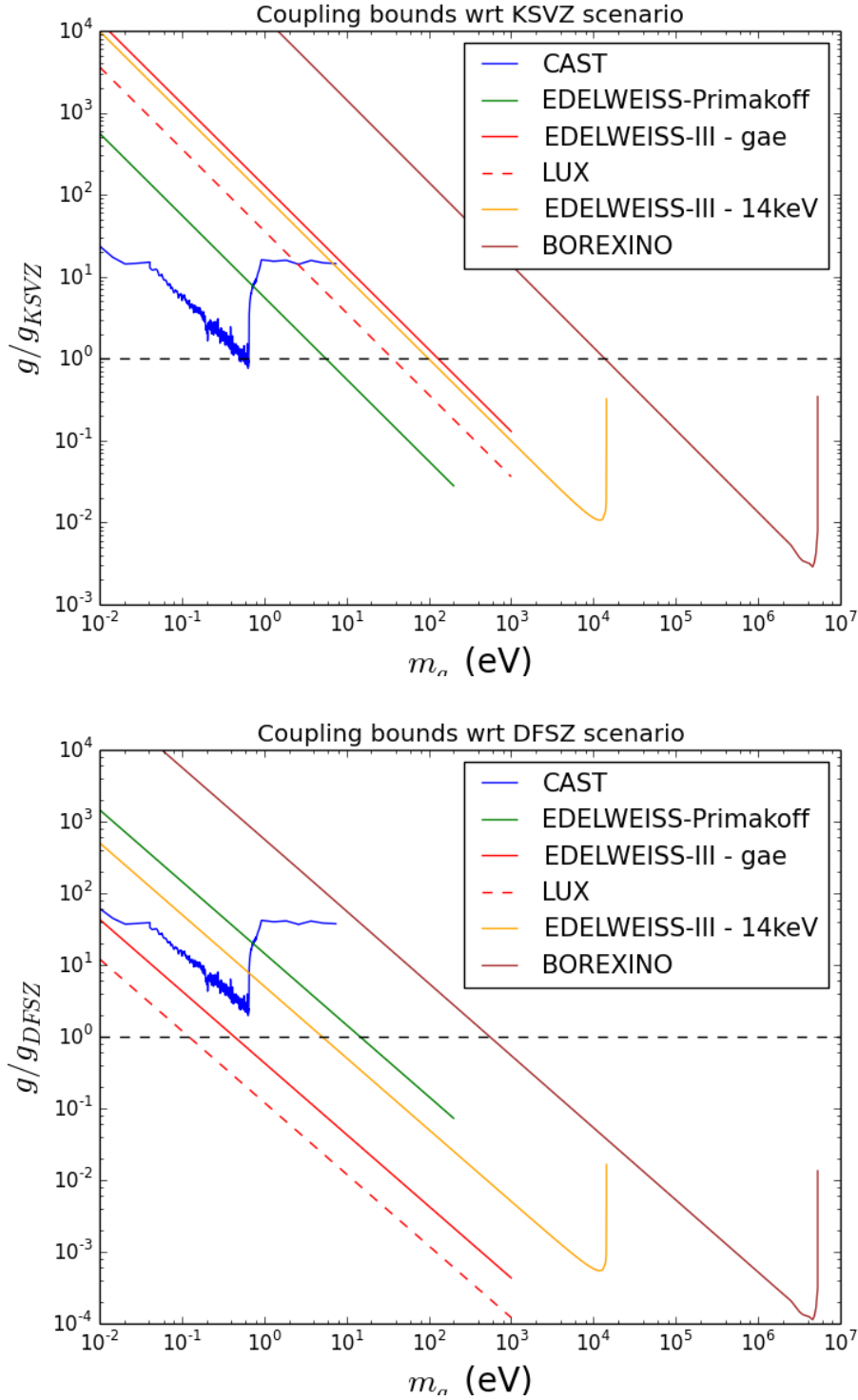


FIGURE 4.13 : Contraintes sur les couplage $g/g_{\text{modèle}}$ définis dans le texte, pour les modèles KSVZ (avec $E/N=0$) (haut) et DFSZ (bas), basées uniquement sur les recherches directes d'axions solaires dans divers canaux et avec diverses expériences, dans la plage de masse $0.01 \lesssim m_a \lesssim 10^6$ eV.

de masse, mais le plus intéressant sera d'explorer les plus basses masses possibles, vers $m_a \sim 1 \text{ meV} - 1 \text{ eV}$:

- Le projet (Baby-)IAXO améliorera la sensibilité de CAST [110]. Il sera utile en particulier d'optimiser son design et son fonctionnement de manière à couvrir autant que possible $m_a \sim \text{eV}$, ce qui nécessite de lutter contre la perte de cohérence du processus de détection Primakoff en jouant sur les dimensions du milieu détecteur et sur son contenu.
 - On peut aussi envisager une recherche dédiée "ultime" dans le canal Primakoff avec des détecteurs cristallins, du type d'EDELWEISS ou de MAJORANA. Cette expérience devrait en particulier contrôler précisément les axes cristallographiques des détecteurs afin d'optimiser les conditions de Bragg. Des estimations simples montrent néanmoins qu'il sera difficile de gagner un ordre de grandeur en sensibilité sur $g_{a\gamma}$ par cette méthode, à cause de la dépendance du signal en $g_{a\gamma}^4$.
-

Chapitre 5

Recherches de matière noire légère au keV

Comme indiqué au Chapitre 1, ni les données observationnelles et expérimentales actuelles, ni les préjugés théoriques ne permettent de favoriser fortement un ordre de grandeur pour la masse de la matière noire. Les chapitres précédents étaient consacrés aux masses de WIMPs relativement "traditionnels", entre quelques GeV et le TeV. Nous nous penchons ici sur la possibilité de détecter des particules de matière noire bien plus légères.

Depuis plusieurs années, un vaste espace de modèles et de masses commence à être exploré, avec de nombreux développements de R&D, afin de contraindre au mieux le couplage entre la matière noire et la matière ordinaire, pour des masses allant potentiellement du meV au GeV. Nous nous limitons dans ce chapitre à présenter des contraintes déjà obtenues, avec EDELWEISS en particulier, dans l'hypothèse d'une matière noire bosonique dont la masse serait dans un domaine entre ~ 100 eV et ~ 100 keV.

5.1 Matière noire bosonique au keV : phénoménologie

Les modèles les plus populaires de matière noire au keV sont des fermions, avec les gravitinos et surtout les neutrinos stériles [111]. Mais le cas de reliques bosoniques a aussi été considéré [112].

La densité relique de matière noire dans ces modèles est généralement le fruit d'un processus de type "freeze-in" [113] : la relique, notée X , est produite par émission thermique lors d'un processus comme $e\gamma \rightarrow eX$ dans le plasma primordial, mais son faible couplage implique que X n'est elle-même jamais à l'équilibre thermique. La densité relique est alors proportionnelle à l'intégrale du taux de production au cours du temps, et pour un modèle donné il est relativement simple de calculer le couplage au modèle standard (X -e dans notre exemple) qui permette de reproduire Ω_M .

5.1.1 Détection directe

La détection directe de fermions nécessite a priori de pouvoir observer leur diffusion sur les composants d'une cible, soit les noyaux pour des masses supérieures à $\sim 100 - 500$ MeV, soit les électrons pour des masses inférieures. Pour des masses de matière noire de l'ordre du keV, il n'existe pas encore à notre connaissance de détecteur qui soit sensible aux dépôts d'énergie extrêmement faibles associés. Des projets existent néanmoins, au niveau R&D, afin de parvenir à cet objectif.

On peut par contre tester des scénarios dans lesquels la matière noire serait bosonique. Le mécanisme de détection possible par une expérience comme EDELWEISS consiste alors en une absorption de particules de matière noire présentes localement, par un effet similaire à l'effet axioélectrique présenté au chapitre précédent. Le signal attendu est une raie dans le spectre des reculs électroniques, à l'énergie $E = m_X$. Nos détecteurs sont donc appropriés pour $m_X \sim \text{keV}$. La densité locale de matière noire est fixée, comme pour les WIMPs, à $\rho = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$, soit une densité en nombre $n = \rho/m_X$. La vitesse des particules incidentes est $\langle\beta\rangle = \langle v\rangle/c \simeq 10^{-3}$. Le flux incident de matière noire est donc :

$$\Phi = n\langle v\rangle = \langle\beta\rangle \times \frac{9.0 \times 10^{15} \text{ keV}}{m_X} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

La section efficace d'absorption σ dépend du modèle considéré : on peut distinguer les cas de matière noire scalaire, pseudoscalaire ou vectorielle. Les scénarios "scalaire" et "pseudoscalaire" sont proches, mais la masse d'un scalaire n'est a priori pas protégée contre les corrections radiatives contrairement au cas d'un pseudoscalaire. On se concentrera donc sur les cas pseudoscalaire et vectoriel.

5.1.2 Matière noire pseudoscalaire

Il s'agit d'une particule de type ALP, dont les couplages effectifs à basse énergie sont définis de la même manière que ceux des axions étudiés au Chapitre 4. C'est le couplage g_{ae} ALP-électron qui permet un effet similaire au processus axioélectrique, et nous rappelons l'expression

$$\sigma_{ae}(E) = \sigma_{pe}(E) \frac{g_{ae}^2}{\beta} \frac{3E^2}{16\pi\alpha m_e^2} \left(1 - \frac{\beta^{2/3}}{3}\right)$$

Ici, $\beta = 10^{-3}$ et la particule incidente est donc non-relativiste : $E = m_a$. L'intensité de la raie liée au processus d'absorption, exprimée en événements par kg-jours, s'écrit alors :

$$\mu = \frac{\sigma_{ae}(m_X) \times \Phi}{A m_p}$$

♠ *Notons que le signal de modulation annuelle de DAMA a été interprété dans le cadre de ce modèle spécifique, avec $m_X \sim 1 - 3 \text{ keV}$ et $g_{ae} \sim 10^{-10}$ [114]. Cela a initialement fourni un intérêt supplémentaire aux recherches dans ce canal. Néanmoins, [112] a démontré que cette interprétation était erronée, car l'amplitude de modulation annuelle dans ce scénario d'absorption est très largement supprimée.*

5.1.3 Matière noire vectorielle

Le couplage d'un champ vectoriel $V_{\mu\nu}$ au modèle standard se fait dans le cas le plus simple par mélange cinétique $(\kappa/2) \times V_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ [115]. Via les photons, il y a donc un couplage de la matière noire à la matière chargée avec un coefficient $\alpha' = \kappa^2 \alpha$. L'absorption de matière noire est alors strictement une conséquence de l'effet photoélectrique, avec un couplage atténué par α'/α :

$$\sigma_{\text{abs}} v = \frac{\alpha'}{\alpha} \sigma_{\text{pe}} c$$

L'intensité de la raie associée se déduit de la même manière que dans le cas pseudoscalaire.

5.2 Absorption de matière noire avec EDELWEISS-III

La contrainte sur l'intensité μ d'une éventuelle raie dans le spectre des reculs électroniques fiduciels d'EDELWEISS-III a été présentée au Chapitre 4, pour la gamme d'énergie 0.8 – 500 keV. Nous appliquons donc ici simplement ce résultat dans le cadre des deux scénarios introduits ci-dessus. La Fig. 5.1 présente les limites obtenues dans les deux cas, et les compare à un ensemble d'autres contraintes.

Remarquons que les limites dans les deux scénarios sont directement reliées par la relation :

$$\kappa_{\text{lim}} = (g_{\text{ae}})_{\text{lim}} \times \sqrt{\frac{3}{16 \pi \alpha}} \times \frac{m_X}{m_e}$$

Pour la comparaison entre résultats expérimentaux d'expériences de détection directe, on peut donc se concentrer sur le scénario pseudoscalaire (toutes les expériences n'ont pas publié de limite spécifique au cas vectoriel).

La limite obtenue avec EDELWEISS-III améliore sensiblement celle obtenue par l'analyse de Thibault de Boissière avec EDELWEISS-II. Pour $m_a \gtrsim 12$ keV, nos résultats sont pratiquement identiques à ceux de MAJORANA [107]. Encore une fois, pour des masses de matière noire $m_a > 1$ keV, les expériences au Xénon ont maintenant obtenu de meilleures contraintes. Nous avons étendu notre recherche jusqu'à $m_a = 500$ keV, alors que les autres expériences s'arrêtent à 100 keV. On peut néanmoins s'attendre dans cette gamme de masse à ce que MAJORANA ait une meilleure sensibilité grâce à sa résolution optimisée à haute énergie, ainsi d'ailleurs que BOREXINO grâce à son niveau de bruit de fond inégalé.

5.2.1 Contraintes astrophysiques

Les limites obtenues avec les expériences de détection directe par absorption doivent être comparées avec d'autres contraintes astrophysiques, qui dépendent du scénario considéré (pseudoscalaire ou vectoriel). Il y a essentiellement deux catégories de contraintes :

- Les contraintes basées essentiellement sur notre connaissance des divers objets stellaires (eg. [112, 115]), qui ne reposent pas sur l'hypothèse selon laquelle les nouvelles particules envisagées constituent la matière noire.
- Les contraintes de type détection indirecte, exploitant le fait que ces nouvelles particules constituent la matière noire à diverses échelles.

Dans le scénario pseudoscalaire, il existe une contrainte directe sur g_{ae} , par la statistique des géantes rouges dans les amas globulaires [116]. Celle-ci est modifiée si le processus CBRD est trop intense : cette contrainte, $g_{\text{ae}} \lesssim 4 \times 10^{-13}$, est du même ordre de grandeur que les résultats de détection directe. Une contrainte plus forte provient des limites par détection indirecte associée au processus de désintégration de la matière noire, $\phi \rightarrow 2\gamma$, qui produit une émission X dans les amas et galaxies. La comparaison est modèle-dépendante car les couplages concernés sont différents ($g_{a\gamma}$ vs. g_{ae}). Néanmoins dans [112], il est montré que même dans le

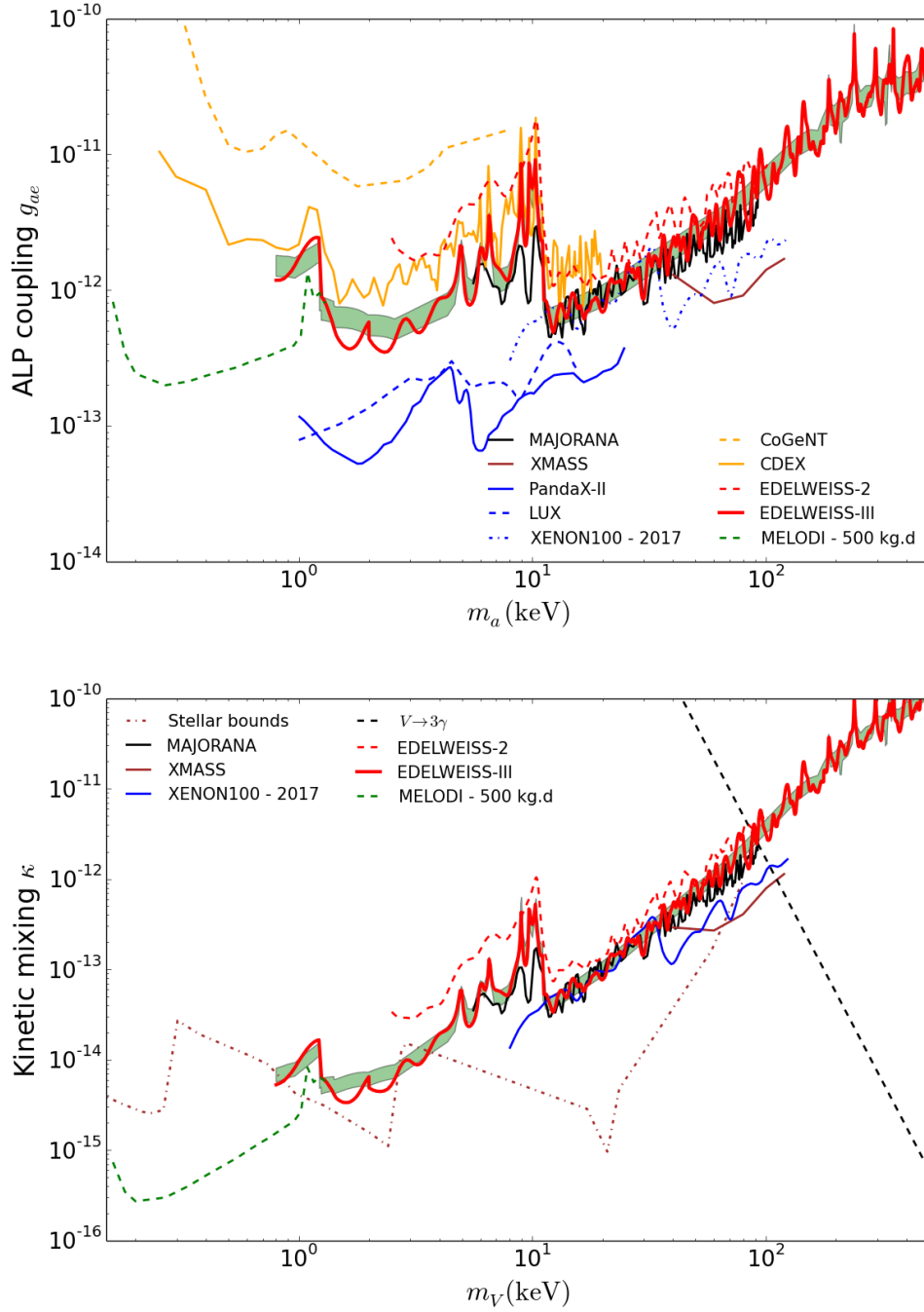


FIGURE 5.1 : Limites sur le couplage ALP-électron (haut) ou le mélange cinétique κ vecteur-photon (bas), dans l'hypothèse d'une matière noire bosonique de masse comprise entre 100 eV et 500 keV. La bande verte est la sensibilité associée à la limite d'EDELWEISS-III. La courbe pointillée verte (MELODI) est une projection indiquant la sensibilité atteignable avec 500 kg-jours de détecteurs FID instrumentés avec des HEMTs. Les contraintes stellaires [115] dans le cas vectoriel sont obtenues à partir du bilan énergétique du soleil ($m_V \sim 200$ eV), des étoiles de la branche horizontale ($m_V \sim 2$ keV) et des géantes rouges ($m_V \sim 20$ keV).

cas assez défavorable où le couplage ALP-photon $g_{a\gamma}$ est uniquement induit par le couplage ALP-électron g_{ae} via une boucle, alors les contraintes déduites des observations satellite en X sont plus restrictives que celles des expériences de détection directe.

Dans le scénario vectoriel, la particule de matière noire peut se désintégrer en 3 photons, $V \rightarrow 3\gamma$, uniquement grâce au mélange κ [112, 115]. Par rapport au cas des pseudoscalaires, le signal X de détection indirecte ne constitue plus une ligne monochromatique et est largement atténué. Les calculs indiquent que les contraintes des satellites X ne sont pas compétitives par rapport aux données de détection directe pour $m_X \lesssim 100$ keV. Comme dans le cas pseudoscalaire, les contraintes de physique stellaire (Soleil, branche horizontale, géantes rouges), illustrées aussi en Fig. 5.1, sont au même niveau, en ordre de grandeur, que les contraintes de détection directe.

5.2.2 Perspective vers les plus basses masses

Pour $m_a \lesssim 1$ keV, les expériences au Xénon perdent leur sensibilité. Ainsi, formellement, la limite EDELWEISS-III est la meilleure dans la gamme de masse $800 < m_a < 1000$ eV. Nous sommes en particulier plus sensibles que les expériences similaires CDEX et CoGeNT grâce à la capacité de réjection des événements de surface des FID800, qui permet une réduction substantielle des bruits de fond.

Une réinterprétation des données de CDMSlite, ainsi que des signaux d'ionisation pure de XENON10/100 (spectres dits "S2-only"), permettent de placer des contraintes sur g_{ae} allant jusqu'à des masses de l'ordre de 100 eV, voire ~ 10 eV, avec une sensibilité bien moindre, pour XENON10 [117, 118]. Les sensibilités associées sont limitées par des bruits de fond assez intenses et difficiles à contrôler.

En guise de perspective à relativement court terme, on pourrait obtenir une nette amélioration de ces contraintes dans la gamme 100 – 1000 eV, dans le cadre par exemple du projet MELODI. Dans ce projet, l'utilisation de nouveaux amplificateurs dits HEMTs sur les voies ionisation d'EDELWEISS [119, 120, 121], combinée à une amélioration des résolutions des voies chaleurs déjà acquise en laboratoire, permettra de baisser le seuil d'analyse pour la recherche de raie au moins jusqu'à 200 eV, tout en maintenant le faible niveau de fond actuel. La ligne pointillée verte de la Fig. 5.1 indique une sensibilité projetée dans le cadre de ce projet, en supposant une exposition de 500 kg-jour avec des détecteurs FID800 réinstrumentés, ayant une résolution en énergie (échelle combinée chaleur-ionisation) d'une vingtaine d'eV. D'autres projections plus agressives ont récemment été publiées dans [118, 117], et montrent qu'on pourrait atteindre, avec des technologies basées sur SuperCDMS/EDELWEISS, une sensibilité proche de $g_{ae} \sim 10^{-13}$ pour des masses entre 10 et 1000 eV.

♠ *La distribution statistique en luminosité des naines blanches présente une anomalie qui a été interprétée comme le produit d'un processus de refroidissement non-standard [122]. Celui-ci pourrait s'expliquer par un axion ou une ALP avec $g_{ae} \sim 10^{-13}$, d'où un relatif intérêt pour atteindre une sensibilité à cette valeur du couplage.*

Bibliographie

- [1] P. van Dokkum, S. Danieli, Y. Cohen, A. Merritt, A. J. Romanowsky, R. Abraham, J. Brodie, C. Conroy, D. Lokhorst, L. Mowla, E. O’Sullivan, and J. Zhang. A galaxy lacking dark matter. *Nature*, 555 :629–632, March 2018.
 - [2] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6 :110–127, 1933. [Gen. Rel. Grav.41,207(2009)].
 - [3] V. C. Rubin, N. Thonnard, and W. K. Ford, Jr. 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/. *Astrophys. J.*, 238 :471, 1980.
 - [4] Joel R. Primack. Cosmology : small scale issues. *AIP Conf. Proc.*, 1166 :3–9, 2009.
 - [5] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594 :A13, 2016.
 - [6] Jacob D. Bekenstein. Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm. *Phys. Rev.*, D70 :083509, 2004. [Erratum : *Phys. Rev.*D71,069901(2005)].
 - [7] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, 648 :L109–L113, 2006.
 - [8] Michael Dine, Willy Fischler, and Mark Srednicki. A Simple Solution to the Strong CP Problem with a Harmless Axion. *Phys. Lett.*, 104B :199–202, 1981.
 - [9] John Preskill, Mark B. Wise, and Frank Wilczek. Cosmology of the Invisible Axion. *Phys. Lett.*, B120 :127–132, 1983.
 - [10] S. J. Asztalos et al. A SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :041301, 2010.
 - [11] N. Du et al. A Search for Invisible Axion Dark Matter with the Axion Dark Matter Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 120(15) :151301, 2018.
 - [12] Reyco Henning et al. ABRACADABRA, A Search for Low-Mass Axion Dark Matter. In *Proceedings of the 13th "Patras" Workshop on Axions, WIMPs and WISPs, PATRAS 2017*, pages 28–31, 2018.
 - [13] B. Majorovits et al. MADMAX : A new road to axion dark matter detection. In *15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2017) Sudbury, Ontario, Canada, July 24-28, 2017*, 2017.
 - [14] Edward W. Kolb, Daniel J. H. Chung, and Antonio Riotto. WIMPzillas ! *AIP Conf. Proc.*, 484(1) :91–105, 1999. [,592(1999)].
-

-
- [15] M. Takeda et al. Extension of the cosmic ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min cutoff. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1163–1166, 1998.
- [16] David E. Kaplan, Markus A. Luty, and Kathryn M. Zurek. Asymmetric Dark Matter. *Phys. Rev.*, D79 :115016, 2009.
- [17] Kathryn M. Zurek. Asymmetric Dark Matter : Theories, Signatures, and Constraints. *Phys. Rept.*, 537 :91–121, 2014.
- [18] A. D. Dolgov and S. H. Hansen. Massive sterile neutrinos as warm dark matter. *Astropart. Phys.*, 16 :339–344, 2002.
- [19] Takehiko Asaka and Mikhail Shaposhnikov. The nuMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe. *Phys. Lett.*, B620 :17–26, 2005.
- [20] David N. Spergel and Paul J. Steinhardt. Observational evidence for selfinteracting cold dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :3760–3763, 2000.
- [21] Yonit Hochberg, Eric Kuflik, Hitoshi Murayama, Tomer Volansky, and Jay G. Wacker. Model for Thermal Relic Dark Matter of Strongly Interacting Massive Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 115(2) :021301, 2015.
- [22] Wayne Hu, Rennan Barkana, and Andrei Gruzinov. Cold and fuzzy dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :1158–1161, 2000.
- [23] David J. E. Marsh. Axion Cosmology. *Phys. Rept.*, 643 :1–79, 2016.
- [24] Lam Hui, Jeremiah P. Ostriker, Scott Tremaine, and Edward Witten. Ultralight scalars as cosmological dark matter. *Phys. Rev.*, D95(4) :043541, 2017.
- [25] Eric Armengaud, Nathalie Palanque-Delabrouille, Christophe Yèche, David J. E. Marsh, and Julien Baur. Constraining the mass of light bosonic dark matter using SDSS Lyman-alpha forest. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 471(4) :4606–4614, 2017.
- [26] Bernard Carr, Florian Kuhnel, and Marit Sandstad. Primordial Black Holes as Dark Matter. *Phys. Rev.*, D94(8) :083504, 2016.
- [27] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405 :279–390, 2005.
- [28] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267 :195–373, 1996.
- [29] Howard Baer, Andrew D. Box, and Heaya Summy. Neutralino versus axion/axino cold dark matter in the 19 parameter SUGRA model. *JHEP*, 10 :023, 2010.
- [30] M. Ackermann et al. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data. *Phys. Rev. Lett.*, 115(23) :231301, 2015.
- [31] Alessandro Cuoco, Michael Krämer, and Michael Korsmeier. Novel Dark Matter Constraints from Antiprotons in Light of AMS-02. *Phys. Rev. Lett.*, 118(19) :191102, 2017.
- [32] Dan Hooper and Lisa Goodenough. Dark Matter Annihilation in The Galactic Center As Seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope. *Phys. Lett.*, B697 :412–428, 2011.
- [33] Tansu Daylan, Douglas P. Finkbeiner, Dan Hooper, Tim Linden, Stephen K. N. Portillo, Nicholas L. Rodd, and Tracy R. Slatyer. The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way : A case for annihilating dark matter. *Phys. Dark Univ.*, 12 :1–23, 2016.
-

-
- [34] Richard Bartels, Suraj Krishnamurthy, and Christoph Weniger. Strong support for the millisecond pulsar origin of the Galactic center GeV excess. *Phys. Rev. Lett.*, 116(5) :051102, 2016.
- [35] Mark W. Goodman and Edward Witten. Detectability of Certain Dark Matter Candidates. *Phys. Rev.*, D31 :3059, 1985.
- [36] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, 6 :87–112, 1996.
- [37] R. Bernabei et al. New limits on WIMP search with large-mass low-radioactivity NaI(Tl) set-up at Gran Sasso. *Phys. Lett.*, B389 :757–766, 1996.
- [38] Christopher Savage, Katherine Freese, and Paolo Gondolo. Annual Modulation of Dark Matter in the Presence of Streams. *Phys. Rev.*, D74 :043531, 2006.
- [39] Chris Kelso, Christopher Savage, Monica Valluri, Katherine Freese, Gregory S. Stinson, and Jeremy Bailin. The impact of baryons on the direct detection of dark matter. *JCAP*, 1608 :071, 2016.
- [40] Riccardo Catena and Piero Ullio. A novel determination of the local dark matter density. *JCAP*, 1008 :004, 2010.
- [41] Martin C. Smith et al. The RAVE Survey : Constraining the Local Galactic Escape Speed. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 379 :755–772, 2007.
- [42] Paolo Gondolo and Graciela B. Gelmini. Halo independent comparison of direct dark matter detection data. *JCAP*, 1212 :015, 2012.
- [43] Patrick J. Fox, Yonatan Kahn, and Matthew McCullough. Taking Halo-Independent Dark Matter Methods Out of the Bin. *JCAP*, 1410(10) :076, 2014.
- [44] Brian Feldstein and Felix Kahlhoefer. A new halo-independent approach to dark matter direct detection analysis. *JCAP*, 1408 :065, 2014.
- [45] Bradley J. Kavanagh, Mattia Fornasa, and Anne M. Green. Probing WIMP particle physics and astrophysics with direct detection and neutrino telescope data. *Phys. Rev.*, D91(10) :103533, 2015.
- [46] P. Agnes et al. Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment. 2018.
- [47] E. Aprile et al. First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 119(18) :181301, 2017.
- [48] Q. Arnaud et al. Optimizing EDELWEISS detectors for low-mass WIMP searches. *Phys. Rev.*, D97(2) :022003, 2018.
- [49] J. Billard, L. Strigari, and E. Figueroa-Feliciano. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys. Rev.*, D89(2) :023524, 2014.
- [50] Matthew Wood, Jim Buckley, Seth Digel, Stefan Funk, Daniel Nieto, and Miguel A. Sanchez-Conde. Prospects for Indirect Detection of Dark Matter with CTA. In *Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) : Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*, 2013.
- [51] Teresa Marrodán Undagoitia and Ludwig Rauch. Dark matter direct-detection experiments. *J. Phys.*, G43(1) :013001, 2016.
-

-
- [52] G. Gerbier, J. Mallet, L. Mosca, C. Tao, B. Chambon, V. Chazal, M. De Jesus, D. Drain, Y. Messous, and C. Pastor. Pulse shape discrimination with NaI(Tl) and results from a WIMP search at the Laboratoire Souterrain de Modane. *Astropart. Phys.*, 11 :287–302, 1999.
- [53] H. S. Lee et al. Limits on WIMP-nucleon cross section with CsI(Tl) crystal detectors. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :091301, 2007.
- [54] R. Bernabei et al. Search for WIMP annual modulation signature : Results from DAMA / NaI-3 and DAMA / NaI-4 and the global combined analysis. *Phys. Lett.*, B480 :23–31, 2000.
- [55] G. Angloher et al. Limits on WIMP dark matter using scintillating CaWO_4 cryogenic detectors with active background suppression. *Astropart. Phys.*, 23 :325–339, 2005.
- [56] Z. Ahmed et al. Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment. *Science*, 327 :1619–1621, 2010.
- [57] E. Aprile et al. First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :131302, 2010.
- [58] D. S. Akerib et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118(2) :021303, 2017.
- [59] P. A. Amaudruz et al. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB. 2017.
- [60] D. S. Akerib et al. Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross section obtained from the complete LUX exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118(25) :251302, 2017.
- [61] C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C_3F_8 Bubble Chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 118(25) :251301, 2017.
- [62] A. de Bellefon et al. Dark matter search in the Frejus Underground Laboratory EDELWEISS experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A370 :230–232, 1996.
- [63] D. Drain et al. Status of the EDELWEISS experiment. *Phys. Rept.*, 307 :297–300, 1998.
- [64] B. Schmidt et al. Muon-induced background in the EDELWEISS dark matter search. *Astropart. Phys.*, 44 :28–39, 2013.
- [65] E. Armengaud et al. Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches. *JINST*, 12(08) :P08010, 2017.
- [66] E. Armengaud et al. Development and underground test of radiopure ZnMoO_4 scintillating bolometers for the LUMINEU $0\nu 2\beta$ project. *JINST*, 10(05) :P05007, 2015.
- [67] A. Juillard, S. Marnieros, Y. Dolgorouky, L. Berge, S. Collin, S. Fiorucci, F. Lалу, and L. Dumoulin. Development of Ge/NbSi detectors for EDELWEISS-II with identification of near-surface events. *Nucl. Instrum. Meth.*, A559 :393–395, 2006.
- [68] B. Censier, A. Broniatowski, A. Juillard, L. Berge, and L. Dumoulin. Surface trapping and detector degradation in Ge bolometers for the EDELWEISS Dark Matter search : experiment and simulation. *Nucl. Instrum. Meth.*, A520 :156–158, 2004.
- [69] A. Broniatowski et al. A new high-background-rejection dark matter Ge cryogenic detector. *Phys. Lett.*, B681 :305–309, 2009.
-

-
- [70] A. Broniatowski. Carrier Anisotropy and Impurity Scattering in Ge at mK Temperatures : Modeling and Comparison to Experiment. *J. Low. Temp. Phys.*, 167(5-6) :1069–1074, 2012.
- [71] Q. Arnaud et al. Signals induced by charge-trapping in EDELWEISS FID detectors : analytical modeling and applications. *JINST*, 11(10) :P10008, 2016.
- [72] 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.*, B702 :329–335, 2011.
- [73] P. Di Stefano et al. Background discrimination capabilities of a heat and ionization germanium cryogenic detector. *Astropart. Phys.*, 14 :329–337, 2001.
- [74] A. Benoit et al. First results of the EDELWEISS WIMP search using a 320-g heat-and-ionization Ge detector. *Phys. Lett.*, B513 :15–22, 2001.
- [75] A. Benoit et al. Improved exclusion limits from the edelweiss wimp search. *Phys. Lett.*, B545 :43–49, 2002.
- [76] Silvia Scorza. *EDELWEISS-II, direct Dark Matter search experiment : first data analysis and results*. These, Université Claude Bernard - Lyon I, November 2009.
- [77] Quentin Arnaud. *Détection directe de matière noire avec l'expérience EDELWEISS-III : étude des signaux induits par le piégeage de charges, analyse de données et caractérisation de la sensibilité des détecteurs cryogéniques aux WIMPs de basse masse*. PhD thesis, Lyon U., 2015.
- [78] V. Sanglard et al. Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors. *Phys. Rev.*, D71 :122002, 2005.
- [79] E. Armengaud et al. First results of the EDELWEISS-II WIMP search using Ge cryogenic detectors with interleaved electrodes. *Phys. Lett.*, B687 :294–298, 2010.
- [80] E. Armengaud et al. A search for low-mass WIMPs with EDELWEISS-II heat-and-ionization detectors. *Phys. Rev.*, D86 :051701, 2012.
- [81] E. Armengaud et al. Constraints on low-mass WIMPs from the EDELWEISS-III dark matter search. *JCAP*, 1605(05) :019, 2016.
- [82] L. Hehn et al. Improved EDELWEISS-III sensitivity for low-mass WIMPs using a profile likelihood approach. *Eur. Phys. J.*, C76(10) :548, 2016.
- [83] R. Bernabei et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *Eur. Phys. J.*, C56 :333–355, 2008.
- [84] C. E. Aalseth et al. Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P-type Point Contact Germanium Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :131301, 2011.
- [85] G. Angloher et al. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search. *Eur. Phys. J.*, C72 :1971, 2012.
- [86] R. Agnese et al. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II. *Phys. Rev. Lett.*, 111(25) :251301, 2013.
- [87] J. Domange, E. Armengaud, A. Broniatowski, and G. Gerbier. Fiducial Volume of the Edelweiss Germanium Bolometers for Dark Matter Search Using Cosmogenic Activation. *J. Low. Temp. Phys.*, 167(5-6) :1154–1159, 2012.
-

-
- [88] S. Aune et al. CAST search for sub-eV mass solar axions with ^3He buffer gas. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :261302, 2011.
- [89] A. Morales et al. Particle dark matter and solar axion searches with a small germanium detector at the Canfranc Underground Laboratory. *Astropart. Phys.*, 16 :325–332, 2002.
- [90] R. Bernabei et al. Search for solar axions by Primakoff effect in NaI crystals. *Phys. Lett.*, B515 :6–12, 2001.
- [91] Z. Ahmed et al. Search for Axions with the CDMS Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :141802, 2009.
- [92] F. Alessandria et al. Search for 14.4 keV solar axions from M1 transition of Fe-57 with CUORE crystals. *JCAP*, 1305 :007, 2013.
- [93] E. Armengaud et al. Axion searches with the EDELWEISS-II experiment. *JCAP*, 1311 :067, 2013.
- [94] Mikhail A. Shifman, A. I. Vainshtein, and Valentin I. Zakharov. Can Confinement Ensure Natural CP Invariance of Strong Interactions ? *Nucl. Phys.*, B166 :493–506, 1980.
- [95] S. Andriamonje et al. An Improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment. *JCAP*, 0704 :010, 2007.
- [96] K. Barth et al. CAST constraints on the axion-electron coupling. *JCAP*, 1305 :010, 2013.
- [97] S. Andriamonje et al. Search for 14.4-keV solar axions emitted in the M1-transition of Fe-57 nuclei with CAST. *JCAP*, 0912 :002, 2009.
- [98] E. Armengaud et al. Measurement of the cosmogenic activation of germanium detectors in EDELWEISS-III. *Astropart. Phys.*, 91 :51–64, 2017.
- [99] Lowell Brown and Cheng-xing Zhai. Atomic effects in tritium beta decay. *Annals Phys.*, 249 :298–361, 1996.
- [100] R. Agnese et al. Projected Sensitivity of the SuperCDMS SNOLAB experiment. *Phys. Rev.*, D95(8) :082002, 2017.
- [101] Javier Redondo. Solar axion flux from the axion-electron coupling. *JCAP*, 1312 :008, 2013.
- [102] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J.*, C71 :1554, 2011. [Erratum : *Eur. Phys. J.*C73,2501(2013)].
- [103] Alexander L. Read. Presentation of search results : The CL(s) technique. *J. Phys.*, G28 :2693–2704, 2002. [,11(2002)].
- [104] E. Aprile et al. First Axion Results from the XENON100 Experiment. *Phys. Rev.*, D90(6) :062009, 2014. [Erratum : *Phys. Rev.*D95,no.2,029904(2017)].
- [105] Changbo Fu et al. Limits on Axion Couplings from the First 80 Days of Data of the PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 119(18) :181806, 2017.
- [106] D. S. Akerib et al. First Searches for Axions and Axionlike Particles with the LUX Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 118(26) :261301, 2017.
- [107] N. Abgrall et al. New limits on Bosonic Dark Matter, Solar Axions, Pauli Exclusion Principle Violation, and Electron Decay from the Majorana Demonstrator. *Phys. Rev. Lett.*, 118(16) :161801, 2017.
-

- [108] S. K. Liu et al. Constraints on Axion couplings from the CDEX-1 experiment at the China Jinping Underground Laboratory. *Phys. Rev.*, D95(5) :052006, 2017.
- [109] G. Bellini et al. Search for Solar Axions Produced in $p(d, {}^3\text{He})\text{A}$ Reaction with Borexino Detector. *Phys. Rev.*, D85 :092003, 2012.
- [110] Igor Irastorza et al. The International Axion Observatory IAXO. Letter of Intent to the CERN SPS committee. 2013.
- [111] M. Drewes et al. A White Paper on keV Sterile Neutrino Dark Matter. *JCAP*, 1701(01) :025, 2017.
- [112] Maxim Pospelov, Adam Ritz, and Mikhail B. Voloshin. Bosonic super-WIMPs as keV-scale dark matter. *Phys. Rev.*, D78 :115012, 2008.
- [113] Lawrence J. Hall, Karsten Jedamzik, John March-Russell, and Stephen M. West. Freeze-In Production of FIMP Dark Matter. *JHEP*, 03 :080, 2010.
- [114] R. Bernabei et al. Investigating pseudoscalar and scalar dark matter. *Int. J. Mod. Phys.*, A21 :1445–1470, 2006.
- [115] Haipeng An, Maxim Pospelov, Josef Pradler, and Adam Ritz. Direct Detection Constraints on Dark Photon Dark Matter. *Phys. Lett.*, B747 :331–338, 2015.
- [116] Georg Raffelt and Achim Weiss. Red giant bound on the axion - electron coupling revisited. *Phys. Rev.*, D51 :1495–1498, 1995.
- [117] Itay M. Bloch, Rouven Essig, Kohsaku Tobioka, Tomer Volansky, and Tien-Tien Yu. Searching for Dark Absorption with Direct Detection Experiments. *JHEP*, 06 :087, 2017.
- [118] Yonit Hochberg, Tongyan Lin, and Kathryn M. Zurek. Absorption of light dark matter in semiconductors. *Phys. Rev.*, D95(2) :023013, 2017.
- [119] E. Grémion, A. Cavanna, Y. X. Liang, U. Gennser, M. C. Cheng, M. Fesquet, G. Chardin, A. Benoît, and Y. Jin. Development of Ultra-Low Noise HEMTs for Cryoelectronics at 4.2 K. *J. Low. Temp. Phys.*, 151(3-4) :971–978, 2008.
- [120] Xavier de la Broïse and Ayoub Bounab. Cryogenic ultra-low noise HEMT amplifiers board. *Nucl. Instrum. Meth.*, A787 :51–54, 2015.
- [121] A. Phipps, B. Sadoulet, A. Juillard, and Y. Jin. An HEMT-Based Cryogenic Charge Amplifier for Sub-kelvin Semiconductor Radiation Detectors. *J. Low. Temp. Phys.*, 184(1-2) :505–511, 2016.
- [122] J. Isern, S. Catalan, E. Garcia-Berro, and S. Torres. Axions and the white dwarf luminosity function. *J. Phys. Conf. Ser.*, 172 :012005, 2009.
- [123] Alexander Aab et al. Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV. *Science*, 357(6537) :1266–1270, 2017.
- [124] Alexander Aab et al. An Indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources. *Astrophys. J.*, 853(2) :L29, 2018.

